

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
Белорусский национальный технический университет

Кафедра «Микро- и нанотехника»

В. А. Сычик

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Учебно-методическое пособие
для студентов специальности 1-41 01 01
«Технология материалов и компонентов
электронной техники»

*Рекомендовано учебно-методическим объединением по образованию
в области информатики и радиоэлектроники*

Минск
БНТУ
2021

УДК 621.382(075.8)
ББК 32.844.1я7
С95

Р е ц е н з е н т ы:

доктор техн. наук, профессор *М. А. Короткевич*;
кафедра «Микро- и наноэлектроника» УО БГУИР, зав. кафедрой,
доктор физ.-мат. наук, профессор *В. Е. Борисенко*;
лаборатория физики полупроводников ГО «НЦП НАНБ
по материаловедению», зав. лабораторией,
доктор физ.-мат. наук, доцент *В. Ф. Гременок*

Сычик, В. А.

С95 Твёрдотельная электроника: учебно-методическое пособие для студентов специальности 1-41 01 01 «Технология материалов и компонентов электронной техники». – Минск : БНТУ, 2021. – 346 с.
ISBN 978-985-583-543-2.

Учебно-методическое пособие предназначено для студентов специальности 1-41 01 01 «Технология материалов и компонентов электронной техники». Главная цель учебно-методического пособия – ознакомить студентов с основами физики процессов в твердотельных электронных приборах, научить синтезировать эти устройства электроники и применять их для решения конкретных технических задач.

УДК 621.382(075.8)
ББК 32.844.1я7

ISBN 978-985-583-543-2

© Сычик В. А., 2021
© Белорусский национальный
технический университет, 2021

ВВЕДЕНИЕ

Предмет, задачи, структура и содержание

Предмет представляет самостоятельный раздел научной дисциплины и рассматривает вопросы физической сущности явлений в твердых телах, лежащих в основе работы электронных приборов и устройств, физике работы этих приборов и их применение. Электроника – наука, изучающая вопросы генерации, прохождения, приема и передачи электрических сигналов, средства реализации этих генераций, принципы работы и расчета РЭА. Курс охватывает широкий круг явлений, составляющих физической основы современной полупроводниковой электроники. В нем рассматриваются кинетические явления, магнитные свойства твердых тел, фотоэлектрические явления, контактные явления, физические эффекты в структурах на основе гомо- и гетероструктур. Материал является базовым для описания механизмов работы основных твердотельных электрических приборов. Радиоэлектроника – одна из наиболее развивающихся и широко применяемых областей науки и техники. У ее истоков лежат научные открытия 19 века, работы Фарадея в области возникновения электрических и магнитных полей; Максвелла, обобщившего законы электромагнетизма; Герца, доказавшего существование электромагнитных волн и их аналогию со светом.

В 1895 году Попов сконструировал и испытал первый в мире радиоприемник. Развитие радиоэлектроники непосредственно связано с развитием ее элементной базы, которая в основном определяется достижениями электроники. Первый электронно-ламповый прибор изобрел Эдисон (1904 год). В качестве детектора его применил Флеминг. До 1955 года в приборах использовали электронные лампы. После создания Бардином и Браттеном транзистора наступил полупроводниковый период. В конце 60-х годов были разработаны первые ИМС, которые в настоящее время представляют собой сложнейшие устройства, включающие до 10^6 элементов. Их появление создало новый этап на пути развития радиоэлектроники. Быстрое развитие техники и ее применение обусловлено основными свойствами электронной аппаратуры: предельной скоростью распространения электромагнитной волны; высокой чувствительно-

стью РЭУ, возможностью обработки наносекундных сигналов, малыми габаритами, массой, потреблением электроэнергии.

Курс твердотельная электроника базируется на математике, физике, ТОЭ, физике полупроводников и является базовым для дисциплин: основы схемотехники, автоматизации технических процессов; построен так, что сначала излагаются принципы построения и физика работ приборов, затем рассматриваются различные классы электронных устройств на базе этих приборов.

Глава 1. КИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

1.1. Электропроводимость полупроводников

Полупроводники – это твердые или жидкие вещества, которые характеризуются следующими физическими свойствами:

$$\rho = 10^{-4} \dots 10^{11} \text{ Ом} \cdot \text{см};$$

$$\text{tg}\delta = 10^2 - 10^{-1};$$

$$\Delta E_g = 0,05 \dots 3 \text{ эВ.}$$

К твердым полупроводникам относят: Ge, Si и химические соединения A_3B_5 , A_2B_6 , A_4B_4 .

Электропроводимость полупроводников зависит от наличия примесей в их структуре. Они подразделяются на собственные и примесные.

1.1.1. Электропроводимость собственных полупроводников

Для выяснения механизма электропроводности полупроводников рассматривают их кристаллическую структуру в плоскости X, Y .

При $T = 0 \text{ К}$ и отсутствии внешней энергии полупроводники представляют идеальный диэлектрик, в котором отсутствуют носители заряда, так как все валентные электроны каждого атома спариваются с валентными электронами соседних атомов и валентные оболочки полностью заполняются. При сообщении извне энергии ($T > 0 \text{ К}$) часть валентных электронов атомов элементарного полупроводника получает энергию, достаточную для их отрыва от оболочки и выхода в междоузлие. В результате разрыва ковалентной связи образуется свободный электрон, перемещающийся в междоузлиях решетки, обладая единичным отрицательным зарядом, и разорванная ковалентная связь, обладающая единичным положитель-

ным зарядом, называемая дыркой. Механизм образования носителей заряда отображается на его зонной диаграмме (рис. 1.1, 1.2).

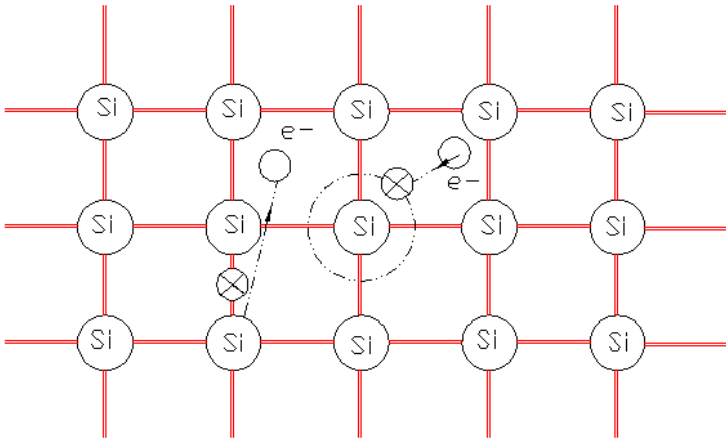


Рис. 1.1. Кристаллическая структура полупроводника

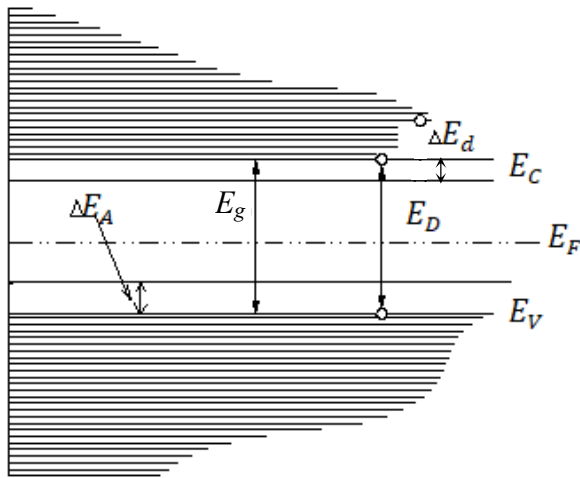


Рис. 1.2. Зонная диаграмма полупроводников

Электропроводность собственных полупроводников:

$$\sigma_i = e(n_i\mu_n + p_i\mu_i), \quad (1.1)$$

причем

$$n_i = p_i = N_c \exp(-(E_c - F_F)/kT) \approx N_c \exp(-E_g/2kT),$$

где n_i, p_i – концентрация собственных электронов и дырок;

E_g – ширина запрещенной зоны;

N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Свободные электроны могут соединяться со свободными дырками, в результате чего происходит их взаимоуничтожение – рекомбинация.

1.1.2. Электропроводимость примесных полупроводников

Если в полупроводник (Si) вводится пятивалентная примесь (P – фосфор), то 4 валентных электрона фосфора обобщаются с валентными электронами кремния, а 5-й электрон оказывается несвязанным. И уже при незначительных внешних энергиях он отрывается от оболочки и уходит в междоузлие. В результате создается свободный электрон и положительно заряженный ион примеси. Примесь, поставляющая в полупроводник электроны, называется донорной, а полупроводник, легированный такой примесью, называется донорным или n -типа проводимости. Концентрация электронов обозначается $n_n, p_n \ll n_n$, причем электроны являются основными носителями заряда, а дырки – неосновными. На зонной диаграмме для полупроводников n -типа проводимости создается энергетический уровень E_D вблизи дна зоны проводимости. Уровень E_F размещается между E_D и E_C .

Концентрация электронов в донорном полупроводнике определяется так:

$$n_n = N_n \exp\left(-\frac{E_C - E_D}{KT}\right), \quad n_n = N_n \exp\left(-\frac{\Delta E_D}{2KT}\right), \quad (1.2)$$

где n_n – концентрация основных носителей заряда;

ΔE_D – энергия активации донорной примеси;

p_n – концентрация неосновных носителей заряда.

Электропроводность при этом $\sigma_n \approx en_n\mu_n$.

Если в собственный полупроводник (Si) вводится 3-валентная примесь В – бор, то три валентных электрона бора обобщаются с валентными электронами атомов полупроводника, а 4-й электрон остался несвязанным, и при незначительной сообщаемой энергии захватывается незаполненной ковалентной связью. Валентный электрон из соседней связи захватывается этой нескомпенсированной связью, в результате чего создается неподвижный отрицательный ион примеси и свободный положительный заряд-дырка. Примесь, поставляющая в полупроводник дырки, называется акцепторной, а полупроводник – акцепторным или *p*-типа проводимости.

Концентрация дырок $n_p \ll p_p$. Причем дырки – основные носители заряда, электроны – неосновные. На зонной диаграмме дырочному полупроводнику соответствует появление уровня E_A вблизи потолка валентной зоны, уровень E_F размещается между E_A и E_V . Концентрация дырок:

$$n_p = N_p \exp\left(-\frac{E_A - E_V}{KT}\right) = N_p \exp\left(-\frac{\Delta E_A}{2KT}\right), \quad (1.3)$$

где ΔE_A – энергия активации акцепторной примеси.

Электропроводность акцепторного полупроводника:

$$N_n = \sqrt{N_D N_i}, \quad N_p = \sqrt{N_A N_i}, \quad \sigma_p \approx e p_p \mu_p.$$

1.2. Токи в полупроводниках

Электрическое поле и неравномерность распределения концентрации носителей заряда являются факторами, создающими упорядоченное движение этих носителей заряда, то есть обуславливают электрический ток в кристалле полупроводника. $\frac{\Delta n}{\Delta x} = \frac{dn}{dx}$ – градиент концентрации носителей заряда.

Движение зарядов под воздействием электрического поля называется дрейфовым, а под воздействием градиента концентрации – диффузионным. Плотность дрейфового электронного и дырочного тока определяется с помощью следующих зависимостей:

$$I_{gpn} = en\mu_n E, \quad I_{gpp} = ep\mu_p E. \quad (1.4)$$

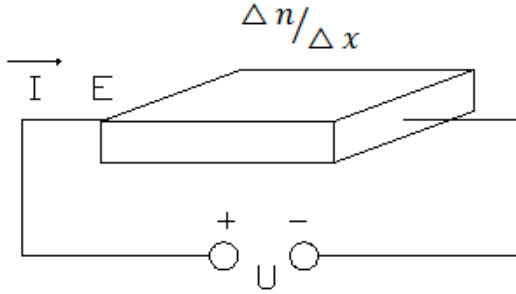


Рис. 1.3. Движение зарядов в полупроводнике

Суммарная плотность дрейфового тока в полупроводнике:

$$J = I_{gp} = I_{gpn} + I_{gpp} = eE(n\mu_n + p\mu_p). \quad (1.5)$$

При диффузионном движении носителей заряда плотность потоков носителей заряда пропорциональна градиенту их концентрации, при одномерной диффузии, когда $dn/dx > 0$ или $dp/dx > 0$:

$$j_{дифn} = eD_n \frac{dn}{dx}, \quad j_{дифp} = eD_p \left(-\frac{dp}{dx} \right) = -eD_p \frac{dp}{dx}.$$

Суммарный диффузионный ток:

$$j_{дифn} + j_{дифp} = e \left(D_n \frac{dn}{dx} + D_p \frac{dp}{dx} \right) = J_{диф}. \quad (1.6)$$

где D_n, D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно;

μ_n, μ_p – подвижность электронов и дырок.

Коэффициент диффузии связан с подвижностью носителей заряда μ соотношением Эйнштейна:

$$D = \varphi_T \mu,$$

где $\varphi_T = KT/e$.

1.3. Гальваномагнитные и термомагнитные явления в полупроводниках

Гальваномагнитные и термомагнитные эффекты представляют собой вторичные явления, происходящие в твердых телах при одновременном воздействии на них магнитных и электрических полей, а также градиента температуры. Эти явления разделяют на продольные, возникающие в направлении действия электрического поля или градиента температуры, и поперечные (перпендикулярно направлению градиента температуры и электрического поля).

1.3.1. Эффект Холла

Эффект Холла заключается в появлении поперечной разности потенциалов в образце, помещенном в магнитное поле, при пропускании через него электрического тока. При этом магнитное поле направлено перпендикулярно направлению тока и возникающей разности потенциалов.

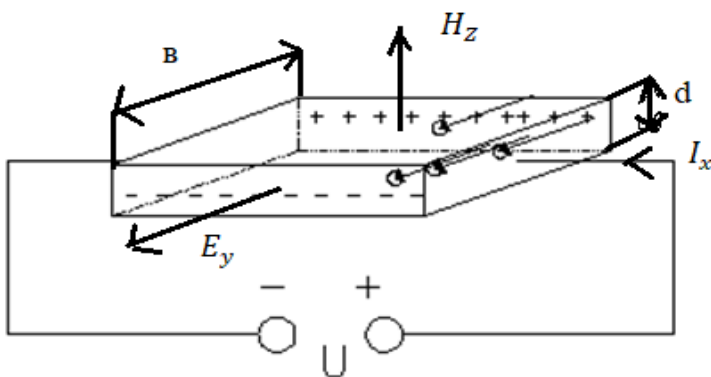


Рис. 1.4

Пусть магнитное поле направлено вдоль оси Z , т. е. $H = H_z$, а электрический ток направлен вдоль оси X , т. е. $I = I_x$, тогда электроны будут отклоняться в плоскости XY и накапливаться у передней грани на образце. Накопление будет протекать до тех пор, пока возникающее вследствие скопления зарядов электрическое поле E_y не

уравновесит силу Лоренца. В дальнейшем электроны будут двигаться вдоль образца и наступит стационарное состояние, при котором:

$$eV_x B = eE_y \quad \text{или} \quad E_y = V_x B = \mu B E_x. \quad (1.7)$$

Из выражения (1.7) следует, что при наличии магнитного поля в результате возникновения ЭДС Холла электроны находятся под суммарным воздействием полей E_x и E_y . Угол между полями E_x , E_y – угол Холла:

$$\theta = \frac{E_y}{E_x} = \mu B = R_x \sigma B.$$

Напряжение Холла:

$$U_x = \frac{1}{ne} BI/d = R_x BI/d. \quad (1.8)$$

Подвижность носителей заряда и электропроводность полупроводника можно найти из зависимости

$$\mu = R_x \sigma,$$

где R_x – постоянная Холла, равная $R_x = 1/en$ – для вырожденного полупроводника, для донорного – $R_x = A/en$;

для собственных полупроводников:

$$R_x = \frac{A}{e} \cdot \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n}; \quad (1.9)$$

для полупроводника со смешанным типом проводимости, где перенос заряда осуществляется электронами и дырками:

$$R_x = \frac{A}{e} \cdot \frac{\mu_p^2 p - \mu_n^2 n}{(\mu_p p + \mu_n n)^2},$$

где A – постоянная, зависящая от механизма рассеяния носителей заряда и степени вырождения.

Напряжение Холла зависит от величины B и протекающего тока I :

$$U_x = R_x JB / d,$$

где B – магнитная индукция;

d – толщина образца.

1.3.2. Поперечное магнитосопротивление

Если скорости u всех проходящих через полупроводник электронов одинаковы, то в стационарном состоянии действие силы Лоренца $F_x = e[vB]$ и электрического поля Холла $F_x = eF_y$, компенсируют друг друга, т. е. пути электронов остаются неискаженными. Обычно в полупроводниках электроны обладают как более высокой, так и более низкой скоростью, чем средняя. Так, если ЭДС Холла компенсирует электроны средней скорости, то электроны с меньшей скоростью будут отклоняться в сторону действия $F_x = eF_y$, а электроны с более высокой скоростью отклоняются в сторону магнитной силы Лоренца, что ведет к уменьшению длины свободного пробега электронов и к росту сопротивления.

В случае слабого магнитного поля зависимость $\rho(H)$ определяется выражением

$$\rho(H) = \rho(0) \left(1 + \frac{\mu H}{c} \right)^2 \cdot A,$$

где c , A – определенные постоянные величины.

При этом изменение магнитосопротивления имеет вид

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(0)} = \left(\frac{\mu H}{c} \right)^2 \cdot A, \quad (1.10)$$

также

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = L_g R_x^2 \sigma_0^2 B^2,$$

где $L_g = \frac{npB(1+B)}{(p-nB)^2}$ – коэффициент поперечного магнитосопротивления, $B = (p/n)^{1/e}$.

При рассмотрении гальваномагнитных эффектов принимается градиент температуры $\Delta T = 0$.

Для полупроводника с одним типом носителей заряда зависимость (1.10) имеет вид

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{B^2}{[1 + (\mu B)^2]}.$$

Следовательно, при малых магнитных полях имеем квадратичную зависимость соотношения от магнитного поля, при больших значениях B наблюдается насыщение, что характерно для металлов. В полупроводниках такого насыщения не наблюдается.

1.3.3. Эффект Зеебека (термоЭДС)

При наличии градиента температуры и в отсутствии внешнего электрического поля в полупроводниках возникает электрическое поле, которое называется термоэлектрическим. Для полупроводника n -типа проводимости при $I_X = 0$ термоэлектрическое поле можно записать как

$$E_{x \text{ терм}} = \frac{dE_F}{dx} + eE_x = -\frac{1}{T} \left[\frac{\langle \tau_e E \rangle}{\langle \tau_e \rangle} - E_F \right] \cdot \frac{dT}{dx}, \quad (1.11)$$

причем $-\frac{1}{T} \left[\frac{\langle \tau_e E \rangle}{\langle \tau_e \rangle} - E_F \right] = \alpha e$ — дифференциальная термоЭДС.

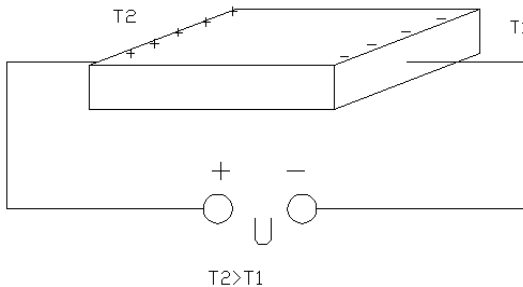


Рис. 1.5. Явление термоЭДС

Сущность явления термоЭДС в полупроводниках заключается в том, что в электрической цепи, состоящей из полупроводникового образца и внешних выводов, при наличии градиента температуры электроны на горячем конце приобретают более высокую энергию и скорость, чем на холодном конце. В результате возникает поток носителей заряда от горячего конца к холодному, электроны скапливаются на холодном конце, образуя отрицательный заряд, а на горячем конце остается некомпенсированный положительный заряд. Процесс накопления продолжается до тех пор, пока возникшая разность потенциалов не создаст равновеликий поток электронов в обратном направлении и установится стационарное состояние. В данном случае созданная термоЭДС является объемной.

При соединении разнородных материалов термоЭДС состоит из двух частей, причем вторая составляющая представляет температурную зависимость уровня химического потенциала (контактная термоЭДС). При расчете термоЭДС учитываются обе составляющие (объемная и контактная) и в общем случае

$$E_{x \text{ терм}} = -\Delta T \left(\varphi_0 - \frac{E_F}{e} \right) = \alpha \Delta T, \quad (1.12)$$

где E_F – электрохимический потенциал;

φ_0 – объемная термоЭДС.

$$\varphi_0 = \alpha_{\text{об}} = \frac{k}{e} \left(1 + T \frac{v \ln n}{dT} \right). \quad (1.13)$$

Дифференциальная термоЭДС:

$$\alpha_e = \frac{k}{e} \left(r + 2 - \frac{E_F}{kT} \right),$$

где r – фактор рассеяния.

В полупроводниках со смешанной проводимостью:

$$\alpha = \frac{\alpha(+)\mu_p p - \alpha(-)\mu_n n}{\mu_p p - \mu_n n},$$

где $\alpha(+)$, $\alpha(-)$ вычисляются отдельно для электронов и дырок.

1.3.4. Явление Томпсона

Если вдоль полупроводника протекает электрический ток и имеется градиент температуры, то в дополнение к теплоте Джоуля в объеме полупроводника дополнительно выделяется или поглощается в зависимости от направления тока некоторое количество тепла, пропорциональное силе тока, времени и градиенту температуры:

$$Q_T = \rho_T J_x \nabla_x T, \quad (1.14)$$

где ρ_T – коэффициент Томпсона, зависит от природы полупроводника.

Для одномерного случая коэффициент Томпсона:

$$\rho_T = -T d\alpha/dT,$$

где α – дифференциальная термоЭДС;

ρ_T пропорционален силе тока. Он меняет знак при изменении направления тока на обратное, $\rho_T \geq 0$. Если $\rho_T > 0$, то $Q_T > 0$ (тепло выделяется), при течении тока в направлении возрастания температуры и поглощается при утечке тока в противоположном направлении, при $\rho_T < 0$ соотношения обратны.

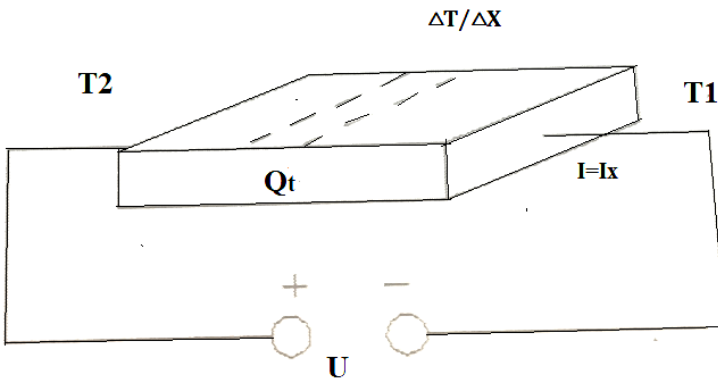


Рис. 1.6. Явление Томпсона

Причины явления Томпсона: если вдоль полупроводника, по которому протекает электрический ток, существует перепад температуры, причем направление тока соответствует движению электронов от горячего конца к холодному, то, проходя от горячего к холодному участку, электроны передают избыточную энергию окружающим атомам, чем вызывают нагрев полупроводника. При обратном направлении тока электроны, переходя от холодного к горячему концу, пополняют свою энергию за счет атомов полупроводника (поглощение тепла).

1.3.5. Эффект Пельтье

При прохождении тока в цепи, состоящей из различных проводящих материалов, в местах контакта, в дополнение к теплоте Джоуля, выделяется или поглощается, в зависимости от направления тока, некоторое количество теплоты $Q_{\text{П}}$ (теплота Пельтье), пропорциональное прошедшему через контакт количеству электричества.

$$Q_{\text{П}} = \Pi_{12}It, \quad (1.15)$$

где Π_{12} – коэффициент Пельтье, зависящий от природы находящихся в соединении материалов.

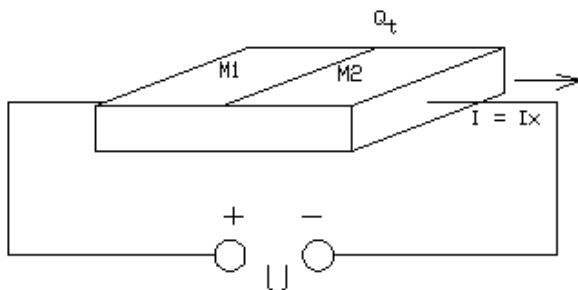


Рис. 1.7. Выделение $Q_{\text{П}}$ в структуре M1–M2

На единичной площади в 1 с выделится тепло:

$$Q_{\text{П}} = \Pi_{12}J, \quad (1.16)$$

Коэффициент Пельтье:

$$\Pi_{12} = \Pi_1 - \Pi_2 = T(\alpha_1 - \alpha_2), \text{ т. е. } \Pi = \alpha T.$$

Коэффициенты Томпсона и Пельтье находятся в следующей зависимости:

$$\rho_2 - \rho_1 = T \frac{d}{dT} \left(\frac{\Pi_{12}}{T} \right). \quad (1.17)$$

Отмеченные индексами величины относятся к двум материалам.

Эффект Пельтье объясняется, исходя из зонной диаграммы контакта (металл – полупроводник).

Схема энергетических зон контакта Me – полупроводника.

Средняя кинетическая энергия электронов, участвующих в переносе тока, в двух находящихся в контакте материалов различна. Из рис. 1.8 следует, что направление внешнего поля соответствует переходу электронов из полупроводника в металл. Энергия свободных электронов в зоне проводимости полупроводника значительно выше энергии электронов на уровне E_F (химический потенциал). Перейдя в металл, эти электроны опускаются до энергии E_F , отдавая при столкновениях свою избыточную энергию атомам металла. Выделяющаяся при этом теплота – это теплота Пельтье $Q = Q_{\Pi}$. Вся теплота Q_{Π} практически выделяется на самом контакте.

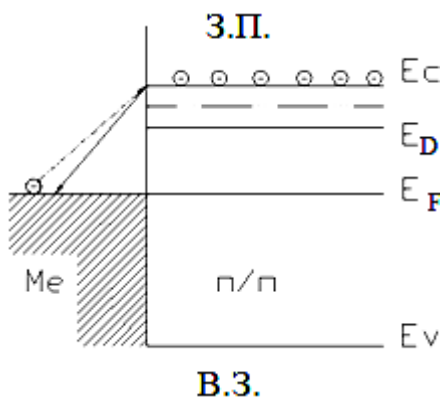


Рис. 1.8. Зонная диаграмма контакта М–П

При противоположном направлении (из металла в полупроводник) электроны, перешедшие в полупроводник, поглощают энергию тепловых колебаний решетки. При этом поглощается Q_{Π} .

1.3.6. Основные уравнения, необходимые при расчете полупроводниковых приборов

Основные уравнения, используемые при расчете полупроводниковых приборов, описывают поведение носителей заряда в случае отклонения от условий теплового равновесия под влиянием внешних воздействий.

Уравнение Максвелла для однородного изотопного материала. В интегральной форме:

$$\oint_l H dl = \int_s \left(j_{\text{нр}} + \frac{\partial D}{\partial t} \right) dS; \quad \oint_l E dl = - \frac{\partial}{\partial t} \int_s B dS; \quad \oint_s B dS = 0;$$

$$\oint_s D dS = \int_V \rho dV. \quad (1.18)$$

В дифференциальной форме:

$$\nabla H = j_{\text{нр}} + \frac{dD}{dt}; \quad \nabla_x E = - \frac{\partial B}{\partial t}; \quad \nabla D = \rho; \quad \nabla B = 0. \quad (1.19)$$

Уравнение плотностей тока:

$$J_p = e\mu_p pE + eD_p \nabla p; \quad (1.20)$$

$$J_n = e\mu_n nE + eD_n \nabla n.$$

Для одномерного случая:

$$J_n = e(\mu_n nE + D_n \frac{\partial n}{\partial x});$$

$$J_p = e(\mu_p pE + D_p \frac{\partial p}{\partial x});$$

$$J_n + J_p = J.$$

Уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - V_n + \frac{1}{e} \nabla J_n; \quad \frac{\partial p}{\partial t} = G_p - V_p - \frac{1}{e} \nabla J_p. \quad (1.21)$$

Для одномерного случая при низких уровнях инжекции последнее уравнение для неосновных носителей заряда приводятся к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_p}{\partial t} &= G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + n_p \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2}; \\ \frac{\partial p_n}{\partial t} &= G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - p_n \mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2}. \end{aligned} \quad (1.22)$$

1.4. Электронно-дырочный *p-n*-переход

P-n-переход представляет область контакта двух слоев полупроводника обратной проводимости. Он является основным структурным элементом твердотельных электронных приборов. Его свойствами определяется принцип действия и функциональные возможности этих приборов. Принцип работы *p-n*-перехода представлен на рис. 1.9.

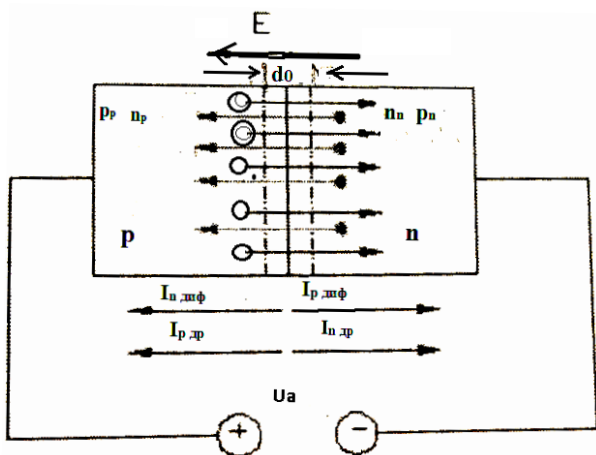


Рис. 1.9. Принцип работы *p-n*-перехода

Структурная схема p - n -перехода представлена на рис. 1.10.

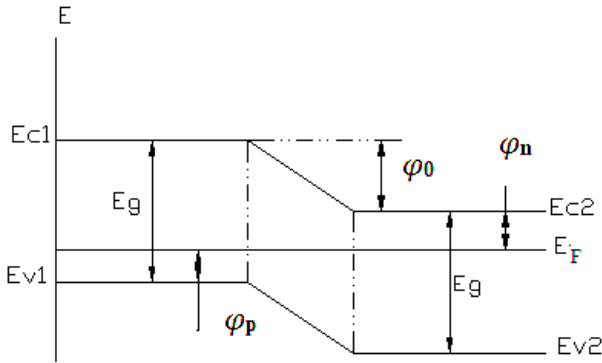


Рис. 1.10. Зонная диаграмма p - n -перехода

В p - n -структуре энергия уровня Ферми E_F одинакова (при $U_a = 0$). Поэтому с учетом энергетических зон p - и n -областей их валентные зоны и зоны проводимости смещены. Разность минимальных энергий электронов проводимости в p - и n -областях перехода — $E_{c1} - E_{c2} = \varphi_0$, то есть высота потенциального барьера:

$$\varphi_0 = eV_D,$$

где V_D — контактная разность потенциалов.

Причем

$$\varphi_0 = E_g - (\varphi_n - \varphi_p).$$

Через p - n -переход при $U_0 > 0$ текут токи

$$J_{\text{диф}} = J_{n \text{ диф}} + J_{p \text{ диф}} \quad \text{и} \quad J_{\text{др}} = J_{n \text{ др}} + J_{p \text{ др}}, \quad J_a = J_{\text{диф}} + J_{\text{др}}.$$

Распределение концентрации примесей.

Концентрация неравновесных носителей p_{n0} и n_{p0} через основные n_n и p_p определяется при равновесном состоянии p - n -перехода в p - и n -областях:

$$p_n = p_p \exp(-\varphi_0/kT). \quad (1.23)$$

При инжекции носителей заряда через p - n -переход, когда к нему приложено напряжение прямой полярности, высота потенциального барьера понижается на eU_0 , и концентрация неосновных носителей заряда на интервале диффузионных длин изменяется по зависимости

$$n_p(x) = n_p + n_p \left[\exp \frac{eU_a}{KT} - 1 \right] e^{-\frac{x-d_n}{L_n}};$$

$$p_n(x) = p_n + p_n \left[\exp \frac{eU_a}{kT} - 1 \right] e^{-\frac{x-d_p}{L_p}}. \quad (1.24)$$

Аналогично при экстракции неосновных носителей заряда через переход, к которому приложено обратное напряжение, концентрация носителей заряда будет изменяться так:

$$n_p(-x) = n_p + n_p \left[\exp \frac{-eU_a}{KT} - 1 \right] e^{\frac{x}{L_n}};$$

$$p_n(x) = p_n + p_n \left[\exp \frac{-eU_a}{KT} - 1 \right] e^{\frac{x}{L_p}}. \quad (1.25)$$

Квазинейтральность p - n -перехода.

Так как в примесных полупроводниках (p - n -областях) концентрация основных носителей заряда гораздо больше чем неосновных, то допустима замена n_n и p_p соответственно на концентрации донорной и акцепторной примесей. Такое приближение означает, что рассматриваемая область полупроводника почти нейтральна, или квазинейтральна, т. е. распределение основных носителей в ней незначительно отличается от распределения примесей (донорной и акцепторной).

В предположении электронейтральности электрическое поле в полупроводнике n -типа проводимости рассчитывается из распределения концентрации доноров:

$$E_{x_n} = -\frac{KT}{e} \cdot \frac{1}{N_D} \cdot \frac{dN_d}{dx}. \quad (1.26)$$

Аналогично в полупроводнике p -типа:

$$E_{x_n} = -\frac{KT}{e} \cdot \frac{1}{N_A} \cdot \frac{dN_A}{dx}.$$

Приближение по электронейтральности описывается экспоненциальным характером распределения примесей.

Высота потенциального барьера, обусловленного электрическим полем перехода, определяется из разности уровней Ферми в первоначально разделенных областях перехода. Образующийся потенциальный барьер φ_0 должен быть равен исходной разности уровней Ферми в разделенных областях p - n -перехода.

Работа выхода полупроводника:

$$\varphi_S = x + (E_C - E_F), \quad \varphi_0 = \varphi_{sp} - \varphi_{sn}, \quad (1.27)$$

где x – сродство к электрону.

Потенциальный барьер находят также через концентрации носителей.

$$\varphi = E_g - (\varphi_n - \varphi_p); \quad \varphi_0 = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{n_n}{n_p}\right). \quad (1.28)$$

здесь n_n и p_p – равновесные концентрации основных носителей в n - и p -областях.

1.4.1. Теория выпрямления на p - n -переходе (случай тонкого перехода)

Если $U_a = 0$ (U_a – внешнее прикладываемое к p - n -переходу напряжение), соответственно для тонкого перехода $d_0 < \frac{\Phi}{kt}l$, где l – длина пробега носителей заряда, происходит следующий процесс переноса носителей заряда. Дырки p -области и электроны n -области, с учетом ($n_n \gg n_p$, $p_p \gg p_n$), диффундируют в n - и p -области соответственно, оставляя некомпенсированные объемные заряды не-

подвижных отрицательных ионов акцепторов и неподвижных положительных ионов доноров. Вошедшие в n -область дырки рекомбинируют с электронами этой области, а вошедшие в p -область электроны рекомбинируют с дырками, тогда концентрация носителей заряда в обеих пограничных областях – $n_n p_n = p_p n_p = n_i^2$. То есть рост концентрации носителей заряда одного знака сопровождается уменьшением концентрации носителей заряда другого знака, тогда в приграничной p -области повышается концентрация электронов, а в n -области – концентрация дырок. Распределение концентрации носителей заряда отобразено на рис. 1.11.

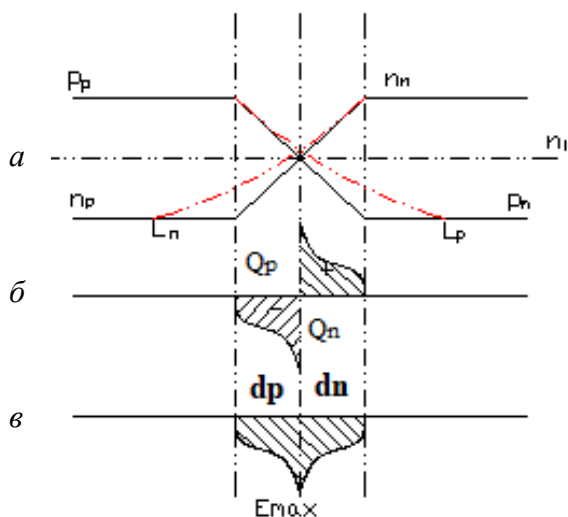


Рис. 1.11. Распределение концентрации носителей заряда dp и Ed в областях p - n -перехода

В приграничных областях создается двойной объемный заряд неподвижных ионов (доноров и акцепторов), который создает электрическое поле E с потенциальным барьером ϕ_0 , тормозящее перенос основных носителей заряда. Распределение зарядов в областях перехода представлено на рис. 1.11. Плотность диффузионного тока $j_{ndиф} + j_{pдиф} = j_{диф}$ состоит из потока дырок, диффундирующих из p - в n -область и потока электронов диффундирующих из n - в p -об-

ласть. Кроме диффузионного тока через переход течет встречный дрейфовый ток неосновных носителей, находящихся на расстоянии диффузионной длины от p - n -перехода. Распределение напряженности электрического поля в обедненных областях p - n -перехода показано на рис. 1.11.

Результирующий ток через p - n -переход:

$$j_{др} + j_{диф} = j = 0.$$

Переход считается настолько тонким, что в его пределах рекомбинация носителей заряда пренебрегается. Создаваемый неосновными носителями заряда дрейфовый ток называется тепловым. Он не зависит от величины напряжения на переходе и является током насыщения.

Подключение к p - n -переходу внешнего напряжения приводит к изменению условий переноса носителей заряда через переход. При наложении внешнего напряжения ($U_a > 0$) высота потенциального барьера равна $\phi_1 = \phi_0 - eU_a$, что отражено на зонной диаграмме. В данном случае внешний источник компенсирует соответствующий положительный и отрицательный заряды неподвижных ионов и обуславливает снижение высоты потенциального барьера, что приводит к повышению диффузии основных носителей. Это ведет к увеличению диффузионного тока.

Полный ток через p - n -переход.

$j_{диф} + j_{дрейф.} = j_{полный}$, так как $j_{диф} \gg j_{дрейф.}$, то полный ток определяется диффузионной составляющей. Этот ток определяется выражением, если $U_a > 0$.

$$I_a = eS \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) \left[\exp \frac{eU_a}{kT} - 1 \right] = I_s \left(\exp \left(\frac{eU_a}{kT} \right) - 1 \right), \quad (1.29)$$

где L_p и L_n – диффузионная длина дырок и электронов.

В случае $U_a < 0$:

$$I_a = eS \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) \left[\exp \frac{-eU_a}{kT} + 1 \right].$$

Высота потенциального барьера:

$$\varphi_0 = u_0 + eU_a.$$

Вольтамперная характеристика p - n -перехода записывается выражением:

$$I_a = I_s \left(\exp\left(\pm \frac{eU_a}{kT}\right) - 1 \right). \quad (1.30)$$

Графический вид ВАХ в координатах $I_a = f(U_a)$ представлен на рис. 1.12.

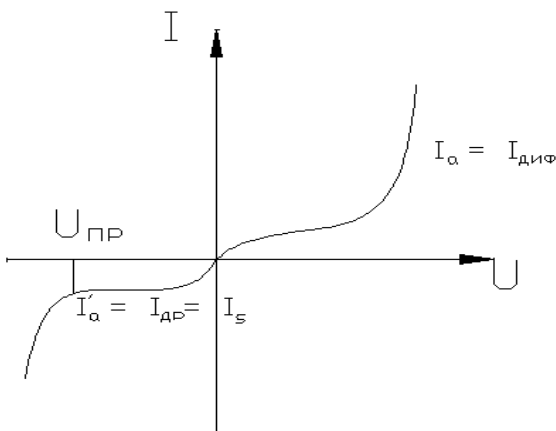


Рис. 1.12. ВАХ p - n -перехода

Реально в p - n -переходах существуют генерационно-рекомбинационные процессы. Скорости рекомбинации в p - и n -областях:

$$V_n = \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}, \quad V_p = \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p},$$

где n_{p0} , p_{n0} — равновесные концентрации неосновных носителей заряда;

τ_n , τ_p — время жизни электронов, дырок.

1.4.2. Емкость p - n -перехода

Электронно-дырочный переход можно представить как двойной электрический заряженный слой, заряд и ширина которого изменяется с приложенным напряжением U , т. е. p - n -переход обладает емкостью $C = S \frac{\partial Q}{\partial U}$, где S – площадь сечения перехода.

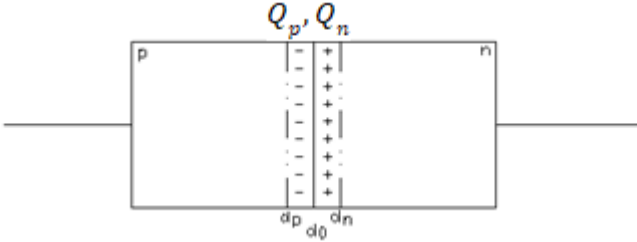


Рис. 1.13. Барьерная емкость p - n -перехода

$$\text{Заряды } Q_p = \int_{-d_p}^p (N_A - N_D) dx; \quad Q_n = \int_0^{d_n} (N_D - N_A) dx.$$

Эта емкость называется зарядной или барьерной.

Для случая резкого асимметричного перехода заряд $Q = ed_0 N_D$ и емкость $C = \frac{SeN_D \partial d}{\partial U}$, где d – обедненная область перехода. Его ширина определяется из зависимости:

$$d = \left[\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon (\varphi_0 + eU)}{N_D} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

$$\text{Поэтому } C_\delta = \frac{2S\varepsilon_0 \varepsilon}{V_D - U_a} = \left[\frac{N_D e S \varepsilon_0 \varepsilon}{2(V_a - U_a)} \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$\text{если } U_a = 0 \rightarrow C_0 = \left[\frac{N_D e S \varepsilon_0 \varepsilon}{2V_a} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (1.31)$$

В общем случае $C = C_0 \left[\frac{V_D}{V_D + U_a} \right]^{\frac{1}{3}}$ $V_D = \phi/e$ – контактная раз-

ность потенциалов.

Для плавного p - n -перехода его емкость определяется зависимостью:

$$C = C_0 \left[\frac{V_D}{V_D + U_a} \right]^{\frac{1}{3}}; \quad C_0 = \left[\frac{l_a \epsilon \epsilon_0}{12 V_D} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (1.32)$$

Следовательно, емкостные характеристики p - n -перехода зависят от закона распределения примесей.

Для прямосмещенного p - n -перехода характерна диффузионная емкость C , связанная с эффектом накопления носителей заряда при инжекции. Если ввести коэффициент инжекции $\gamma = \frac{j_p}{j_n + j_p} = \frac{j_p}{j}$,

то диффузионная емкость:

$$C_d = S \frac{ej}{kT} [\tau_p \gamma + (1 - \gamma) \tau_n]. \quad (1.33)$$

где τ_p и τ_n – время жизни электронов и дырок.

Суммарная емкость p - n -перехода:

$$C = C_d + C_B.$$

1.4.3. Пробой p - n -перехода

Пробой p - n -перехода представляет резкий рост обратного тока при достижении обратного напряжения равного пробивному.

С ростом U образуется с некоторого момента наступает резкое повышение обратного тока, т. е. наступает пробой p - n -перехода, а область резкого увеличения $I_{обр}$ называется областью пробоя.

Различают четыре вида пробоя:

1) тепловой пробой наступает, когда теплоотвод от p - n -перехода не может компенсироваться тепловыделением на переходе;

- 2) туннельный (электрический) наступает вследствие вырывания электронов из E_V в E_C сильным электрическим полем;
- 3) лавинный (ионизационный) пробой появляется вследствие ударной ионизации электронами ионов перехода;
- 4) поверхностный пробой.

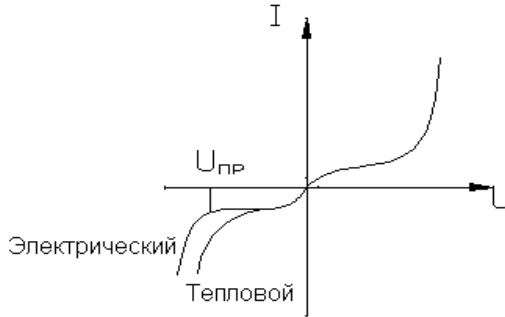


Рис. 1.14. ВАХ p - n -перехода в режиме пробоя

Тепловой пробой

Его появление возможно при определенном превышении температуры p - n -перехода ΔT над температурой окружающей среды T_C . Количество выделенного тепла в p - n -переходе в единицу времени тепла:

$$P = U_{\text{обр}} \cdot I_{\text{обр}},$$

а количество отводимого тепла:

$$P_{\text{отвод}} = \frac{T - T_0}{R_T},$$

где R_T – тепловое сопротивление между переходом и окружающей средой.

Условие теплового равновесия для обратного тока.

$$I_{\text{обр}} = I_0 \exp \left[\frac{E_g}{kT} (T - T_0) \right] \quad \text{пробивное напряжение}$$

$$U_{\text{т пр}} = \frac{2E_{md}}{3} = \frac{ESE_m^2}{2N_a \varepsilon}.$$

Напряжение теплового пробоя зависит от условий теплоотвода – уменьшается при увеличении теплового сопротивления R_T и температуры T_C .

Вследствие появления теплового пробоя большое значение приобретает конструкция, обеспечивающая хороший теплоотвод.

Электрический пробой

Он связан с генерацией электронно-дырочных пар электрическим полем.

Обозначим число носителей заряда, поступающих в переход, n_1 , а число возникших вследствие ионизации носителей заряда – n_2 .

Тогда $\frac{n_2}{n_1} = M$ – коэффициент размножения носителей заряда, который связан с приложенным напряжением следующей зависимостью:

$$M = \frac{1}{\left[I - \left(\frac{U}{U_{л пр}} \right)^k \right]}$$

Величина напряжения лавинного пробоя $U_{л пр}$ зависит от типа материала, его удельного сопротивления и типа перехода $U_{л пр} = a r^m$. Значения постоянной a и показателей степени m и k указаны в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Материал, переход	a	m	k
Ge $n-p$	52	0,6	6
Ge $p-n$	83	0,6	3
Si $p-n$	86	0,65	3.5
Si $n-p$	23	0,75	2

Влияние электрического поля на пробой заключается в том, что воздействуя на атомы кристаллической решетки, оно повышает энергию валентных электронов до величины энергии ионизации и облегчает их переход в зону проводимости.

Для несимметричного резкого p - n -перехода напряжение пробоя $U_{лпр}$:

$$U_{лпр} = \frac{E_{md}}{2} = \frac{\varepsilon S E_m^2}{2N_L}.$$

Для линейного перехода эта величина:

$$U_{лпр} = \frac{2E_m D}{3},$$

где d – ширина p - n -перехода;

E_m – допустимая напряженность электрического поля.

Туннельный пробой возникает при достижении электрическим полем напряженности $E_{пр} = 7 \cdot 10^2$ В/м для Si. Напряжение пробоя на p - n -переходе вычисляется по формуле:

$$U_{Тпр} = \varepsilon \varepsilon_0 E_{пр}^2 \mu \frac{\rho}{2}.$$

С ростом ρ материала ширина перехода возрастает, напряженность поля падает. Туннельный пробой объясняется туннельным эффектом.

Поверхностный пробой связан с влиянием поверхностного заряда на ширину p - n -перехода. Если знак поверхностного заряда противоположен знаку основных носителей в объеме полупроводника, напряженность поля у поверхности возрастает, если ε среды ниже ε полупроводника. Это приводит к сужению области пространственного заряда у поверхности, где и происходит пробой при пониженных в сравнении с объемом напряжениях. Если ε среды, граничащей с полупроводником, ниже, то эффект усиливается. Поэтому целесообразны защитные покрытия с диэлектрической проницаемостью ε больше значения среды.

1.4.4. Импульсные свойства p - n -переходов

Эти свойства проявляются в p - n -переходе при их работе в ключевом режиме. Для работы перехода в режиме импульсов существенной является величина заряда, которая должна выводиться из базы для перевода перехода в закрытое состояние.

Заряд переключения Q_{Π} меньше накопительного Q_{H} , т. к. за время вывода часть носителей заряда успевает рекомбинировать.

Чем больше отношение $\frac{I_2}{I_1}$, тем больше $\frac{Q_{\Pi}}{Q_{\text{H}}}$. Для исследования

процесса на переход подается импульс прямого тока $J_1 = E_2 / R_1$, после окончания которого подается обратное напряжение E_2 .

Ток $i(t)$ и напряжение $U(t)$ изменяются на p - n -переходе (рис. 1.15).

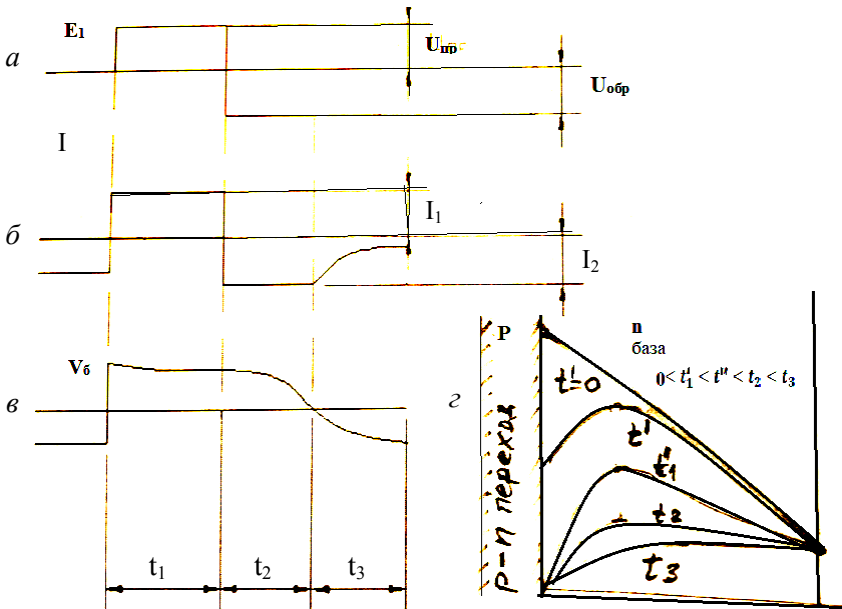


Рис. 1.15. Временные диаграммные изменения U и I при импульсном входном сигнале

На протяжении t_1 , предшествующего переключению, через p - n -переход проходит импульс прямого тока $J = E_1 / R_1$. При переключе-

чении перехода на обратное напряжение $E_2(t_2)$ его сопротивление $R_{обр} = \frac{U}{i}$ вначале оказывается небольшим, вследствие насыщения базы носителями заряда, накопленным во время прохождения прямого тока. Поэтому обратный ток I_e имеет сначала большую величину $J_2 = E_2 / R_2$. Затем накопленный заряд частично выводится из базы током J_2 , частично исчезает из-за рекомбинации. Переход восстанавливает E_2 и J_2 уменьшается до $J_{обр}$. К моменту окончания прямого импульса. В базе существует установившееся распределение концентрации – кривая $t = 0$. При переключении перехода ($I_2 = E_3 / R$) кривая t' распределения концентрации получает обратный наклон. Создается диффузионный ток из базы в переход. Распределение концентрации инжектированных носителей в n -области характеризуется уравнением

$$P_n(t) = P_n(0) \left[\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right] \exp \frac{-x}{L_p t},$$

где при $t > \tau$

$$p_n = p_{n0} \left[1 - \exp \left(-\frac{x}{L_p} \right) \right].$$

Изменение тока во времени через переход определяется:

$$\frac{i}{j_{пр}} = - \left[\frac{\exp \left(\frac{t}{\tau_p} \right)}{(\pi t / \tau_p)^{\frac{1}{2}}} + \operatorname{erf} \sqrt{\frac{t}{\tau_p}} - 1 \right]. \quad (1.34)$$

Неравновесная концентрация неосновных носителей заряда уменьшается за счет вывода носителей заряда через переход и вследствие рекомбинации в базе (кривая t''), градиент концентрации носителей заряда у перехода и ток остаются постоянными до тех пор, пока концентрация дырок у перехода не спадает до 0 ($t = t_2$). Далее гра-

диент концентраций начинает уменьшаться, и обратный ток достигает величины $I_{обр}$.

Обратное напряжение спадает во времени по закону

$$U = U_{пр} - \frac{KT}{e} \cdot \frac{t}{\tau_p}, \quad \text{при } U \gg KT/e,$$

$$U = \frac{KT}{e} \left(\exp \frac{eU_{пр}}{KT} - 1 \right) \exp^{-\frac{t}{\tau_p}}, \quad \text{при } U \ll KT/e. \quad (1.35)$$

Форма напряжения на p - n -переходе отражена на рисунке (см. рис. 1.15, в). В первый момент после включения $U_{пр}$ на p - n -переходе наблюдается всплеск $U_{пр}$, так как из-за ограниченной скорости диффузии носителей заряда база перехода сразу после включения еще не насыщена неравновесными носителями заряда и ее сопротивление повышено. По мере накопления носителей заряда сопротивление базы снижается до установившегося значения, как и напряжение. После переключения p - n -перехода напряжение в нем в течение первой фазы рассеивается, t_2 остается положительным за счет неравновесного заряда, медленно убывая до 0. Все напряжение источника E_2 падает в это время на ограничивающем резисторе. Затем напряжение перехода, изменив полярность, нарастает до значения E_e . Длительность переключения p - n -перехода с прямого направления на обратное ($t_{перекл.} = t_2 + t_3$) зависит от времени жизни носителей заряда в базе (τ_p), а также от соотношения $\frac{I_2}{I_1}$, уменьшая его,

можно сократить время переключения диода. Спад остаточного напряжения происходит по линейному закону пока это напряжение велико, а при малых напряжениях по экспоненциальному закону. Для p - n -перехода с тонкой базой время переключения зависит от времени диффузии носителей заряда сквозь базу.

1.4.5. p - n -переход при переменном смещении

Переменное напряжение смещения описывается зависимостью

$$U_a = U_0 + U_1 \exp(j\omega t).$$

Если приложить напряжение U_a к p - n -переходу, состоящее из постоянной и переменной составляющей, то уравнение для дырок на границе перехода примет вид

$$P(dn) = P_n \exp\left(\frac{eU_0}{KT}\right) \left[1 + \frac{eU_1}{KT} \exp(j\omega t) \right]. \quad (1.36)$$

После преобразования выражения концентрацию дырок на границе перехода можно представить зависимостью

$$P(dn) - P_n = P_1 + P_2 \exp(j\omega t).$$

Оценим значения концентраций P_1 и P_2 :

$$P_1 = P_n \left[\exp\left(\frac{eU_0}{KT}\right) - 1 \right]; \quad P_2 = \frac{eP_n}{KT} U_1 \exp\left(\frac{eU_0}{KT}\right).$$

Решение уравнения (1.34) с учетом P_1 и P_2 дает окончательное значение концентрации дырок на границе перехода:

$$P(dn) = P_n + P_1 \exp\left(\frac{-x}{L}\right) + P_2 \exp\left(j\omega t - (1 - j\omega\tau_p)^{1/2}\right) \frac{x}{L_p}.$$

Значение дырочного тока в плоскости c/n :

$$i_p = S \frac{eD_p}{L_p} \left[p_1 - p_2 (1 + j\omega\tau_p)^{1/2} \right] \exp(j\omega t). \quad (1.37)$$

Аналогично определяется электронная составляющая тока в плоскости d/p :

$$i_n = S \frac{eD_n}{L_n} \left[n_1 - n_2 (1 + j\omega\tau_n)^{1/2} \right] \exp(j\omega t). \quad (1.38)$$

где $n_1 = n_p \left[\exp\left(\frac{eU_0}{KT}\right) - 1 \right]$,

$$n_2 = \frac{en_p}{KT} U_1 \exp\left(\frac{eU_0}{KT}\right).$$

Полный ток через p - n -переход:

$$i = i_p + i_n.$$

Постоянная составляющая тока через p - n -переход:

$$I = eS \left[\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right] \cdot \left[\exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (1.39)$$

Переменная составляющая тока через p - n -переход:

$$i(t) = S \frac{e^2}{KT} \exp\left(\frac{eU_0}{KT}\right) \times \\ \times \left[\frac{D_p p_n}{L_p} (1 + j\omega\tau_p)^{1/2} + \frac{D_n n_p}{L_n} (1 + j\omega\tau_n)^{1/2} \exp(j\omega t) \right].$$

Полная электропроводимость p - n -перехода для переменного тока

$$\sigma = \frac{\partial I_a}{\partial U_a}, \\ \sigma = S \frac{e}{KT} \cdot \frac{I + I_c}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{(1 + \omega^2 \tau_p^2)^{1/2} + 1} + \\ + S \frac{e}{KT} \cdot \frac{I + I_z}{\sqrt{2}} \cdot \frac{j\omega\tau_p}{\sqrt{(1 + \omega^2 \tau_p^2)^{1/2} + 1}}. \quad (1.40)$$

Действительная часть соответствует активной электропроводности, а мнимая часть – реактивной, то есть

$$\mathbf{v} = \omega c_p = S \frac{e}{kT} \cdot \frac{I + I_s}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\omega\tau_p}{\sqrt{(1 + \omega^2 \tau_p^2)^{1/2} + 1}}.$$

Диффузионная емкость с учетом дырок и электронов перехода

$$C_D = S \frac{e}{KT} \cdot (I_p \tau_p + I_n \tau_n).$$

1.5. Физические эффекты в структуре Ме–полупроводник

1.5.1. Эффект Шоттки

В системе Ме–вакуум работа выхода электронов.

$\Phi_m = eV_m$ составляет 2–6 эВ.

Работа выхода металла Φ_m чувствительна к состоянию поверхности.

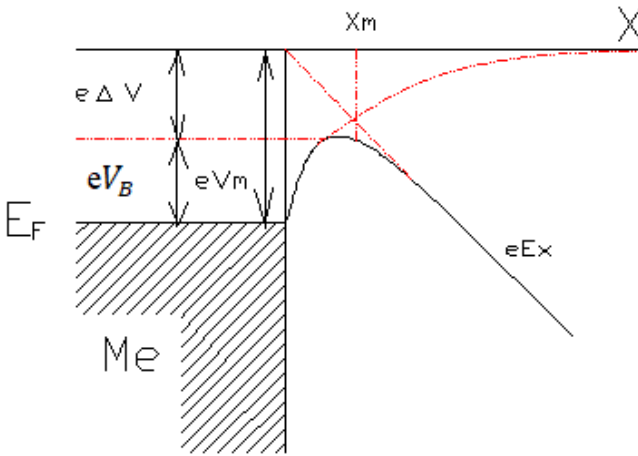


Рис. 1.16. Зонная диаграмма контакта Ме–вакуум

Находящийся на расстоянии X от границы металла электрон индуцирует на поверхности металла положительный заряд. Сила притяжения между электроном и индуцированным положительным зарядом, называемая силой зеркального изображения, определяется из зависимости

$$F = -\frac{e^2}{16\pi^2 \epsilon_0 x^2}.$$

Потенциальная энергия W_n свободного электрона определяется как функция расстояния, изменяемого вниз по оси x , и равна:

$$W(x) = \frac{e}{16\pi\epsilon_0 x} + eE_x. \quad (1.41)$$

Понижение барьера Шоттки ΔV против сил зеркального отображения и точка начала снижения X_m задаются условием

$$dW_x / dx = 0,$$

причем

$$X_m = (e/16\pi\epsilon_0 E)^2;$$

$$\Delta V = 2EX_m.$$

Снижение работы выхода металла как результат силы зеркального изображения и электрического поля E названо эффектом Шоттки.

1.5.2. Контакт *Me*–полупроводник

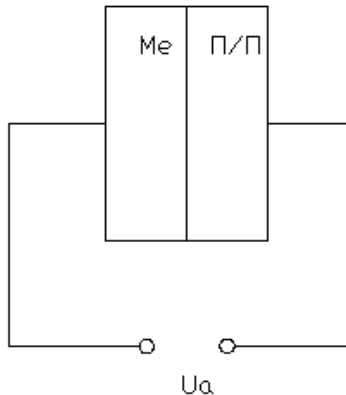


Рис. 1.17. Структурная схема контакта *Me*–полупроводник

В условиях термодинамического равновесия энергия Ферми для контакта *Me*–полупроводник – прямая линия. Зонная диаграмма

контакта Ме–полупроводник с поверхностными состояниями имеет вид, представленный на рис. 1.18.

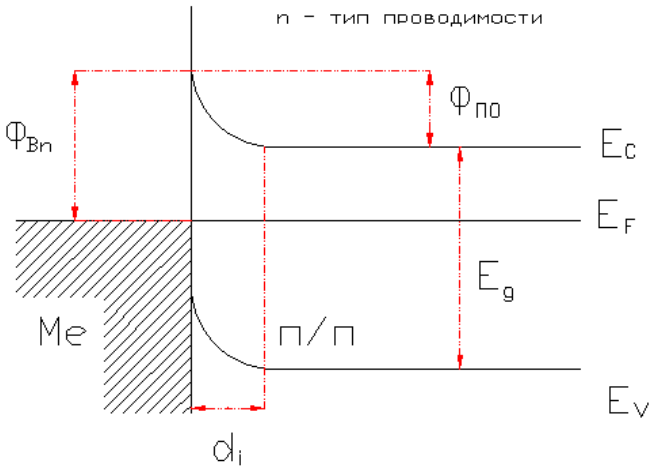


Рис. 1.18. Зонная диаграмма контакта Ме–полупроводник

Высота потенциального барьера для полупроводника n -типа: $\Phi_{Вn} = \Phi_m - X$, для полупроводника p -типа $\Phi_{Вp} = E_g - (\Phi_m - X)$. Сумма высоты потенциальных барьеров на образцах n - и p -типа проводимости равняется ширине запрещенной зоны:

$$\Phi_{Вn} + \Phi_{Вp} = E_g.$$

При контакте металла с полупроводником валентная зона и зона проводимости на энергетической диаграмме занимают определенное положение по отношению к E_F в металле. Это положение применяется в качестве граничного условия, при решении уравнения Пуассона, которое справедливо и для p - n -перехода. Для случая $Q = eN_D$ ширина обедненного слоя d_i аналогична одностороннему резкому p - n -переходу, то есть

$$d_i = \left[\frac{2\epsilon_s}{eN_D} \left(V_D - U - \frac{KT}{e} \right) \right], \quad (1.42)$$

напряженность электрического поля, которая зависит от X , в полупроводнике определяется как

$$E(x) = \frac{eN_D}{\epsilon_s}(d_i - x) = E_m - \frac{eN_D}{\epsilon_s}X,$$

где E_m – максимальная напряженность электрического поля при $X=0$.

Величина пространственного заряда:

$$Q_n = eN_D d_i = \left[2e\epsilon_s N_D (V_D - U - kT/e) \right]^{1/2},$$

где Q_n – заряд на единицу площади полупроводника.

Емкость структуры:

$$C = \left[\frac{e\epsilon_s N_D}{iV_D - U - kT/e} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon_s}{d_i}.$$

Контакт Ме–полупроводник с поверхностными состояниями

Высота барьера в системе Ме–полупроводник определяется обычно как работа выхода электрона из кристалла, так и поверхностными состояниями. Зонная диаграмма контакта Ме–полупроводник с поверхностными состояниями представлена на рис. 1.19.

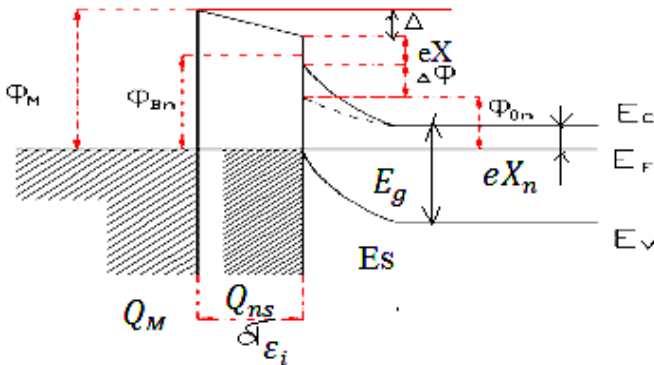


Рис. 1.19. Зонная диаграмма контакта Ме–полупроводник

Поверхностная плотность заряда поверхностных состояний полупроводника вычисляется по формуле

$$Q_{ns} = eP_s(E_g\Phi_{Вп} + \Delta\Phi), \quad (1.43)$$

где $\Delta\Phi$ – уменьшение барьера Шоттки.

Общее выражение высоты барьера в структуре Ме–полупроводник с поверхностными состояниями получают исходя из следующих допущений:

1. При контакте Ме–полупроводник толщина слоя между металлом и поверхностью полупроводника равна межатомному расстоянию и этот слой поверхностных состояний пронизаем для электронов за счет туннельного эффекта.

2. Число поверхностных состояний на единицу площади и на 1 эВ на границе раздела зависит только от поверхности полупроводника и не зависит от металла.

В первом допущении P_s – плотность акцепторных поверхностных состояний полупроводника. Величина разности потенциалов находится из выражения

$$U_k = \frac{\Delta}{e} = \frac{-\delta Q}{\varepsilon_i},$$

где δ , ε_i – толщина и диэлектрическая проницаемость слоя поверхностных состояний.

Величина Δ может быть получена из энергетической диаграммы (рис. 1.19).

$$\Delta = \Phi_m - (\chi + \Phi_{Вп} + \Delta\Phi).$$

Высота потенциального барьера $\Phi_{Вп}$ в общем случае для контакта Ме–полупроводник с поверхностными состояниями имеет вид

$$\Phi_{Вп} = [C(\Phi_m - \chi) + (1 - C)(E_g - \Phi_{0п}) - \Delta\Phi], \quad (1.44)$$

где $C = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i + e^2\delta P_s}$.

Приложенное внешнее напряжение (смещение)

Если к переходу (контакт Ме–п/п) приложено внешнее напряжение, то полное падение напряжения в области объемного заряда приходится на полупроводник.

Внешнее напряжение изменяет равновесную зонную диаграмму. При смещении прямой полярности потенциальный барьер смещается на eU_a ,

$$\Phi_{1n} = \Phi_{0n} - eU_a. \quad (1.45)$$

При смещении обратной полярности потенциальный барьер увеличивается до значения

$$\Phi_{2n} = \Phi_{0n} + eU_a. \quad (1.46)$$

Плотность объемного заряда возрастает до

$$Q_n = [2e\epsilon_s N_D (V_D - U_a)]^{1/2}. \quad (1.47)$$

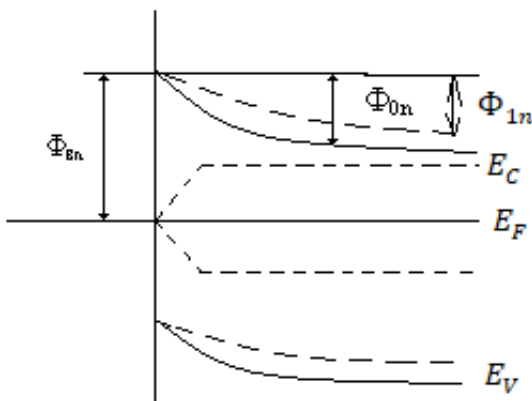


Рис. 1.20. Зонная диаграмма контакта М–П при $U_a \neq 0$

При вариации переменного электрического сигнала (U) переход ведет себя как емкость:

$$c = \left| \frac{\partial Q_n}{\partial Q_a} \right| = e [e\epsilon_s N_2 / 2(V_D - V_a)]^{1/2} = \frac{\epsilon_s}{d_j}. \quad (1.48)$$

Эта емкость приходится на единицу площади контакта.

Решив (1.48) относительно приложенного к переходу напряжения, получаем зависимость $C = f(U_a)$,

$$V_D - U_a = e\varepsilon_s N_D / 2c^2. \quad (1.49)$$

Выражение (1.49) показывает, что график зависимости $1/c^2 = f(U_{обр})$ представляет прямую линию. График зависимости $1/c^2 = f(U_{обр})$ представлен на рис. 1.21.

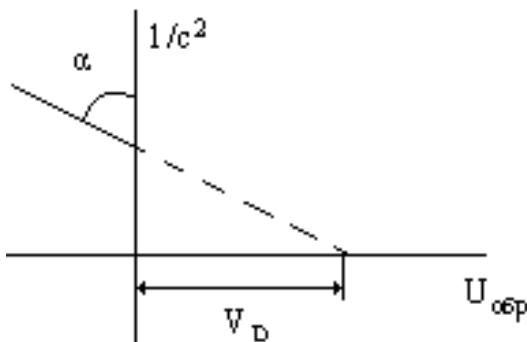


Рис. 1.21. График зависимости $1/c^2 = f(U_{обр})$

Зная наклон зависимости, можно определить уровень легирования полупроводника, точка пересечения прямой с осью $U_{обр}$ дает значение V_D .

1.5.3. Вольт-амперная характеристика контакта Ме-полупроводник

Перенос носителей заряда в структуре Ме-п/п происходит благодаря основным носителям, в отличие от $p-n$ -переходов, где он обусловлен неосновными носителями заряда. Используются 3 различные теории переноса носителей заряда в системе металл-полупроводник:

- 1) теория термоэлектронной эмиссии;
- 2) теория изотермической диффузии Шоттки;
- 3) теория термоэлектрической эмиссии – диффузии.

1. Теория термоэлектронной эмиссии исходит из предположения, что высота барьера $\Phi_{Bn} \gg kT$. Столкновениями электронов в обедненном слое пренебрегают и эффект силы зеркального отображения не учитывают. Форма профиля барьера не существенна и величина тока зависит от высоты барьера. Плотность тока I_{M-P} , текущего от металла к полупроводнику, вычисляется с помощью уравнения термоэлектронной эмиссии:

$$I_{M-P} = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right), \quad (1.50)$$

где $A = \frac{4\pi m^* k^2}{h^3}$, m^* – эффективная масса электрона.

Так как высота барьера для электронов, текущих из металла в полупроводник, остается неизменной, то ток I_{M-P} не зависит от приложенного напряжения. Эта величина должна быть эквивалентна величине тока, текущего из полупроводника в металл при наличии термического равновесия, когда $U_a = 0$. Величина плотности тока из металла в полупроводник составит

$$I_{n-M} = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{Bn}}{kT}\right). \quad (1.51)$$

Обычно плотность тока I_a равна сумме I_{M-P} и I_{P-M} :

$$\begin{aligned} I_a &= \left[AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{Bn}}{kT}\right) \right] \times \left[\exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= I_{ST} \left[\exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) - 1 \right]. \end{aligned} \quad (1.52)$$

Выражение (1.52) подобно ВАХ p - n -перехода, но плотность тока насыщения I_S здесь другая, т. е. сильная зависимость I от T .

2. Диффузионная теория Шоттки. Предполагает, что высота $\Phi_{Bn} \gg kT$, но учитывается влияние столкновения электронов в обедненном слое; величина тока не влияет на концентрацию носителей при $X = 0$, $X = d_i$. Примесная концентрация в полупроводнике не вырождена. Так как ток в обедненном слое зависит от локального поля и градиента концентрации, то уравнение плотности тока представлено как

$$I_x = I_n = e \left[n(x)\mu E + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right] = eD_n \left[-en(x) / kT \frac{\partial U(x)}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial x} \right]. \quad (1.53)$$

где N_c – эффективная плотность состояний.

Решение (1.53) для барьера Шоттки, где не учитывается влияние силы зеркального отображения, $eV_D \gg kT$ для малых напряжений U_a , выражение плотности тока насыщения имеет вид

$$I_n = \left\{ \frac{e^2 D_n N_c}{kT} \left[\frac{e(V_D - U_a) 8\pi \cdot N_D}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{\Phi_{Bn}}{kT}\right) \right\} \times \quad (1.54)$$

$$\times \left[\exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) - 1 \right] = I_{SD} \left[\exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) - 1 \right].$$

Выражение (1.54) в диффузионной теории и теории термоэлектрической эмиссии схожи, однако плотность тока насыщения I_{SD} для диффузионной теории изменяется более сильно от внешнего U , но менее чувствительна к температуре.

3. Теория термоэлектронной эмиссии – диффузии.

Она вытекает из граничного условия для скорости термоэлектронной рекомбинации на границе раздела системы металл–полупроводник. Дополнительно учитывается влияние рассеяния от границы раздела. Используя результат, даваемый диффузионной теорией, получим

$$I = eN_c \mu E \exp\left(-\frac{\Phi_{Bn}}{kT}\right) \cdot \left[\exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (1.55)$$

С учетом вероятности электронной эмиссии через потенциальный барьер f_p и с учетом туннельного эффекта и квантового механизма, отражения f_Q выражение для тока, протекающего через контакт металл–полупроводник, по этой теории запишется выражением

$$I = I_{SDT} \left[\exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) - 1 \right], \quad (1.56)$$

$$I_{SDT} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{Bn}}{kT}\right), \quad A^* = \frac{f_p f_Q A}{(1 + f_p f_Q V_R I V_D)},$$

где V_R – скорость диффузии носителей заряда;
 A – эффективная постоянная Ригардсона.

1.5.4. Барьер Шоттки

Контакт, представляющий барьер для потока электронов из металла в равномерно легированный полупроводник, называется барьером Шоттки. Для установления зависимости потока электронов через барьер оценивается распределение потенциала в обедненном слое барьера Шоттки, который определяется из зависимости $V_D(x)$:

$$V_D(x) = \frac{eN_D}{\varepsilon} \left(d_i - \frac{x}{2} \right), \quad 0 < x < d_i. \quad (1.57)$$

Из (1.57) и (1.56) находим зависимость тока через переход, то есть выражение вольт-амперной характеристики барьера Шоттки:

$$I_x = I_s \left[\exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) - 1 \right], \quad (1.58)$$

$$I_s = \left(e^2 D_n \frac{N_c}{kT} \right) \times \left[\frac{2e(V_D - U_a)N_D}{\varepsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{\Phi_{Bn}}{kT}\right).$$

I_s также зависит от напряжения и в конечном счете без учета температуры можно записать ВАХ барьера Шоттки:

$$I_x = I'_s \left[\exp\left(\frac{eU_a}{nkT}\right) - 1 \right],$$

где I'_s – не зависит от напряжения,

n – постоянная, значение которой находят экспериментально, которая составляет 1,02–1,15.

1.5.5. Барьер Мотта

В случае барьера Мотта полупроводник характеризуется резким изменением уровня легирования, от низкого значения вблизи границы раздела с металлом до высокого уровня на близком расстоянии от поверхности.

Зонная диаграмма барьера Мотта имеет вид, представленный на рис. 1.22, где отражена высота потенциального барьера Мотта.

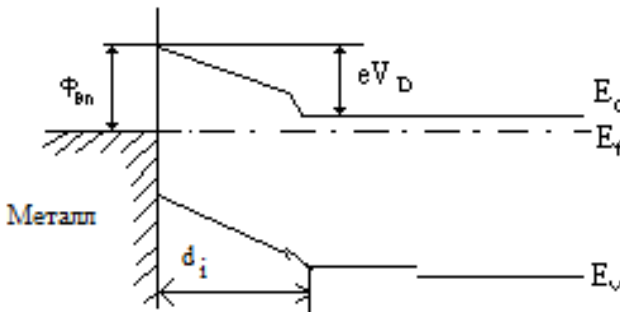


Рис. 1.22. Зонная диаграмма барьера Мотта

Это присуще структуре, когда металлический контакт создан на тонком слабелегированном эпитаксиальном слое, выращенном на сильнолегированной области кристалла (в структурах биполярных ИС). Для получения зависимости тока от напряжения на барьере Мотта потенциал $V_D(x)$ выражается в зависимости от x :

$$V_D(x) = (V_D - U_a) \cdot (x / d_i), \quad 0 < x < d_i.$$

Подставив это выражение в ВАХ контакта металл–полупроводник, получим уравнение вольт-амперной характеристики барьера Мотта:

$$I_x = I_M \left[\exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) - 1 \right], \quad (1.59)$$

$$I_M = \frac{e^2 D_n N_c (V_D - U_a) \exp\left(-\frac{\Phi_{Bn}}{kT}\right)}{kT \left[1 - \exp\left(-\frac{e(V_D - U_a)}{kT}\right) \right]},$$

здесь I_M зависит от U_a сильнее, чем I_S для барьера Шоттки.

1.5.6. Невыпрямляющие (омические) контакты

Контакты могут быть омическими, если влияние потенциального барьера на поток носителей мало. На практике это реализуется путем сильного легирования полупроводника так, чтобы обедненная область d_i стремилась к минимуму (до очень малой величины).

Туннельные контакты.

Если толщина барьера порядка нескольких нм и металл смещен отрицательно по отношению к полупроводнику, то электроны из металла туннелируют в E_c полупроводника (рис. 1.21, *a*). Если полупроводник смещен отрицательно по отношению к металлу, то электроны из полупроводника переходят по туннельному эффекту на электронные состояния в металле.

Контакт металл–полупроводник, у которого возможно туннелирование, обладает очень малым сопротивлением. Он всегда является омическим контактом.

Омические контакты Шоттки.

Метод получения омического контакта заключается в обеспечении вблизи контакта более высокой концентрации основных носителей заряда, чем в объеме полупроводника. Омический контакт

такого типа возникает, если поверхность полупроводника, приходя в равновесие с металлом, не обедняется, а обогащается основными носителями заряда. Это условие выполняется для контакта металл–полупроводник n -типа, если $\Phi_M < \Phi_{n/p}$, а для контакта металл–полупроводник p -типа, если $\Phi_M > \Phi_{n/p}$. Зонная диаграмма контакта Шоттки имеет вид, представленный на рис. 1.23, б.

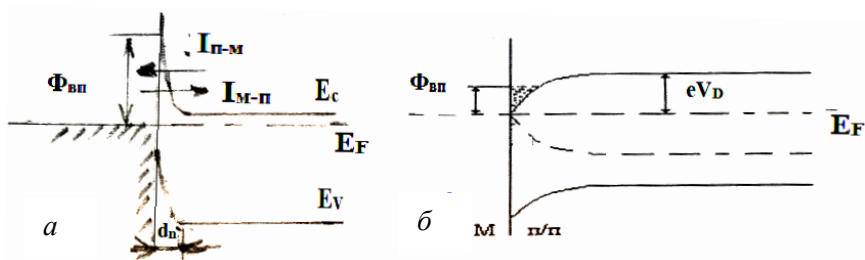


Рис. 1.23. Зонная диаграмма туннельного контакта (а), омического контакта (б)

Таким образом, контакты к материалу n -типа могут быть омическими, когда уровни энергетических зон у поверхности изгибаются вниз, и выпрямляющими, когда зоны изгибаются вверх. Для материала с проводимостью p -типа это условие меняется на обратное.

Глава 2. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

Полупроводниковым диодом называется электропреобразовательный двухэлектродный прибор, основу которого составляет $p-n$ -структура. Одна из областей $p-n$ -структуры называется эмиттером (рис. 2.1), имеет большую концентрацию основных носителей заряда, чем другая область, называемая базой. База и эмиттер с помощью электродов Э, образующих омические контакты, соединяется с металлическими внешними выводами В, посредством которых диод включается в электрическую цепь.

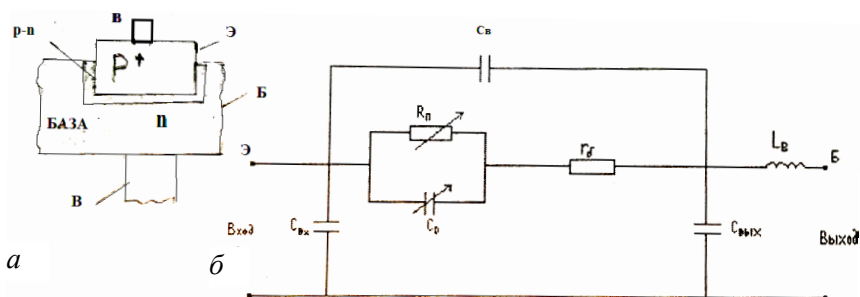


Рис. 2.1. Структура (а), схема замещения полупроводникового диода (б)

Статические ВАХ диода

ВАХ диода представлена на рис. 2.1, б. В области малых токов реальная и теоретическая характеристики совпадают. В области больших прямых токов, вследствие значительного падения напряжения на распределенном сопротивлении баз диода и сопротивлений электродов напряжение на $p-n$ -переходе меньше напряжения U_a . Реальная ВАХ расположена ниже теоретической и почти линейна. Уравнение вольт-амперной характеристики в этой области:

$$I = I_0 \exp\left(\frac{e}{kT}(U - r_0 I)\right),$$

где r_0 – электрическое сопротивление базы и выводов.

При повышении $U_{обр}$ $I_{обр}$ не остается постоянным и равным току экстракции I_0 , а медленно увеличивается вследствие термической

генерации носителей заряда в переходе (составляющие I – термоток перехода), которая существенно вырастает из-за расширения обедненной области прохода. Другая причина роста $I_{обр}$ – поверхностная проводимость p - n -перехода – ток утечки I_y . Полный ток диода:

$$I = I_0 + I_T + I_y.$$

Кремниевые диоды имеют меньший $I_{обр}$, чем Ge. За нулевое значение прямого тока у кремниевых диодов принят порог чувствительности. Характеристика I_d смещена относительно оси «0» на величину, равную для германиевых диодов примерно 0,15 В, а для кремниевых – 0,5 В. На ВАХ диода оказывает существенное влияние температура окружающей среды. С повышением температуры равно возрастает ток экстракции p - n -перехода:

$$I_0 = I_T \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right).$$

На величину тока температура практически не влияет, следовательно, ток экстракции I_0 с повышением температуры возрастает по экспоненциальному закону. Зависимость прямого тока от температуры определяется следующим соотношением:

$$I = I_T \exp\left(\frac{eU - E_g}{kT}\right).$$

Дифференциальные параметры полупроводникового диода – величины, связывающие малые изменения тока диода с малыми изменениями независимых переменных. Ток диода $I = f(U, T)$. Поэтому используется дифференциал тока:

$$dI = \frac{dI}{dU}dU + \frac{dI}{dT}dT.$$

Частные производные, называемые дифференциалами – дифференциальные параметры диода.

Дифференциальная крутизна ВАХ диода $S = dI / dU$ (прямая проводимость мА/В, сим; $S_I(T) = dI / dT$ – дифференциальная темпе-

ратурная чувствительность тока диода, $\text{mA}/^\circ\text{C}$, mA/K). Используя данные обозначения, запишем $dI = SdU + S_T dT$. Дифференциальные параметры характеризуют прибор только в заданной рабочей точке.

2.1. Динамические модели диода

Для описания свойств диодов в динамическом режиме используются следующие модели: уравнение заряда, $C_\sigma \frac{dU}{dt} + \frac{dQ_D}{dt} + \frac{Q_p}{\tau_p} = i$, динамическая ВАХ и схема замещения.

Динамическая ВАХ

С учетом емкости диода его ток равен

$$i = I(U) + C_D \frac{\partial U}{\partial t},$$

где $I(U)$ – ток диода, определяемый статической ВАХ;

$C_D = C_\sigma + C_{\text{диф}}$ – емкость диода.

C_σ – барьерная емкость, C_D – диффузионная емкость, Q_D – заряд доноров, Q_p – заряд дырок.

Схема замещения полупроводникового диода

Принципиальная схема модели полупроводникового диода, состоящего из резисторов и конденсаторов, называется схемой замещения или эквивалентной схемой полупроводникового диода, которая представлена на рис. 2.1, б.

Элементы модели диода соответствуют областям его физической структуры $C_D = C_\sigma + C_{D0}$ и зависят от режима работы диода.

R_π – интегральное сопротивление перехода, определяется с помощью статической ВАХ:

$$R_\pi = U_\pi / I.$$

где r_σ – распределенное электрическое сопротивление базы диода, его электродов и выводов;

C_σ – емкость между выводами;

$C_{\text{вых}}, C_{\text{вх}}$ – выходная и входная емкости диода;
 L_B – индуктивность выводов.

2.2. Выпрямительные диоды

Это полупроводниковые диоды на основе p - n -перехода, которые используются в выпрямительных схемах, работающих на напряжениях промышленной частоты $50 \text{ Гц} \leq f \leq 10 \text{ кГц}$, для получения высокого КПД при протекании прямого тока на диоде.

$$U_{\text{пр}} \rightarrow \min, \quad I_{\text{пр}} \rightarrow U_{\text{вх}} \approx 1 \text{ В.}$$

Схема, обозначение ВАХ и структура диода представлены на рис. 2.2.

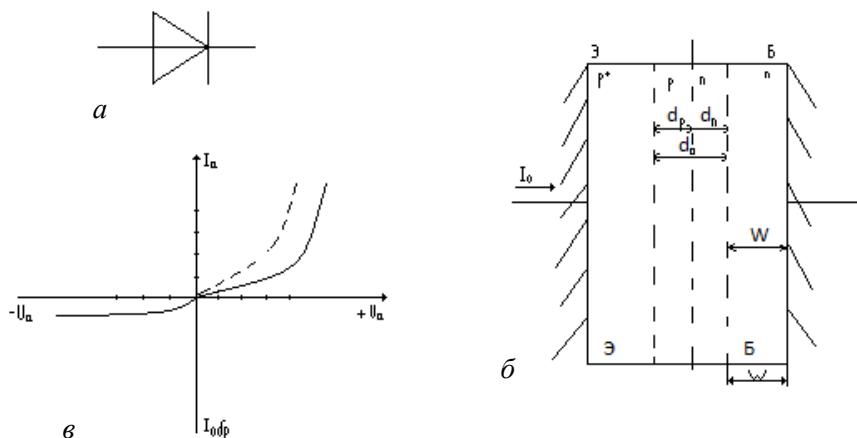


Рис. 2.2. Схемное обозначение – а, структурная схема – б, ВАХ – в выпрямительного диода

ВАХ диода аналогична характеристике p - n -перехода. С учетом влияния сопротивления базы диода ток через диод записывается зависимостью

$$I_p = eSD_p \frac{dp}{dx} = \frac{eSD_p}{W} (p_0 - p_n) \text{cth} \frac{W}{L_p}, \quad (2.1)$$

где ширина $\frac{W}{L_p} \ll 1$.

После разложения в ряд и упрощений

$$I_p = \frac{eSD_p p_n}{W} \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{W}{L_p} \right)^2 \right] \times \left[e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right]. \quad (2.2)$$

При больших уровнях инжекции плотность тока в прямом направлении может быть представлена следующей зависимостью:

$$I = \frac{eSD_p}{W} (p_0 - p_n). \quad (2.3)$$

Выражение для прямого тока при больших уровнях инжекции ($W / L_p \ll 1$) имеет вид

$$I_{пр} = 2 \frac{eSD_p p_0}{W} \cdot \left(1 + \frac{W^2}{6L_p^2} \right). \quad (2.4)$$

Полное падение напряжения на диоде будет представляться суммой:

$$U = U_{p-n} + U_{\delta} + U_{\pi},$$

где U_{p-n} – падение напряжения на переходе;

$U_{\delta} + U_{\pi}$ – падение напряжения на слое базы и выводах диода.

$$U_a = U_{p-n} + U_{\delta}.$$

Приложенное к диоду напряжение может быть получено из зависимости

$$U = \frac{2kT}{e} \ln \left(\frac{p_0}{n_i} \right),$$

где $p_0 = n_i \exp(eU / kT)$.

С учетом того, что $W / L_p \ll 1$, уравнение прямой ветви диода:

$$I_{\text{пр}} \cong 2eD_s n_i / W \exp\left(\frac{eU}{2kT}\right).$$

Температурная зависимость тока насыщения в диоде определяется выражением

$$I_s = a_1 T g \exp(-B / T), \quad (2.5)$$

где a_1 – множитель, не зависящий от температуры, определяется опытом;

$$g \approx 1;$$

B – пропорциональна ширине запрещенной зоны.

Температурный коэффициент тока насыщения

$$\text{ТКТН} = \frac{1}{I_s} \cdot \frac{dI_c}{dT} = \frac{B}{T^2}.$$

Основные параметры выпрямительных диодов:

$I_{\text{ср}}$ – средний выпрямляющий ток диода.

Сопротивление диода $R_{\text{пр}}$, $R_{\text{обр}}$, $I_{\text{обр}}$, I_0 – ток диода; емкость диода –

$$C_{\text{Д}}, \quad S = \frac{\partial I_a}{\partial U_a} \quad S \text{ – крутизна ВАХ диода.}$$

Предельные параметры: $P_{a \text{ max}}$, $I_{a \text{ max}}$, $U_{\text{обр max}}$, $T_{\text{доп}}$, f_{max} .

В области высоких частот выпрямительные диоды называются детекторами.

2.3. Туннельные диоды

Туннельные диоды представляют собой плоскостные диоды с сильно легированными p - и n -областями. Идущие на изготовление туннельных диодов полупроводники содержат легирующую примесь $10^{19} \div 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Схемное обозначение и зонная диаграмма изображены на рис. 2.3.

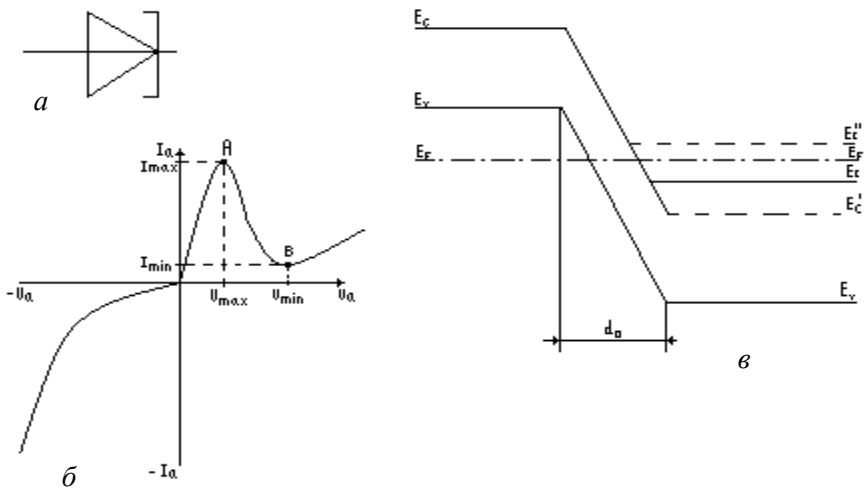


Рис. 2.3. Схемное обозначение (а), ВАХ туннельного диода (б), зонная диаграмма (в)

Все энергетические состояния ниже E_f заполнены, а выше – не заполнены. Ширина p - n -перехода d_0 находится в пределах $(1-2) \cdot 10^{-8}$ м. Напряженность внутреннего электрического поля:

$$E = \frac{V_d}{d_0} \approx 10^7 - 10^8 \text{ В/м.}$$

При таких условиях эффективно туннелирование носителей заряда через узкую энергетическую щель из E_v в E_c и наоборот. В равновесии при $U = 0$ количество туннельных переходов слева направо и наоборот равно друг другу, а обусловленный ими ток $I_a = 0$. При подаче отрицательного смещения перекрытие зон увеличивается. Заполненные состояния валентной p -области окажутся лежащими против свободных состояний E_c n -области, количество туннельных переходов растет и результирующий ток увеличивается. Чем больше U_a обр, тем больше перекрытие зоны $I_{обр}$ – это явление туннельного пробоя. При подаче прямого смещения по мере его роста перекрытие зон уменьшается. Заполненные состояния зоны проводимости E_c n -области (выше E_f) окажутся против незаполненных состояний валентной зоны E_v p -области. Количество туннельных переходов превышает количество обратных переходов,

и прямой ток I_a начинает расти. Когда дно зоны проводимости n -области окажется на одном уровне с уровнем Ферми, I_a достигает максимума (А). Дальнейшее увеличение $U_{пр}$ приведет к уменьшению тока и появлению падающего участка ВАХ (А – В), так как число занятых состояний в зоне проводимости n -области, лежащих против свободных состояний в валентной зоне p -области, становится меньше. При таком прямом смещении, когда исчезает перекрытие зон, то есть положение дна зоны проводимости n -области совпадает с положением потолка валентной зоны p -области, туннельные переходы прекратятся и ток достигнет минимума (В). Дальнейшее увеличение $U_{пр}$ приведет к инжекции носителей заряда и появлению обычного диффузионного тока.

ВАХ (прямая ветвь) туннельного диода рассматривается как результат наложения четырех токов:

- тока, обусловленного туннельным переходом из E_v p -области в E_c n -область;

- тока, обусловленного туннельным переходом электронов из части зоны проводимости n -области, лежащей ниже E_F , в часть валентной зоны p -области, лежащей выше E_F ;

- дрейфового тока неосновных носителей заряда;

- диффузионного тока основных носителей заряда.

Потоки электронов вследствие туннельных переходов можно представить в виде:

$$I_{p \rightarrow n} = SZ_{p-n} f_v (1 - f_c) \rho_c, \quad I_{n \rightarrow p} = SZ_{n-p} f_c (1 - f_v) \rho_v, \quad (2.6)$$

где f – функция распределения Ферми;

ρ – плотность состояний;

индексы V – состояния в валентной зоне p -области;

C – состояния в зоне проводимости в n -области.

Число туннельных переходов:

$$Z = \frac{aeW}{2\pi\hbar} \exp\left(-\frac{4}{3} \cdot \sqrt{\frac{2m_n}{\hbar}} \cdot \frac{\Delta W}{eE}\right)^{3/2}, \quad (2.7)$$

где ΔW – приращение энергии;

a – постоянная решетки;

m_n – масса электрона.

Полный ток, обусловленный туннельными переходами, представляется как разность токов:

$$I = I_{p \rightarrow n} - I_{n \rightarrow p} = S \int_{W_c}^{W_y} Z_{p,v} \rho_c (f_v - f_c) dW. \quad (2.8)$$

Суммарный ток через p - n -переход:

$$I_a = I_{p \rightarrow n} + i_E - (I_{n \rightarrow p} + i_D),$$

где i_E – дрейфовый ток неосновных носителей,

i_D – диффузионный ток основных носителей.

С учетом этих составляющих прямая ветвь ВАХ изображается в виде, представленном на графике (см. рис. 2.3, б).

2.4. Обращенные диоды

Эквивалентная схема туннельного и обращенного диода, схемное обозначение и вольт-амперная характеристика обращенного диода представлены на рис. 2.4.

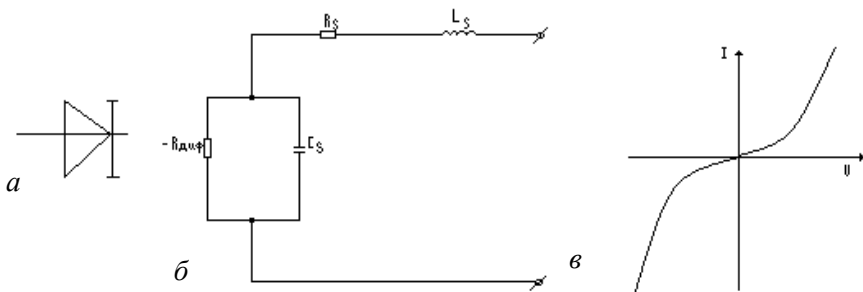


Рис. 2.4. Схемное обозначение (а), эквивалентная схема (б), ВАХ обращенного диода (в)

Эквивалентная схема туннельного диода состоит из отрицательного дифференциального сопротивления $R_{\text{диф}}$, определяющегося углом наклона, падающего участка прямой ветви ВАХ.

Положительное сопротивление растекания R_s , включает в себя сопротивление кристалла полупроводника, контактов, индуктивность диода L_s и зарядной емкости C_s .

Полное сопротивление этой схемы на переменном токе и заданной частоте определяется выражением

$$Z(\omega) = R_s + (-R) \left[1 + c^2 \omega^2 R^2 + \frac{I_n(L_s - C_s R^2)}{1 + C_s^2 \omega^2 R^2} \right]. \quad (2.9)$$

Ток I_{\max} существенно зависит от концентрации примесей и определяется из зависимости

$$I_{\max} = I_0 S \exp[-B \Delta W(\epsilon \epsilon_0 m_n (N_D + N_A) / N_D N_A)], \quad (2.10)$$

где I_0 – ток покоя;

S – площадь p - n -перехода;

$B = \text{const}$, пропорциональна ширине запрещенной зоны;

N_D, N_A – концентрация доноров и акцепторов в n - и p -области.

Основные параметры туннельных диодов

Ток максимума $I_{a \max}$ – величина тока, соответствующая максимуму на прямой ветви ВАХ.

Ток минимума $I_{a \min}$ – величина тока, соответствующая минимуму на прямой ветви ВАХ.

Напряжение максимума U_{\max} – соответствует $I_{a \max}$.

Напряжение минимума U_{\min} – соответствует $I_{a \min}$.

Отрицательное сопротивление R – значение дифференциального отрицательного сопротивления.

Напряжение переключения:

$$\Delta U = (I_{\max} - I_{\min})R.$$

Частотные свойства туннельного диода описываются параметрами

Предельная частота генерации:

$$\omega_{\text{пред}} = \frac{\left(\frac{R}{R_s} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}}{RC}.$$

Собственная резонансная частота:

$$\omega_0^2 = \frac{1}{L_s C} \left(1 - \frac{L_s}{CR^2} \right).$$

Максимальная частота усиления и генерации:

$$f_{\max} = \frac{1}{2\pi RC_D} \left(\frac{R}{R_s} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Быстродействие $\tau_{\text{пер}}$ определяется временем переключения из состояния с напряжением на диоде меньшим пикового в состояние с напряжением несколько больше U_{\min} минимального.

2.5. Стабилитроны

Стабилитрон – это полупроводниковый диод, работающий в области электрического пробоя p - n -перехода и используемый для стабилизации напряжения постоянного тока. Схематическое изображение и ВАХ стабилитрона представлены на рис. 2.5.

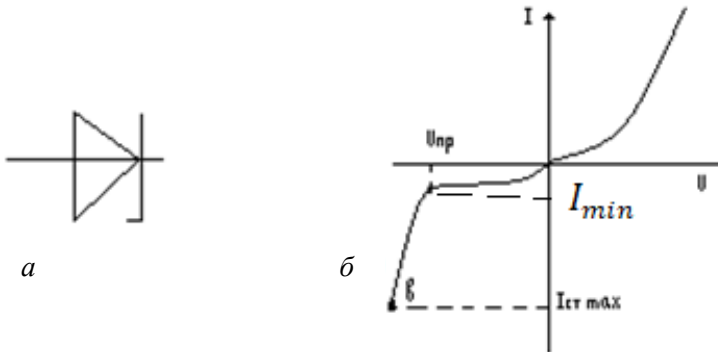


Рис. 2.5. Схемное обозначение (а), ВАХ стабилитрона (б)

ВАХ полупроводникового диода при комнатной температуре:

$$I_a = I_s \exp [40U - 1],$$

где I_s – ток насыщения;

U – напряжение, приложенное к диоду.

В обратном направлении ток диода:

$$I_{\text{обр}} = I_s.$$

При больших $U_{\text{обр}}$ наступает пробой p - n -перехода, обусловленный ударной ионизацией, и обратный ток резко увеличивается с ростом $U_{\text{обр}}$ по зависимости

$$I_{\text{обр}} = U^{2/3}.$$

Лавинный ток управляем, причем физические процессы в предпробойной области в p - n -переходе обуславливают вид ВАХ стабилитрона. В прямом направлении ВАХ стабилитрона аналогична ВАХ p - n -перехода.

Основные параметры стабилитронов:

– напряжение стабилизации $U_{\text{ст}}$;

– динамическое сопротивление $R_D = \frac{\partial U}{\partial i}$ в рабочей точке;

– статическое сопротивление $R_{\text{ст}} = U / I$;

– коэффициент нелинейности $\beta = \frac{R_{\text{ст}}}{R_{\text{дин}}}$.

Температурный коэффициент стабилизации напряжения

$$TKU_{\text{ст}} = \frac{1}{U_{\text{ст}}} \frac{dU_{\text{ст}}}{dT};$$

$R_{\text{ст}} \rightarrow 0,5\text{--}100 \text{ Ом},$

$R_D \rightarrow 0,5\text{--}5 \text{ Ом},$

$U_{\text{ст}} \rightarrow 1\text{--}1000 \text{ В}.$

Последовательное соединение стабилитронов с различным $TKU_{\text{ст}}$ обеспечивает выход на нулевой уровень.

Динамическое сопротивление R_D характеризует качество стабилизации диода, статическое сопротивление $R_{\text{ст}}$ определяет потери в диоде. Величина $R_{\text{ст}}$ связана с R_D зависимостью $\frac{R_C}{R_D} = \frac{QI/I}{QU/U} = \beta$.

Современные стабилитроны характеризуются величиной β в пределах 20–100 и выше.

2.6. Лавинно-пролетные диоды (ЛПД)

Лавинно-пролетные диоды – это полупроводниковые приборы, обладающие отрицательным сопротивлением, возникающим при совместном использовании ударной ионизации и пролетных эффектов. В режиме лавинного пробоя p - n -переход работает при продольном обратном смещении, достаточном для развития лавинного пробоя, и когда он помещен в микроволновый резонатор. ЛПД является мощным полупроводниковым источником энергии в диапазоне СВЧ.

Работа ЛПД заключается во взаимодействии между двумя физическими явлениями: ударной ионизации и пролетным эффектом заряженных частиц. При подаче на диод, находящийся в режиме лавинного пробоя, приращения напряжения ΔU наступает приращение тока ΔI , которое сдвинуто по фазе относительно напряжения вследствие следующих условий: после воздействия на диод ΔU количество носителей заряда нарастает до нового уровня $i + \Delta i$ с постоянным временем τ_a , эффект на внешних зажимах диода, то есть наведенный ток I еще более запаздывает из-за времени пролета τ_t , в течение которого носители заряда собираются на электродах, то есть $\tau = \tau_a + \tau_t$.

Основными членами семейства ЛПД являются:

- 1) диод Рида;
- 2) асимметричный резкий p - n -переход;
- 3) плавный p - n -переход с линейным распределением примеси;
- 4) p - j - n -диод.

Структура этих диодов и распределение концентраций примеси в них приведены на рис. 2.6.

Эффективный коэффициент ударной ионизации

$$\alpha_e = \alpha_n \exp \int_x^d (\alpha_n - \alpha_p) dx,$$

где α_n , α_p – коэффициенты ударной ионизации для электронов и дырок;

d – ширина заполненного слоя.

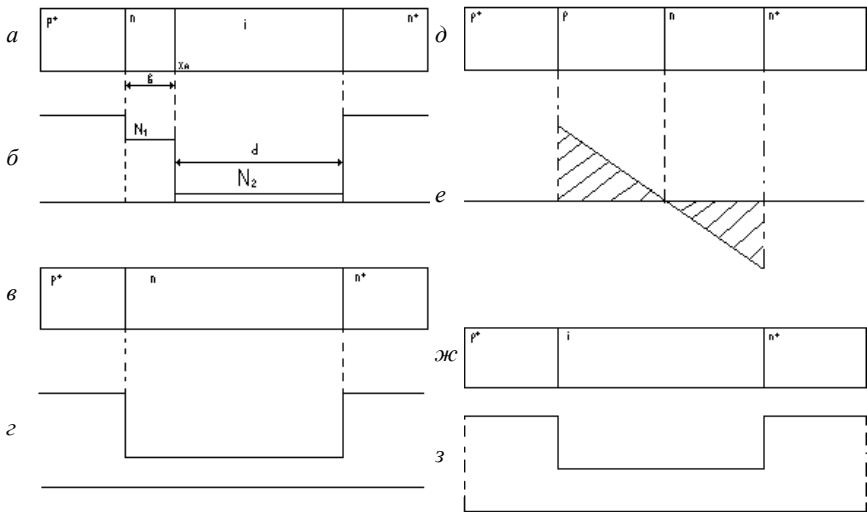


Рис. 2.6. Структурная схема и распределение концентрации легирующей примеси диода Рида (а, б); резкого p - n -перехода (в, г); плавного p - n -перехода (д, е); p - i - n -перехода (ж, з)

Ввиду резкой зависимости α_e от электрического поля, область слоя умножения локализована, т. е. основная часть ударной ионизации совершается в узком слое вблизи максимума электрического поля в пределах $0 \leq x \leq x_A$, где x_A – ширина слоя умножения.

Структура ассиметричного резкого p - n -перехода и распределения примеси показана на позиции (рис. 2.6, в, г). Локализованная область умножения располагается в n -слое вблизи области n^+ . На рис. 2.6. д, е приведена структура плавного p - n -перехода с линейным распределением примеси. Слой умножения располагается вблизи центра запирающего слоя. И если $\alpha_n \cong \alpha_p$ (GaAs), слой умножения становится симметричным по отношению к плоскости $x = 0$.

Структура p - i - n -диода и распределения примеси изображены на рис. 2.6. ж, з. В нем электрическое поле одинаково по всему слою собственной проводимости. Слой умножения соответствует полной ширине области проводимости.

Слой умножения и пролетное пространство

В $p-i-n$ -диоде слой умножения занимает всю область с собственной проводимостью. Для диода Рида и резкого $p-n$ -перехода область, где сосредоточено умножение носителей, ограничена узкой прослойкой, примыкающей к $p-n$ -переходу.

Ширина слоя X_A для диода Рида определяется на участке $0 - X_A$, где $\alpha \approx 95\%$ от полного.

Для плавного перехода и при условии, что напряжение на диоде достигает пробивного, область интегрального множителя стремится к значению

$$\int_{-\frac{X_A}{2}}^{\frac{X_A}{2}} \alpha_e dx = 0,95.$$

Пролетное пространство занимает основную часть обедненного слоя или $X_A < X < d$. Для получения минимума времени пролета в дрейфовой области электрическое поле в этой области должно быть максимальным, чтобы генерированные носители могли двигаться со скоростями насыщения V_{SI} .

Для диода Рида минимальное поле в пролетном пространстве $E_{\min} = E_m - e[N_1\beta + N_\beta(d - \beta)]/\epsilon_s$. В $p-i-n$ -диоде электрическое поле $E_i > 10^4$ В/см, в плавных $p-n$ -диодах поле $E_i = 10^4$ В/см.

В рабочем режиме на лавинно-пролетные диоды подается смещение, вызывающее лавинный пробой, и плотность тока достигает высокого значения. Это приводит к значительному увеличению температуры перехода и влиянию ее на пространственный заряд носителей. Коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок α_n и α_p уменьшаются с ростом температуры, в результате увеличивается пробивное напряжение, что отрицательно сказывается на параметрах ЛДП.

Параметры лавинно-пролетного диода

1. Время пролета и угол пролета $\tau = d_0 / V_{se}$ $\theta = \pi\tau$, где d_0 – полная ширина запорного слоя, V_{se} – скорость насыщения, ограниченная рассеиванием.

2. Полное сопротивление и проводимость на переменном токе $z = R + jx$, $y = G + jB$.

3. Резонансная частота $f_r = \omega_r / 2\pi$ – частота, на которой мнимая часть проводимости B меняет знак и переходит из индуктивной в емкостную.

4. Частота отсечки $f_c = \omega_c / 2\pi$ – частота, на которой действительная часть проводимости G изменяет знак, причем на части выше f_c – отрицательная, ниже – положительная.

5. Добротность $Q = B/G$ – относительно средняя по времени энергия поля за период колебаний. Постоянная нарастания $g = -\frac{1}{2Q}$.

6. Оптимальная частота $f_{\text{опт}}$ при заданном значении постоянного тока определяется как частота, при которой абсолютное значение добротности принимается минимальным.

В режиме генерации напряженность лавинно-пролетного диода (ЛПД) достигает максимума, когда происходит ионизация атомов, и минимума, когда ионизация прекращается. Поэтому слой умножения инжектирует пакеты носителей заряда. На ЛПД подается переменное напряжение такой амплитуды, чтобы рабочая точка выходила из области лавинного пробоя, но сохранялась постоянной дрейфовая скорость носителей заряда.

Частота сигнала выбирается такой, что ток запаздывает от приложенного напряжения на полпериода. В этом случае рост напряжения сопровождается уменьшением тока, что соответствует отрицательному сопротивлению.

Структурная схема распределения напряженности поля в диоде Рида и временная диаграмма представлены на рис. 2.7.

При включении ЛПД в резонатор, настроенный на частоту колебания, $\frac{1}{2}$ периода которого равна времени протекания процесса и пролету носителей заряда через диод, он обладает отрицательным сопротивлением и обеспечивает генерацию мощности СВЧ.

Заштрихованная область на временной диаграмме – отрицательное сопротивление.

Распределение электрического поля E на рис. 2.7, б отображает максимум напряженности в слое умножения носителей. Эквивалентная схема ЛПД изображена на рис. 2.8.

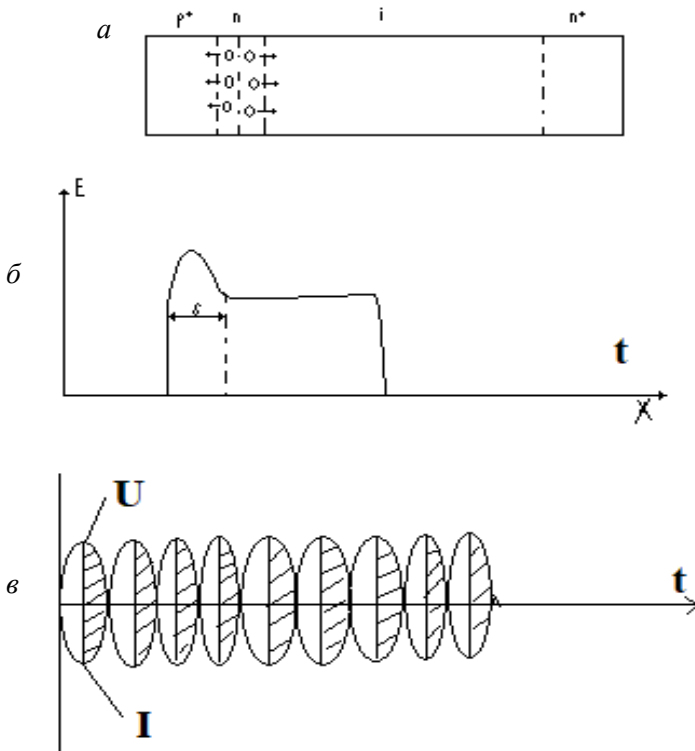


Рис. 2.7. Распределение заряда (а), напряженности поля (б) диода Рида, временная диаграмма (в)

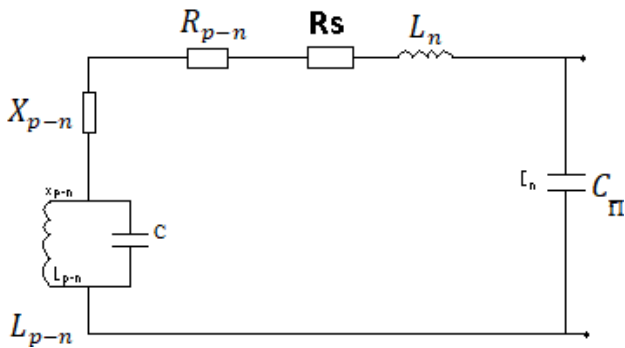


Рис. 2.8. Эквивалентная схема ЛПД

На схеме C – полная емкость перехода при $U = U_{\text{проб}}$;

$L_{p-n} = L_{\text{л}} I_{p-n}$ – индуктивность перехода, $L_{\text{л}}$ – лавинная индуктивность;

X_{p-n} – реактивное сопротивление p - n -перехода;

R_{p-n} – активное сопротивление p - n -перехода;

r_s – сопротивление растекания или сопротивление потерь;

L_n – индукция выводов;

C_n – емкость выводов.

Основные параметры:

– выходная мощность $P_{\text{вых}}$ – мощность генератора на ЛДП в заданном диапазоне частот и напряжений;

– $P_{\text{вых}} = 100$ мВт на частоте 10–50 ГГц;

– пробивное напряжение $U_{\text{проб}} = 30$ –160 В – величина напряжения лавинного пробоя;

– номинальный рабочий ток $I_{\text{ном}}$, величина обратного тока ЛДП, при котором обеспечивается выходная мощность генератора $I_{\text{ном}} = 5$ –15 мА;

– сопротивление потерь $r_s \leq 10$ Ом. C_{max} – максимальное значение емкости ЛДП при напряжении, близком к пробивному;

– температурный коэффициент мощности и частоты ТКМ и частоты ТКЧ.

2.7. Варикапы

Варикап – это полупроводниковый диод, действие которого основано на использовании зависимости емкости от обратного напряжения и который используется в качестве элемента с электрически управляемой емкостью. Они используются в схемах параметрических усилителей, автоматической настройке частоты, при амплитудной и частотной модуляции сигналов. Варикапы, применяемые в диапазоне СВЧ, называются параметрическими диодами. Схематическое обозначение и вольт-емкостная характеристика изображенная варикапа представлена на рис. 2.9.

Принцип действия варикапа основан на свойстве зарядной емкости обратно смещенного p - n -перехода изменять свою величину в зависимости от приложенного напряжения. При определенных частотных и фазовых соотношениях синусоидальное изменение емкости

сти эквивалентно внесению отрицательного сопротивления в контур $R = \frac{m}{2} X_c$.

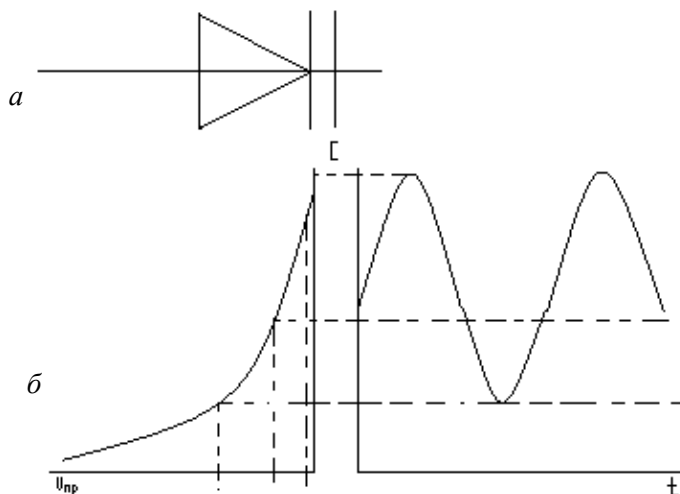


Рис. 2.9. Схематическое обозначение (а), временная диаграмма (б) варикапа

Модуляция емкости осуществляется путем подачи напряжения от генератора накачки на смещенный в обратном направлении варикап.

Емкость варикапа в общем случае:

$$C_{\text{вар}} = \frac{C_0}{\left(1 + \frac{U_n}{U_D + U_-} \cos 2\omega t\right)},$$

где C_0 – начальная емкость варикапа;

U_n – амплитуда переменного напряжения накачки;

U_D – контактная точность потенциалов;

U_- – постоянное смещение диода.

Варикапы характеризуются следующими основными параметрами:

1) общая емкость варикана C_B – емкость между выводами при заданном обратном напряжении. Для резких p - n -периодов

$$C_B = S \left(\frac{\epsilon \epsilon_0 e N}{8\pi(U+V_D)} \right)^{1/2}.$$

Для плавных переходов

$$C_B = \left(\frac{(\epsilon \epsilon_0)^2 e d}{192\pi^2(U+V_D)} \right)^{1/3}, \quad C_B = AS(U-U_D)^{-n},$$

где A – константа, зависит от типа перехода;

n – показывает степень $\frac{1}{2} \leq n \leq \frac{1}{3}$.

2) коэффициент перекрытия по емкости $k_c = \frac{C_{B1}}{C_{B2}}$ – отношение

емкости варикапа при двух значениях обратных напряжений;

3) добротность варикапа $Q_B = 1/\omega r_n C_{\text{раб}}$, где $C_{\text{раб}}$ – емкость диода в рабочей точке.

Эквивалентная схема варикапа изображена на рис. 2.10.

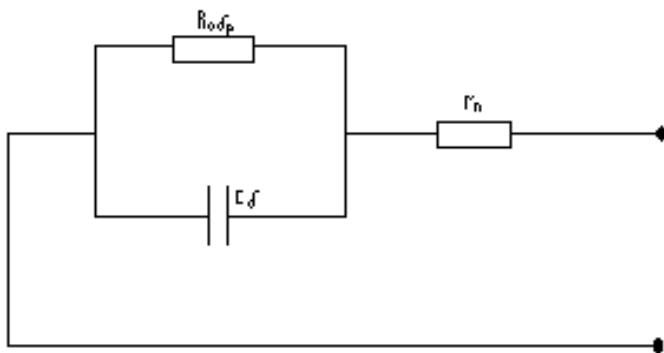


Рис. 2.10. Эквивалентная схема варикапа

На схеме r_n – сопротивление потерь, т. е. суммарное активное сопротивление кристалла, омических выводов и контактов.

$R_{\text{обp}}$ – сопротивление обратносмещенного p - n -перехода,

$C_{\text{б}}$ – полная барьерная емкость.

Высокочастотный варикап должен иметь малое r_n и малую собственную емкость. Стабильность работы варикапа характеризуется TKE , температурным коэффициентом добротности TKD , относительной нестабильностью добротности ΔQ .

2.8. Приборы на гетеропереходах (ГП)

2.8.1. Контактные явления в полупроводниковых гетеропереходах

Гетеропереход – это соединение двух полупроводников с различными энергиями связи, структурно бывает резкого и плавного типа. Структурная схема гетероперехода изображена на рис. 2.11.

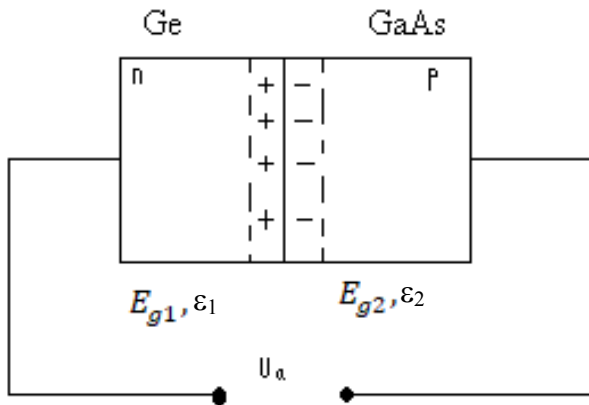


Рис. 2.11. Структурная схема гетероперехода

Энергетической моделью p - n -перехода является его зонная диаграмма, которая представлена на рис. 2.12. Используются две модели гетероперехода: эмиссионно-диффузионная и эмиссионно-рекомбинационная. В эмиссионно-диффузионной модели не учитывается сопротивление на границе раздела областей.

Образующие гетеропереход полупроводники имеют ширину запрещенной зоны E_{g1} , E_{g2} , различные диэлектрические проницаемости $\epsilon_{1,2}$, а также электронные средства $X_{1,2}$.

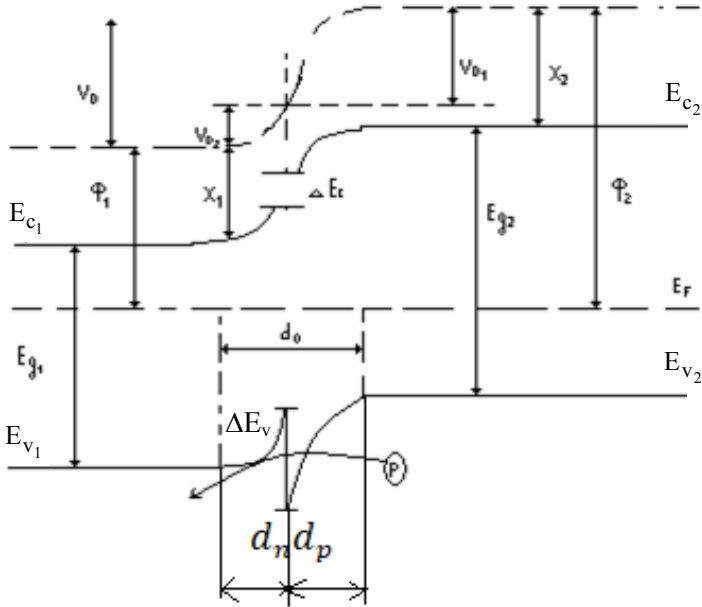


Рис. 2.12. Зонная диаграмма p - n -гетероперехода

Суммарный контактный потенциал:

$$V_D = \frac{1}{e}(\Phi_1 - \Phi_2) = V_{D1} + V_{D2},$$

где V_{D1} и V_{D2} – части контактного потенциала, приходящиеся на первый и второй полупроводники, которые определяются из следующих соотношений:

$$V_{D1} = \frac{\epsilon_2 N_2 V_D}{\epsilon_1 N_1 + \epsilon_2 N_2}, \quad V_{D2} = \frac{\epsilon_1 N_1 V_D}{\epsilon_1 N_1 + \epsilon_2 N_2}.$$

Ширина обедненного слоя d_1 и d_2 в каждом из полупроводников находится из зависимости

$$d_1 = \left(\frac{2N_2\epsilon_1\epsilon_2 V_D}{eN_1(\epsilon_1 N_1 + \epsilon_2 N_2)} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad d_2 = \left(\frac{2N_1\epsilon_1\epsilon_2 V_D}{eN_2(\epsilon_1 N_1 + \epsilon_2 N_2)} \right)^{\frac{1}{2}},$$

где $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – диэлектрическая проницаемость первого и второго полупроводников;

N_1, N_2 – концентрации ионизированных примесей в этих полупроводниках.

Вследствие различия в χ и Eg гомогенных полупроводников гетероперехода на зонной диаграмме появляются разрывы краев ΔE_c и ΔE_v :

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2, \quad \Delta E_v = (Eg_1 - Eg_2) - \Delta E_c.$$

Емкость гетероперехода определяется шириной обедненного слоя в каждом из полупроводников и равна

$$C_{p-n} = \left[\frac{SeN_{A1}N_{D2}\varepsilon_1\varepsilon_2}{2(\varepsilon_1N_{A1} + \varepsilon_2N_{D2})V_D} \right]^{1/2}, \quad (2.11)$$

где $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – диэлектрическая проницаемость первого и второго полупроводника.

Если к гетеропереходу приложено внешнее напряжение U , то в выражении (2.11) следует V_D заменить на $(V_D + U)$ в знаменателе.

ВАХ p - n -гетероперехода с учетом, что потенциальный барьер для дырок широкозонного полупроводника p -типа значительно ниже потенциального барьера узкозонного n -типа проводимости, имеет следующий вид:

$$I = A \exp\left(-\frac{eV_{D2}}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{eU_2}{kT}\right) - \exp\left(\frac{-eU_1}{kT}\right) \right), \quad (2.12)$$

где U_1, U_2 – части приложенного напряжения к n - и p -областям гетероперехода;

A – константа, зависящая от уровня легирования и эффективных масс носителей.

ВАХ гетероперехода изображена на рис. 2.13.

Для эмиссионно-диффузионной модели используются два механизма переноса носителей заряда, определяющих ВАХ.

Перенос носителей заряда ограничивается потенциальным барьером со стороны широкозонного n -типа. Перенос сопровождается накоплением неосновных носителей на краях обедненной области.

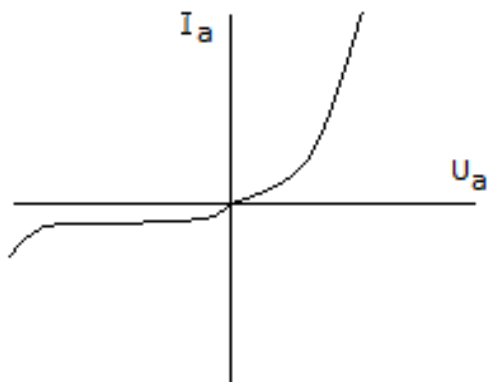


Рис. 2.13. Вольт-амперная характеристика $p-n$ -гетероперехода

Для эмиссионно-рекомбинационной модели на границе раздела $p-n$ -области существует тонкий слой с сильно искаженной решеткой, имеющей большую скорость рекомбинации носителей заряда, которые достигают границы раздела термической эмиссии через соответствующие барьеры. ВАХ гетероперехода с эмиссионно-рекомбинационной моделью переноса носителей заряда изображена на рис. 2.14.

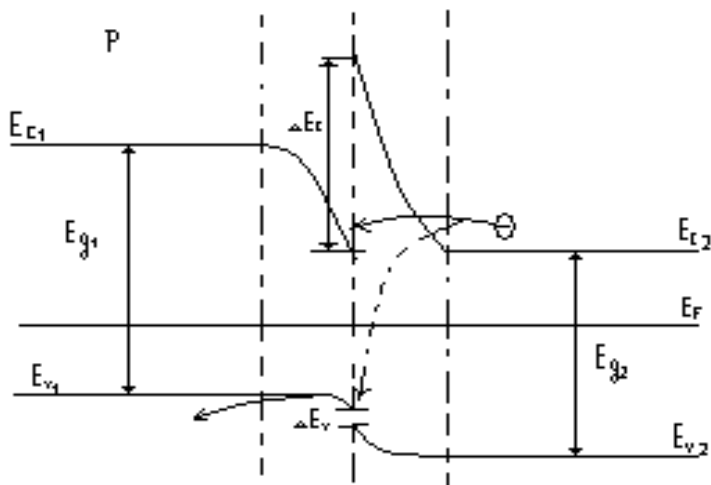


Рис. 2.14. 3Д гетероперехода

Уравнение переноса носителей заряда через гетеропереход для такой зонной диаграммы имеет вид

$$I = I_S \left[\exp \frac{eU}{\beta kT} - 1 \right], \quad (2.13)$$

где

$$I_S = B_T \exp \left(\frac{-eU}{\beta kT} \right), \quad (2.14)$$

где B_T – коэффициент, слабо зависящий от T , определяемый экспериментально;

β – коэффициент, зависящий от отношения плотностей дефектов в обеих областях гетероперехода.

Для создания p - n -гетеропереходов с высокими свойствами ВАХ, описанной уравнением диффузионно-эмиссионной теории, необходимо выбирать полупроводниковые пары с хорошим согласованием постоянных решеток. Если рассогласование решеток $\alpha > 3$ %, то концентрация или плотность состояний на границе раздела $N_S = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и свойства гетероперехода резко ухудшаются и определяются состояниями на границе раздела. А ВАХ описывается эмиссионно-рекомбинационной моделью.

Для получения качественного гетероперехода, используемого при создании гетеропереходных диодов, необходимо:

- 1) полупроводники должны обладать одинаковой кристаллической структурой и мало различающимися (не более 0,5 %) постоянными решетками;
- 2) полупроводники должны обладать идентичными температурными коэффициентами расширения ТКР;
- 3) при формировании гетероперехода должна быть минимизация эффектов автолегирования элементов и перекрестной диффузии легирующих примесей.

Типичные гетеропары, применяемые для формирования гетеродиодов – Ge-GaAs, CdS-Si, GaAs-GaP, CdSe-ZnSe.

2.9. Диоды с барьером Шоттки

Приборы с барьерами Ме-полупроводник называются диодами Шоттки. Они используются в цифровых схемах в качестве быстро-

действующих ключей. Применяются в качестве переменных конденсаторов, эффективно работающих в СВЧ-диапазоне. Структурно (рис. 2.15, а) диод Шоттки представляет систему Ме–полупроводник ($n-n^+$), причем p - n -переход создается в n -области на границе с металлом. Его зонная диаграмма приведена на рис. 2.15, б.

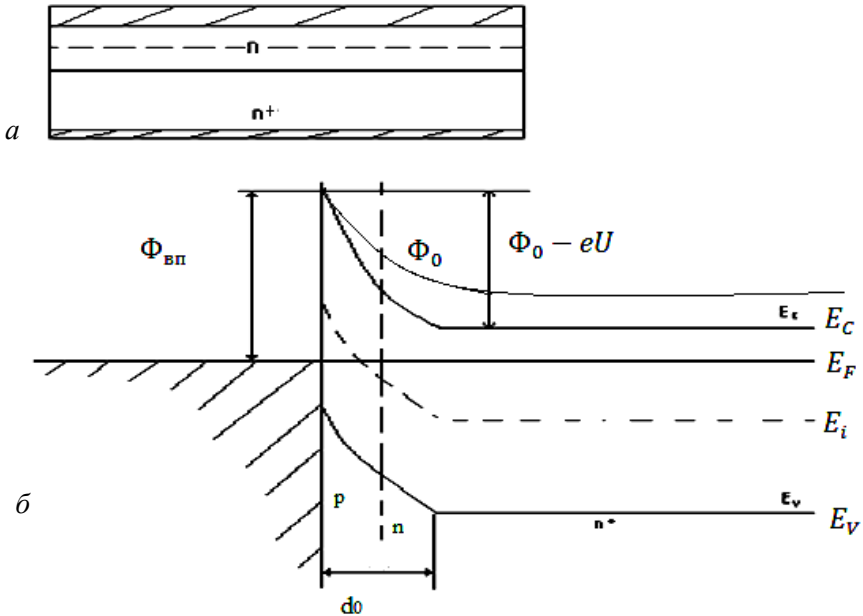


Рис. 2.15. Структура (а), зонная диаграмма диода с барьером Шоттки (б)

В качестве полупроводника используется Si, а металлом является Mo или Al, наносимые методом вакуумного напыления. ВАХ диода Шоттки аналогична ВАХ выпрямительного диода. ВЧ и импульсные диоды Шоттки имеют малую площадь перехода на уровне 20–30 мкм² и емкость $C \leq 1$ пФ, $r_0 \leq 10$ м.

Отсутствие инжекции неосновных носителей заряда и связанного с ним неравновесного заряда в базе существенно увеличивает быстродействие диода Шоттки. Поэтому время переключения у них составляет доли нсек, а предельная частота $f_{\max} \geq 10$ ГГц.

Мощные диоды Шоттки имеют большую площадь перехода. Рабочие токи достигают сотен ампер, обратное напряжение – сотни вольт.

Благодаря меньшим прямым напряжениям (0,3 В) мощные диоды Шоттки обеспечивают большие КПД и коэффициент передачи по току.

2.10. Диоды в интегральных схемах (ИС)

Для формирования диода с p - n -переходом посредством технологии изготовления ИС, необходимо создать диффузионную область p -типа в полупроводниковой пластине n -типа проводимости и сделать контакт к верхнему и нижнему слоям подложки.

Если диод является частью ИС, то в подложке формируется много диодов, в которых все n -области будут электрически связаны друг с другом, а это неприемлемо. Для исключения электрических соединений между диодами их окружают p - n -переходами, находящимися под обратным смещением (рис. 2.16, б).

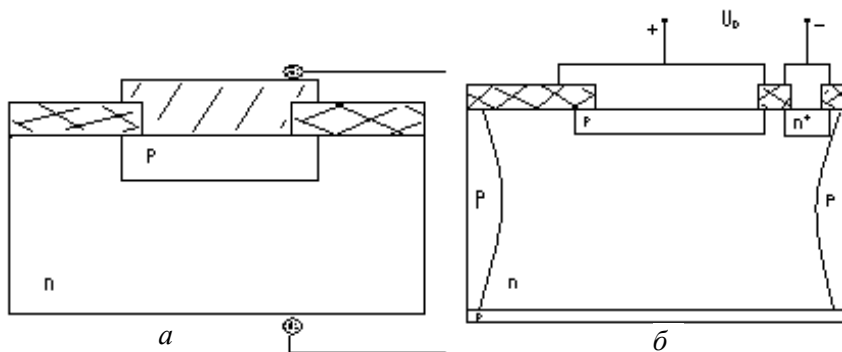


Рис. 2.16. Структура диода в ИС

Для формирования диода в полупроводниковой ИС применяется любой из двух переходов триодной структуры путем использования пяти различных схем. На рис. 2.17 показаны варианты построения диодов на основе планарно-эпитаксиальной триодной структуры ИС.

В первом варианте используется Э-Б при короткозамкнутом переходе Б-К.

Во втором – переход Э-Б при разомкнутой коллекторной цепи.

В третьем – переход Б-К при отсутствии эмитерной области.

В четвертом – К и Э короткозамкнуты и получаются два параллельно включенных перехода: 1 – Э-Б, 2 – Б-К.

В пятом – переход Б-К при короткозамкнутом переходе Э-Б.

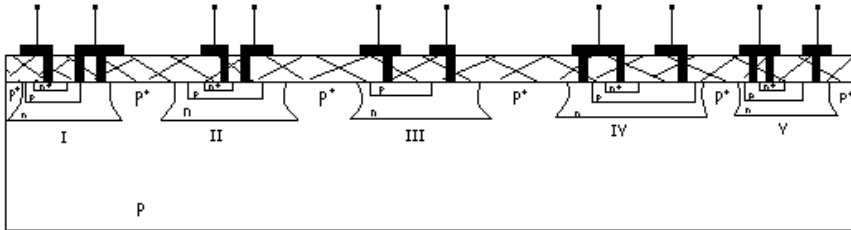


Рис. 2.17. Варианты формирования диодов в ИС

Глава 3. ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

Это электронные приборы, осуществляющие преобразование оптического излучения Φ в электрический сигнал U, I . Принцип их работы основан на фотоэлектрических явлениях в полупроводниках и p - n -переходах.

3.1. Фотоэлектрические явления в полупроводниках и p - n -переходах

Фотоэлектрический активный свет с $\lambda \geq \lambda_0$ (λ_0 – красная граница внутреннего фотоэффекта), падая на кристалл полупроводника, увеличивает в нем общую концентрацию свободных носителей заряда, т. е. его (σ) электропроводность.

Если энергия фотона $h\nu < Eg$, то полупроводник может генерировать носители заряда одного знака в результате примесного поглощения. Если $h\nu > Eg$ в нем генерируются пары электрон–дырка. Электропроводность полупроводникового слоя возрастает на величину

$$\sigma_{\Phi} = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p), \quad (3.1)$$

где $\Delta n, \Delta p$ – стационарные концентрации избыточных носителей заряда:

$$\Delta n = \beta \eta I_{\nu} \tau_n;$$

$$\Delta p = \beta \eta I_{\nu} \tau_p,$$

где τ_n, τ_p – время жизни избыточных носителей;
 β – квантовый выход носителей заряда;
 η – коэффициент поглощения света;
 I_{ν} – интенсивность светового потока.

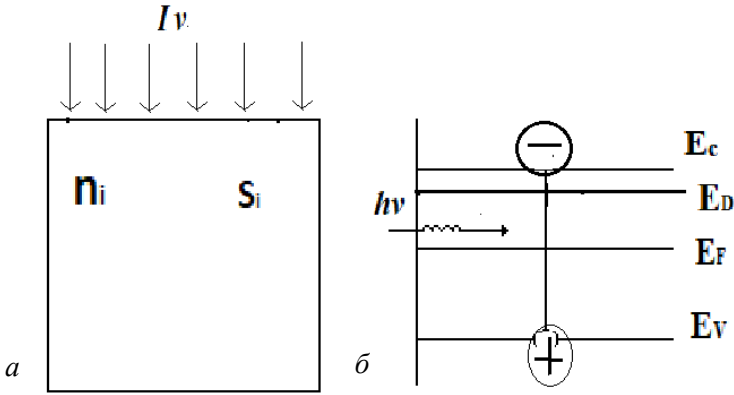


Рис. 3.1. Структура (а), генерация фотоносителей в полупроводнике (б)

Фотопроводимость п/п пленок зависит от их геометрии. Для примесных структур фотопроводимость:

$$\Delta \sigma = \frac{h}{e} e \tau_n \beta I_{\nu} \mu_n (1 - \exp(-\eta d)), \quad (3.2)$$

где h, l, d – ширина, длина, толщина слоя п/п.

При освещении оптическим излучением Φ интенсивностью I_{ν} p - n -перехода с длиной волны λ_0 и энергией $h\nu \geq Eg$, через переход протекает суммарный ток

$$I = I_{\Phi} - I_0 \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (3.3)$$

где I_0 – ток утечки в отсутствии напряжения смещения;
 I_ϕ – фототок.

Принцип появления избыточных носителей заряда объясняет зонная диаграмма p - n -перехода, изображенная на рис. 3.2, а.

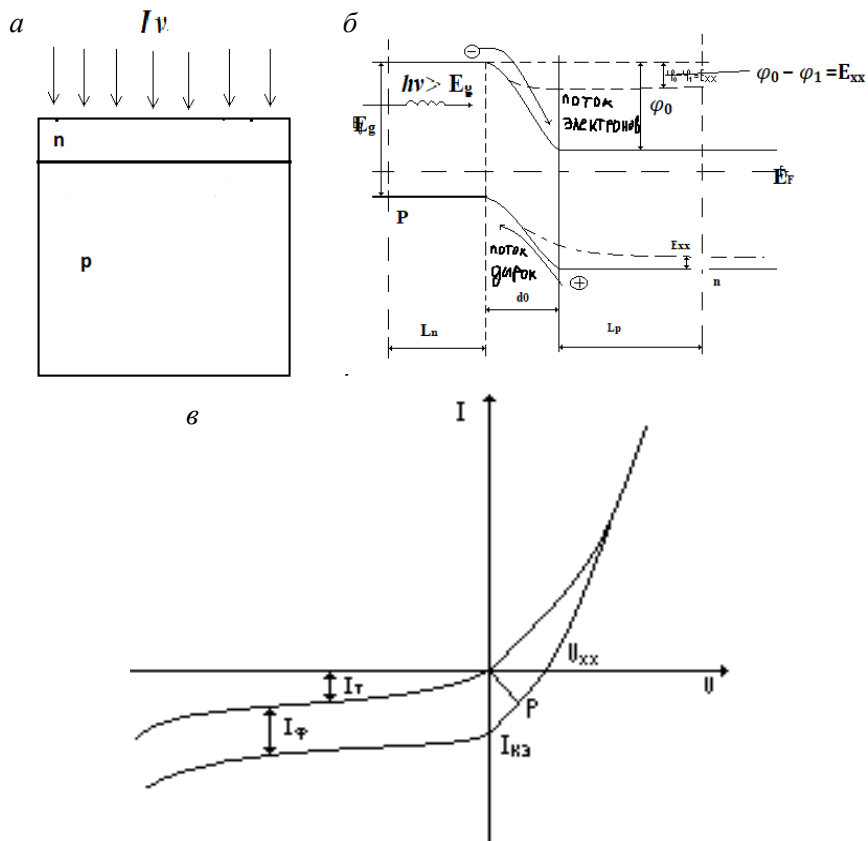


Рис. 3.2. Структура освещенного p - n -перехода (а), зонная диаграмма фото p - n -перехода (б), ВАХ фото p - n -перехода (в)

При освещении плотность тока, протекающего через переход, вызванного воздействием фотонов с энергией $h\nu > E_g$, составляет суммарный ток:

$$I = I_\phi + I_0 \left(\exp - \frac{eU}{kT} - 1 \right),$$

где I_0 – ток утечки в отсутствии напряжения смещения;

I_ϕ – фототок.

На границе p - n -перехода происходит разделение фотогенерированных носителей заряда. Под действием оптического потока фотоиндуцированные дырки движутся к p -стороне, а электроны к n -стороне. P -сторона оказывается положительно заряженной по отношению к n -стороне.

ВАХ перехода при освещении имеет вид, изображенный на рис. 3.2, в.

Сплошной линией указана ВАХ облученного p - n -перехода.

Напряжение холостого хода:

$$U_{xx} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_Q}{I_0} + 1 \right).$$

Выходная мощность с единицы площади p - n -перехода:

$$P = UI = U \left[I_Q - I_0 \left(\exp \left(\frac{eU}{kT} \right) - 1 \right) \right]. \quad (3.4)$$

В точке p , рис. 3.2, в, где $\frac{dP}{dU} = 0$, генерируется максимальная мощность, которая может отдаваться в нагрузку.

Поскольку рабочий ток I_p и U_p зависят от I_0 плотности тока и I_v , то для получения максимума отдачи необходимо обеспечить максимальные значения указанных величин.

3.2. Полупроводниковые фотоэлектрические приборы

Эти приборы по функциональному назначению подразделяются на фотоприемники, т. е. преобразовывают световой сигнал в электрический, фотодатчики, преобразовывают изменяемые величины в электрический сигнал: датчики освещенности (в фотометрии), датчики координат, давления, деформации, фотоэлектрические преобразователи световой энергии в электрическую, применяемые в автономных источниках электрического питания, фотоприемники.

К ним относятся фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы, фототиристоры.

3.2.1. Фоторезисторы

Фоторезистор – это фотоэлектрический прибор, т. е. управляемый элемент, электрическое сопротивление которого зависит от интенсивности света. Схематичное обозначение показано на рис. 3.3.

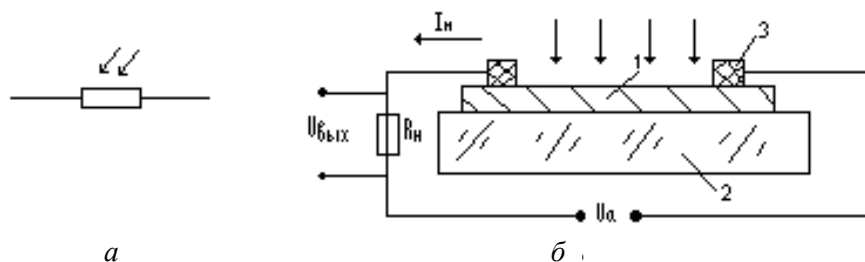


Рис. 3.3. Структура и схемное обозначение фоторезистора:
 1 – светочувствительный слой полупроводника; 2 – стеклянная подложка;
 3 – омические выводы

Основной частью фоторезистора является полупроводниковый слой, снабженный выводом и расположенный на стеклянной подложке.

Добавочная равновесная концентрация носителей заряда при малой темновой электропроводимости:

$$P_{\phi} = \beta_1 \sqrt{IU},$$

где IU – интенсивность облучения;

β_1 – коэффициент пропорциональности.

Изменение фотопроводимости:

$$\sigma_{\phi} = en_{\phi}\mu_n,$$

где μ_n – подвижность электронов.

Если к фоторезистору приложено внешнее напряжение U_a , то в замкнутой цепи возникает стационарный ток I_n .

Разность $I_n - I_T = I_\Phi$ дает значение фототока I_Φ .

Для изготовления фоторезисторов используются материалы: PbS, CdS, CdSe, PbSe.

Светочувствительный слой является основным в структуре фоторезисторов.

Основные характеристики:

спектральная $\frac{I_\Phi}{I_{\Phi \max}} f(\lambda / I_v) = \text{const}$;

ВАХ: $I_n = f(U_a) / I_v = \text{const}$.

Эти характеристики представлены на рис. 3.4.

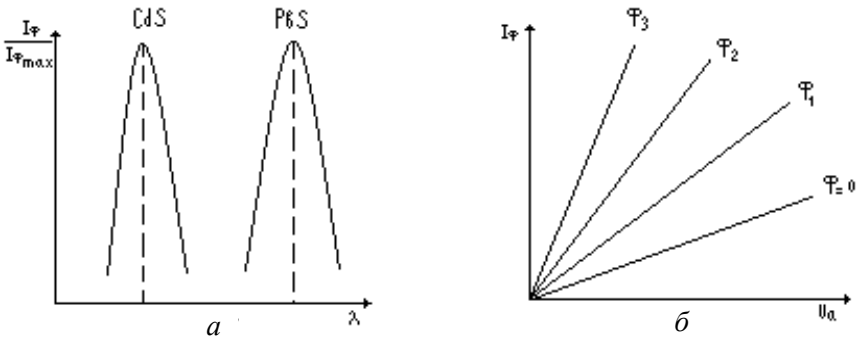


Рис. 3.4. Спектральная – а и ВАХ фоторезистора – б

Из рис. 3.4, а следует, что фоторезисторы на базе соединений свинца наиболее пригодны для ИК области, а на базе кадмия – в видимой области.

ВАХ фоторезисторов для различных значений светового потока (рис. 3.4, б), с ростом которого существенно возрастает I_Φ .

Основные параметры фоторезистора:

– интегральная и спектральная чувствительность;

– токовая интегральная чувствительность $S_{\Sigma I} = \frac{I_\Phi}{\Phi}$ [мА/лм],

Φ – световой поток;

– удельная интегральная чувствительность $S_{\Sigma\text{уд}} = \frac{S_{\Sigma I}}{U} = \frac{I_{\Phi}}{\Phi U}$

[мА/лм]. Она характеризует изменение фотопроводимости фоторезистора под действием U_a и I_v .

Параметры: кратность $\frac{\Delta R}{R_T} = \frac{R_T - R_{\Phi}}{R_T}$, спектральная чувствительность $S_{\lambda} = \frac{I_v}{I_U \lambda}$.

Для фоторезисторов – $U = 10\text{--}500$ В.

Удельная интегральная чувствительность – $S_{\Sigma\text{уд}} = 5\text{--}20$ мкА/лм.

3.2.2. Фотодиоды

Фотодиод – это полупроводниковый диод, представляющий приемник оптического излучения без внутреннего усиления, фоточувствительный элемент которого представляет p - n -переход. В нем величина обратного тока осуществляется световым потоком, материалом является Ge и Si.

Структура фотодиода приведена на рис. 3.5, б.

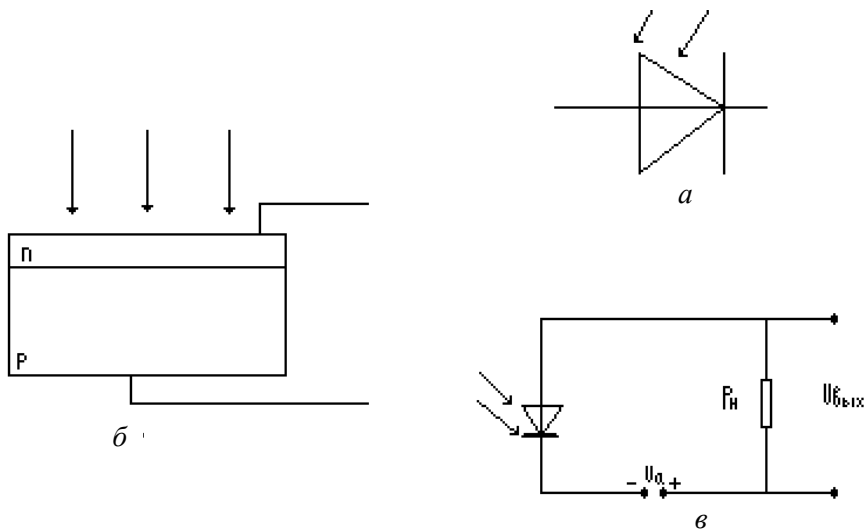


Рис. 3.5. Схемное обозначение фотодиода (а), структура (б), схема его включения (в)

Фотодиод работает в двух режимах:

- 1) фотопреобразовательный фотодиод;
- 2) фотогенераторном – фотогальваническом.

В фотопреобразовательном режиме фотодиод включается в схему, и к нему подводится напряжение обратной полярности. При отсутствии внешнего напряжения $U_{\text{вн}}$ через нагрузку течет ток:

$$I_H = \frac{U_{\partial}}{R_H}, \quad U_{\partial} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_{\Phi}}{I_0} + 1 \right).$$

Если в указанной цепи действует обратное напряжение, то в общем случае:

$$I_H = I_{\Phi} - I_0 \left(\exp \frac{e(U_{\partial} + U)}{kT} - 1 \right). \quad (3.5)$$

Выражение основного уравнения работы фотодиода в фотопреобразовательном режиме – $I_H = \frac{U_{\partial} + U}{R_H}$.

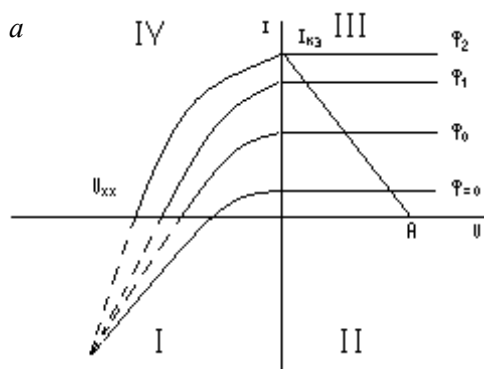
Характеристики и параметры фотодиода

Базовыми характеристиками фотодиода являются:

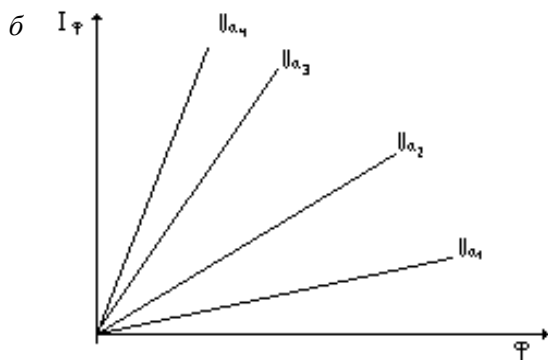
ВАХ $I_a = f(U_a)$, $I_v = \text{const}$, энергетическая характеристика $I_{\Phi} = f(\Phi)$, $U_a = \text{const}$, частотная характеристика $U_{\text{вых}} = F(f)$, $\Phi = \text{const}$.

На рис. 3.6, а представлено семейство ВАХ фотодиода.

Характеристики в первом квадрате соответствуют подключению фотодиода к источнику напряжения в прямом направлении. В четвертом квадрате изображены характеристики фотодиода в фотогальваническом режиме. Пересечение кривых с осью тока дает значение $I_{\text{кз}}$, а с осью напряжения – $U_{\text{хх}}$ при разомкнутых выводах фотодиода. В третьем квадрате показано семейство ВАХ фотодиода в фотодиодном режиме. Рабочим участком характеристик является область насыщения. На семействе ВАХ прямая (проведена нагрузочная прямая), пересекающая ось напряжения в точке А, соответствующей значению $U_{\text{обр}}$. При освещении выходное напряжение пропорционально фототоку.



Энергетическая:



Частотная:

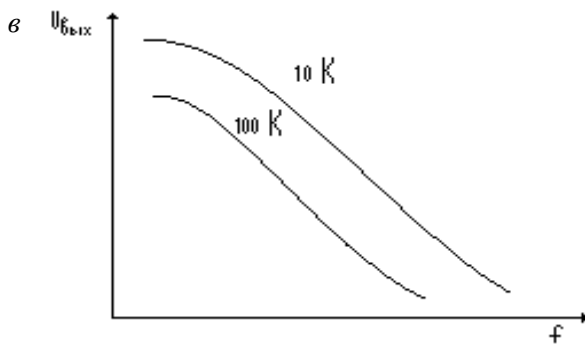


Рис. 3.6. Характеристики фотодиода

Световые (фотоэнергетические) характеристики – зависимость $I_{\Phi} = f(\Phi)$ (рис. 3.6, б), имеют практически линейную зависимость I_{Φ} от Φ в широких пределах, причем с ростом обратного напряжения выходной I_{Φ} увеличивается частотная характеристика, то есть зависимость $U_{\text{вых}} = f$ (частота модуляции светового потока, падающего на фотодиод, изображена на рис. 3.6, в). Отмечены две частотные характеристики при двух значениях сопротивления нагрузки 10 кОм и 100 кОм. С увеличением R_H выходное напряжение падает и существенно понижается в области более низких частот модуляции.

Параметры фотодиода:

- интегральная чувствительность – $S_{\Sigma I} = 20$ мА/лм;
- пороговый поток (I_{v0}) – минимальное значение потока, которое фиксирует фотодиод;
- обнаружительная способность – $z = I_{\partial} / I_{v0}$.

Разработаны новые фотодиоды на основе GaAs, InSb, имеющие широкие спектральные характеристики с нижней границей 4,5–10 мкм.

Время жизни носителей заряда – $\tau_p = 10^{-5}$ с.

Быстродействующие фотодиоды формируются *p-i-n*-структурой.

3.2.3. Фотоэлементы (фотогенераторы)

Фотогенератором называется фотоприемник, принцип действия которого основан на фотогальваническом эффекте, т. е. преобразующий световую энергию в электрическую. Это прямой преобразователь оптической энергии видимого диапазона в электрическую.

На рис. 3.7 приведена структура фотодиода.

Если к фотодиоду не приложено внешнее напряжение и не подключена нагрузка, то он генерирует ЭДС (напряжение холостого хода):

$$U_x = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_{\Phi}}{I_0} + 1 \right).$$

При замкнутом фотоэлементе течет ток короткого замыкания.

Эффективность генерации I_{Φ} зависит от близости *p-n*-перехода к освещенной поверхности полупроводника. Если поглощение фото-

нов и образование пар электрон-дырка будут в пределах диффузионной длины, то напряжение $U_x \rightarrow U_{x \max}$.

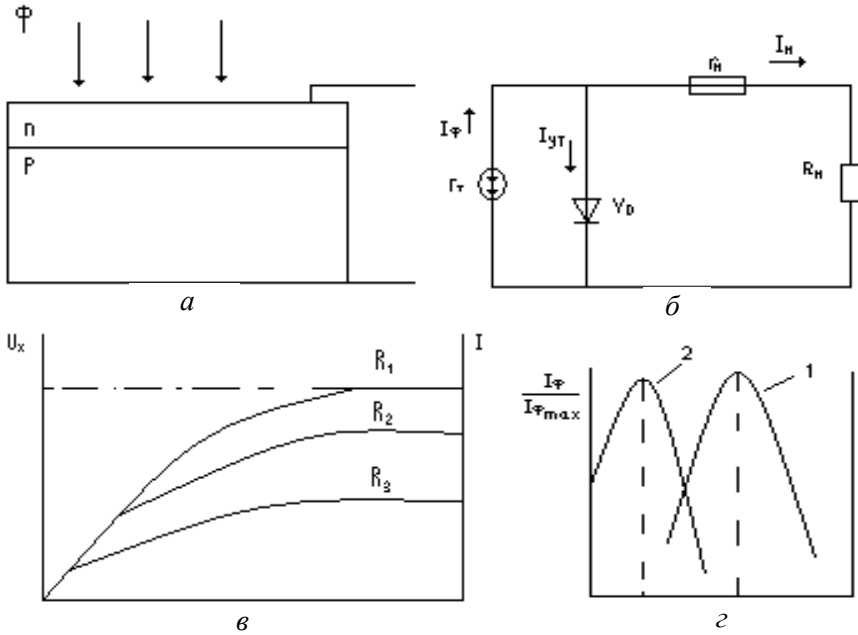


Рис. 3.7. Структура (а) и эквивалентная схема фотодиода (б), характеристика фотогенератора (в, г)

При разомкнутых выводах фотоэлемента ток утечки:

$$I_{yT} = I_{\phi} = I_0 \exp\left(\frac{eU}{kT} - 1\right). \quad (3.6)$$

На рис. 3.7, б представлена эквивалентная схема фотоэлемента, включающая генератор тока E_T и сопротивление потерь r_n , последовательно соединенное с R_n , R_T вырабатывает ток $I_{\phi} \sim \Phi$. При подключении нагрузки ток нагрузки:

$$I_H = \frac{I_{\phi} r_0}{r_0 + r_n + R_n},$$

где r_0 – сопротивление p - n -перехода.

Ток короткого замыкания фотогенератора:

$$I_k = \frac{S_{\Sigma}\Phi}{R_H / R_0 + 1}.$$

При $z_0 \gg R_n$ ток $I_k \rightarrow S_{\Sigma}\Phi$.

Основные характеристики и параметры фотогенератора:

1. ВАХ фотогенератора аналогична ВАХ фотодиода.
2. Энергетическая характеристика (рис. 3.7, в); спектральная характеристика (рис. 3.7, з).

Энергетические характеристики показывают зависимость основных параметров от интенсивности светового потока. При малых значениях светового потока U и I линейно зависят. С увеличением Φ – кривые стремятся к насыщению. При этом на значения U и I существенно влияет сопротивление нагрузки. При больших ее значениях $U_{\text{вых}}$ и $I_{\text{вых}}$ существенно снижаются. Наклон линейного участка при $R_H = 0$ определяет интегральную чувствительность фотоэлемента:

$$S_{\Sigma I} = \frac{I_{\Phi}}{\Phi}.$$

Спектральная характеристика фотоэлемента показывает зависимость величины фототока от длины волны падающего света. Для кремниевого фотоэлемента максимальные характеристики находятся в интервале $\Delta\lambda = 0,7-0,8$ мкм (1). Для Se фотоэлемента (2) максимум находится в интервале $\Delta\lambda = 0,5-0,6$ мкм.

Параметры

Температура фотоэлемента существенно влияет на его параметры. При увеличении ее значительно снижается $U_{\text{хх}}$. Для получения максимального КПД:

$$\eta_{\text{max}} = \frac{P_{\text{max}}}{P_0} \cdot 100 \%,$$

где P_{max} – максимально полученная мощность;

P_0 – полная мощность светового потока, падающая на рабочую поверхность фотоэлемента.

Необходимо для каждой области спектра подбирать свой полупроводник с определенной шириной запрещенной зоны. Наиболее подходящими являются полупроводники с $\Delta E_g = 1-1,6$ эВ. Это GaAs, CdTe и CdS. На основе кремния формируются солнечные батареи.

3.2.4. Светодиоды

Светочувствительный диод (СД) – это преобразователь электрической энергии в энергию некогерентного светового излучения. Длина волны излучения:

$$\lambda = \frac{hc}{Eg},$$

где h – постоянная Планка;
 c – скорость света.

Принцип их действия основан на излучении квантов света при рекомбинации носителей заряда, прошедших прямосмещенный $p-n$ -переход. На рис. 3.8 представлена зонная диаграмма, поясняющая принцип работы светодиода.

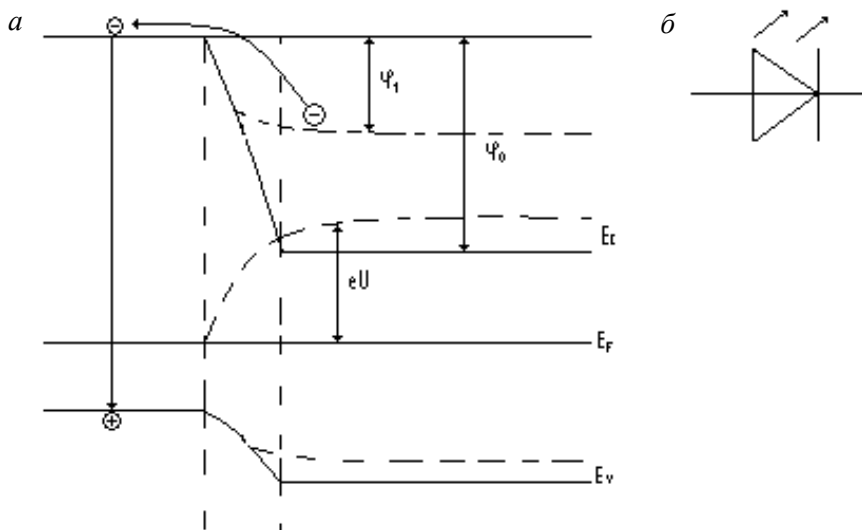


Рис. 3.8. Зонная диаграмма (а), схемное обозначение светодиода (б)

Рекомбинация электронов и дырок, прошедших прямосмещенный p - n -переход после приложения прямого смещения, может быть как излучательная с выделением квантов света (фотонов), так и неизлучательная с выделением фононов. Соотношение между излучательной и безызлучательной рекомбинацией в светодиоде характеризует его внутренний квантовый выход β , составляющий единицы процентов.

Структурно светодиод реализуется в виде плоской конструкции и полусферы (рис. 3.9).

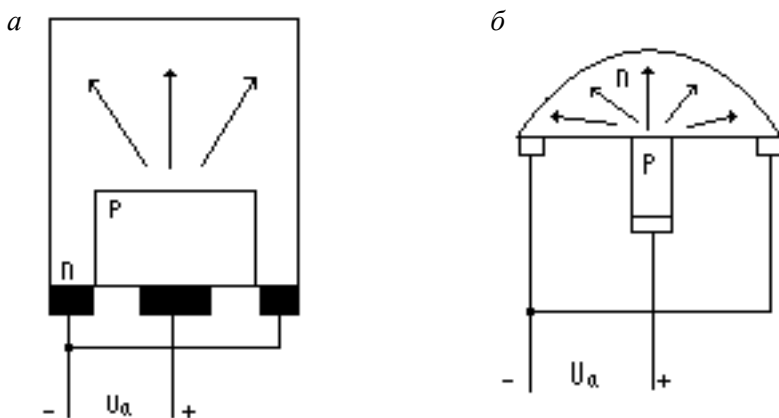


Рис. 3.9. Структуры светодиодов плоской конструкции (а), плоской полусферы (б)

Прямосмещенное напряжение снижает φ_0 , резко увеличивает $I_{пр}$ и эффективно рекомбинирует носителей электронов и дырок по механизму зона. Доля генерированного внутри элемента света проходит через верхнюю поверхность светодиода и выражается как

$$\eta_e = \frac{1}{2} \left[1 - \left(1 - \frac{1}{n_r^2} \right)^{1/2} \right] \frac{4n_r}{(1+n_r)^2} \approx \frac{1}{n_r(n_r+1)^2}, \quad (3.7)$$

где n_r – коэффициент преломления света в полупроводниковой структуре;

1/2 обусловлена предположением, что из такой структуры может выйти лишь излучение, эмитируемое в сторону верхней поверхности. Для полупроводника $Cn_r = 3,5$ из структуры (рис. 3.9, а) можно вывести 2,5 % света, но использование полусферы улучшает излучательную способность и для малого перехода в полусфере $\eta_e \approx 35\%$.

Основные параметры светодиодов:

1. Яркость L – величина, равная отношению силы света к площади светящейся поверхности.

2. Сила света I_v – излучаемый диодом световой поток на единицу телесного угла в направлении, перпендикулярном плоскости излучающего кристалла.

3. $U_{пр}$ – значение напряжения на светодиоде при протекании постоянного прямого тока. Максимально допустимые $I_{пр\max}$, $U_{обр\max}$, максимум спектрального распределения λ_{\max} .

Основные характеристики

Световая характеристика $I_v = f(I_{пр})$, то есть зависимость силы света от прямого тока, яркостная характеристика $L = f(I_{пр})$, зависимость яркости от прямого тока, спектральная характеристика отображает свет свечения света и его интенсивность.

Светодиод обладает большим быстродействием, т. е. излучение нарастает за время $t \cong 10^{-8}$ с после подачи импульса прямого тока.

По внешнему конструктивному принципу CR – это приборы в металлических корпусах со стеклянной линзой, в пластмассовых корпусах и бескорпусные. Материалы светодиодов: GaAs, GaP.

3.2.5. Полупроводниковые лазеры

Лазеры – полупроводниковые приборы, обеспечивающие прямое преобразование электрической энергии в световое когерентное излучение с КПД близким к 100 %.

Для выяснения принципа работы лазера рассматривается собственный полупроводник, находящийся при достаточно низкой температуре. В этом случае зона проводимости практически пуста, а валентная зона заполнена.

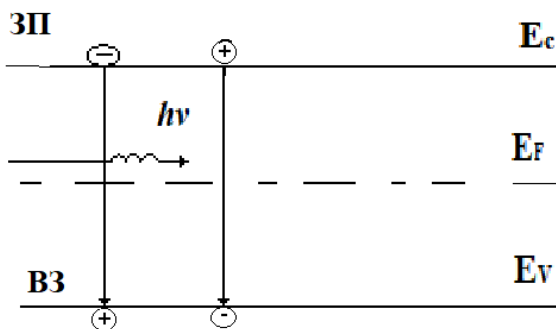


Рис. 3.10. Формирование кванта света

При поглощении кванта света с $h\nu \geq E_g$ генерируется пара электрон-дырка. Этот процесс соответствует резонансному поглощению и межзонному переходу (зона) и связан с уменьшением энергии электромагнитного поля.

При обратном переходе электрона, который может происходить спонтанно или под действием падающих квантов, электрон рекомбинирует с дыркой и избыток энергии выделяется в виде кванта света. Энергия электромагнитного поля при этом увеличивается. Воздействующее под действием подающих квантов излучение – индуцированное. При увеличении температуры число электронов в запрещенной зоне растет и устанавливается равновесное распределение электронов между зонами. При этом падающую электромагнитную энергию система будет преимущественно поглощать. Если при данной температуре больше половины валентных электронов перейдет в зону проводимости, то такое неравновесное состояние называют состоянием с инверсной населенностью. В таком состоянии система усиливает проходящее через нее излучение, т. к. число актов рекомбинации, сопровождающихся индуцированным излучением квантов света больше числа актов генерации, сопровождающихся поглощением света. Для получения состояния с инверсионной населенностью носителей заряда в запрещенной зоне используют три разновидности переходов электронов:

- 1) зона-зона;
- 2) зона-примесный уровень (донорный или акцепторный);
- 3) переходы между уровнями примесей.

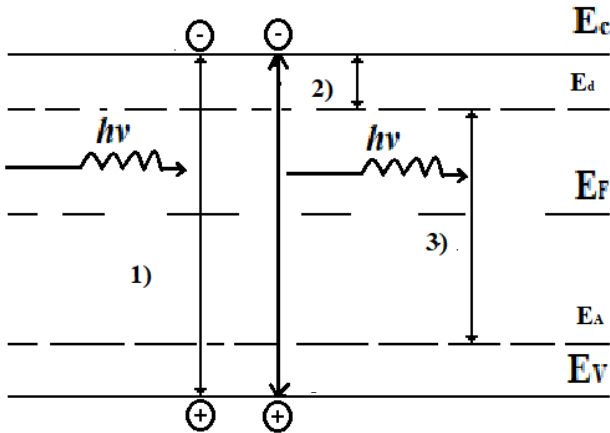


Рис. 3.11. Квантовые переходы

Межзонные переходы бывают прямые и непрямые (рис. 3.12).

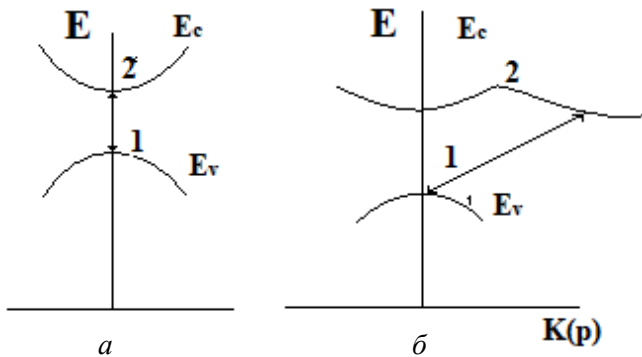


Рис. 3.12. Схемы межзонных оптических переходов в полупроводниках:
a – прямые; *b* – непрямые

При прямых переходах импульс электрона остается неизменным, т. е. $\overline{p}_1 = \overline{p}_2 \pm \overline{k}$, где \overline{p}_1 – импульс электрона в начальном состоянии, \overline{p}_2 – импульс электрона в конечном состоянии, \overline{k} – импульс фотона.

Причем $\overline{k} = \frac{Eg}{c}$, $Eg \approx 1$ эВ, c – скорость света в вакууме.

Импульс фотона k очень мал и переход в зону проводимости осуществляется по вертикали без изменения импульса. Если переходы не прямые (рис. 3.12, б), то они сопровождаются не только поглощением или испусканием фотона, но и поглощением и испусканием фононов. Закон сохранения импульса имеет вид:

$$\bar{p}_1 = \bar{p}_2 \pm \bar{k} \pm \bar{q},$$

где \bar{q} – импульс фотона.

Состояние инверсионной населенности получают при создании неравномерности концентрации носителей заряда. Инверсная населенность возможна, если суммарное поглощение в переходе отрицательно. Для прямых переходов это условие представлено как

$$n_r p_1 [f_c(1 - f_v) - f_v(1 - f_c)] > 0. \quad (3.8)$$

Вероятность прямого и обратного переходов одинакова и обозначена p_1 , n_r – число фотонов, f_c, f_v – функции распределения электронов в E_c и E_v .

Из условия (3.8) следует, что

$$f_c > f_v, \quad \text{т. е.} \quad E_{Fnc} - E_{Fnv} > Eg. \quad (3.9)$$

Это соотношение является основным условием инверсной населенности при прямых переходах. В случае не прямых переходов условие инверсионной населенности получается из неравенства

$$n_r p_2 [f_c(1 - f_v)(1 + \varphi) - f_v(1 - f_c)\varphi] > 0, \quad (3.10)$$

где p_2 – вероятность перехода носителей заряда в соответствующие области;

φ – число фононов в данном состоянии.

$$\varphi = \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}.$$

Из условия (3.10) находим соотношение

$$\frac{f_c(1-f_v)}{f_v(1-f_c)} > \exp\left(\frac{-h\nu}{kT}\right), \quad (3.11)$$

из которого определяется условие инверсионной населенности, т. е.

$$E_{Fnc} - E_{Fnv} > Eg - h\nu. \quad (3.12)$$

Выражение (3.12) является условием инверсионной населенности не прямых межзонных переходов. Из (3.12) следует, что при $kT < h\nu$ вырождение носителей заряда не обязательно.

При $kT < h\nu$ условие инверсионной населенности:

$$n_p = N_n N_p \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right), \quad (3.13)$$

где N_n, N_p – эффективные плотности состояния, а ВЗ И ЗП.

$$\begin{aligned} N_n &= 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2}; \\ N_p &= 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Обычно для получения инверсионной населенности используют инжекцию неравновесных носителей заряда через p - n -переход. Если p - n -переход сместить в прямом направлении, то в слое пространственного заряда, толщиной порядка диффузионной длины, увеличится концентрация неравновесных носителей заряда.

Из условия $E_{Fnc} - E_{Fnv} > Eg$ следует, что для получения инверсионной населенности при переходах зона – зона полупроводник должен быть вырожден хотя бы в одной области и минимальное значение внешнего напряжения, при котором возникает инверсионная населенность:

$$U_{\min} = \frac{Eg}{e}. \quad (3.15)$$

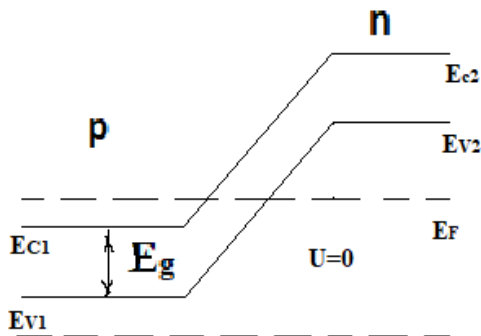


Рис. 3.12. Зонная диаграмма лазерной структуры

При переходах зона – примесной уровень условие инверсионной населенности можно представить в виде $E_{Fnc} - E_{Fnv} > E_g - E_i$, где E_i – энергия связи носителей заряда с примесью.

Поэтому минимальное напряжение в случае перехода зона – примесной уровень определяется из условия:

$$U_{\min} = \frac{E_g - E_i}{e}. \quad (3.16)$$

В p - n -переходах, образованных высоколегированными полупроводниками, инверсионная населенность появляется раньше, чем происходит полное снятие потенциального барьера. Зонная диаграмма при этом имеет вид, представленный на рис. 3.13.

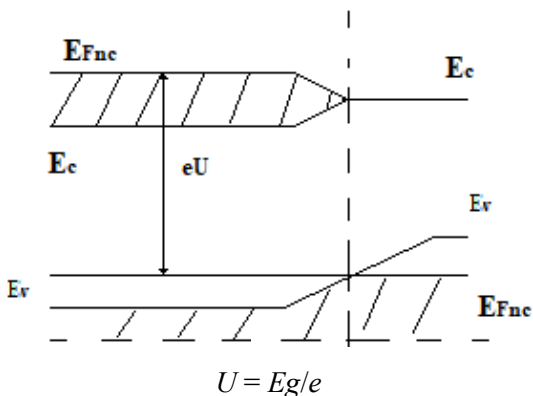


Рис. 3.13. Зонная диаграмма полупроводникового лазера

Плотность тока при этом $J \cong \frac{eD_n n_p}{L_n} \cdot \exp\left(\frac{eU}{kT}\right)$.

Отсюда следует, что плотность тока возрастает с увеличением степени вырождения и с понижением температуры, благодаря чему инверсионную населенность удается получить в стационарном режиме.

Лазеры на $p-n$ -переходе обычно формируют из GaAs или состава типа GaAs \rightarrow GaP.

Структура лазера на $p-n$ -переходе из GaAs изображена на рис. 3.14.

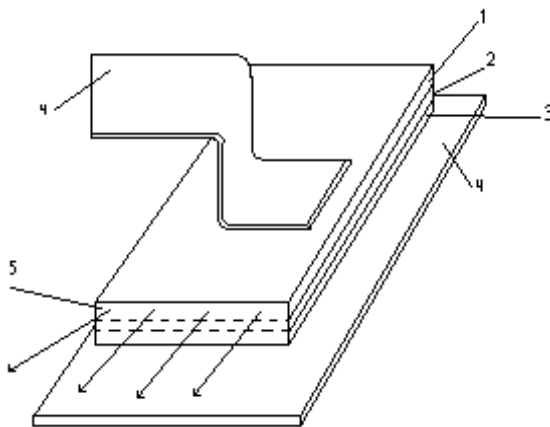


Рис. 3.14. Структура полупроводникового лазера:
1 – p -область GaAs; 2 – $p-n$ -переход; 3 – n -область GaAs; 4 – омические контакты; 5 – оптически полированные грани

Лазер представляет монокристалл GaAs в виде куба с $p-n$ -переходом посередине, две противоположные грани, перпендикулярные плоскости $p-n$ -перехода, оптически отполированы. Полупроводник вырожден, $T_{\text{раб}} = 77$ К.

Режим работы: напряжение накачки импульсное.

Плотность тока $t_{\text{и}} = 2\text{--}5$ мкс; интенсивность излучения на $\lambda = 0,34$ мкм, плотность тока $J = 8500$ А/см², $\lambda = 0,14$ мкм в направлении, перпендикулярном полированным граням.

Пороговый ток лазера с $p-n$ -переходом быстро возрастает с температурой и поэтому лазерный режим при комнатной температуре затруднен.

Эффективность лазера на GaAs при комнатной температуре достигается путем изготовления лазеров в виде гетероструктур. Из GaAs и $\text{GaAl}_x\text{As}_{1-x}$. Принцип работы гетеропереходных лазеров поясняет зонная диаграмма, представленная на рис. 3.15.

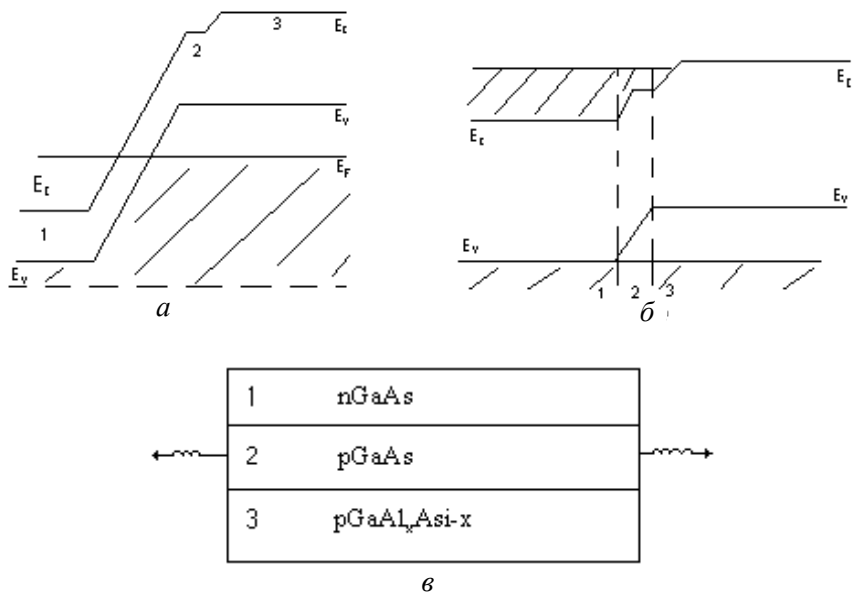


Рис. 3.15. Зонная диаграмма и структура гетеропереходного лазера: *а, б* – диаграммы зон при $U_a = 0$ и при $U_a > 0$; *в* – структура лазера

Лазер состоит из тонкого слоя 2 компенсированного GaAs *p*-типа, заключенного между слоем 1 *n*GaAs и слоем 3 GaAlAs. Энергетическая диаграмма при прямом смещении изображена на рис. 3.15, *б*. На гетеропереходе между слоями 1 и 2 образуется ступенька. При прямом смещении электроны инжектируются в слой 2 и задерживаются в этой области благодаря ступеньке в зоне проводимости. Область инверсионной населенности ограничена слоем 2, и если структура выполнена в виде резонатора, то возникает лазерный эффект. Снижаются оптические потери и увеличивается рабочая температура.

Глава 4. ТРАНЗИСТОРЫ. БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Транзистор – это электропреобразовательный п/п прибор, с одним либо двумя электродами, усилительные свойства которого обусловлены явлениями инжекции и экстракции носителей заряда.

Классификация транзисторов:

1. По типу носителей заряда – биполярные с электронными и дырочными носителями заряда.
2. По исходному материалу – Ge, Si, GaAs.
3. По технологии изготовления – сплавные; планарные; эпитаксиальные; конверсионные.
4. По величине рассеивания мощности – малой мощности, средней мощности, большой мощности.
5. В зависимости от диапазона рабочих частот – низкой, средней, высокой частоты, СВЧ транзисторы.

4.1. Биполярный транзистор

Биполярный транзистор (БТ) – это трехэлектродный п/п прибор, имеющий 2 взаимодействующих *p-n*-перехода, первый из которых осуществляет инжекцию носителей заряда, и второй – их экстракцию.

Устройство и основные процессы в БТ.

Транзисторы бывают *n-p-n*- и *p-n-p*-типов. Схемное обозначение и структура представлены на рис. 4.1.

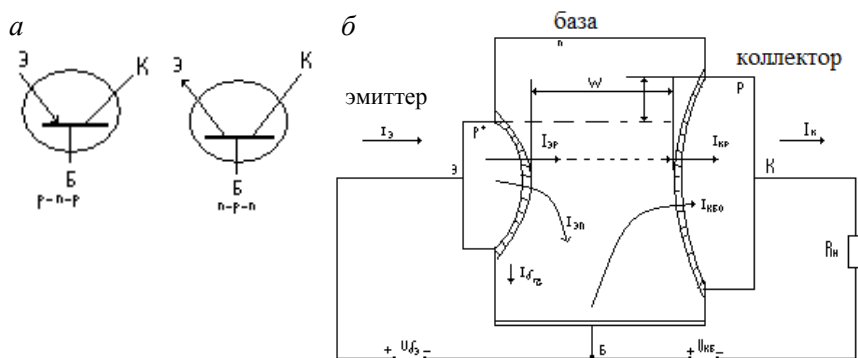


Рис. 4.1. Схемное обозначение (а) и структура (б) биполярного транзистора

Рассмотрим структуру БТ $p-n-p$ -типа. Он имеет три области: эмиттерную (Э), базовую (Б), коллекторную (К), причем эмиттерная область сильно легирована p^+ (p^+-n-p). В структуре имеется два $p-n$ -перехода: между Э-Б – эмиттерный, между Б-К – коллекторный.

Принцип работы БТ поясняет его зонная диаграмма (рис. 4.2).

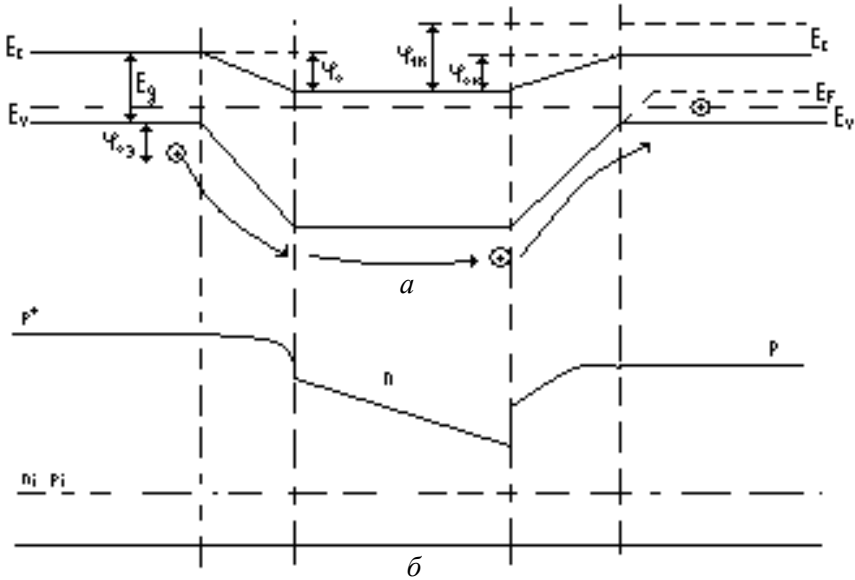


Рис. 4.2. Зонная диаграмма БТ (а), распределение примесей в БТ (б)

Для нормального функционирования БТ к его эмиттерному переходу прикладывается напряжение $U_{БЭ}$ прямой полярности, а к коллекторному – $U_{КБ}$ обратной полярности. В результате на зонной диаграмме потенциальный барьер $\phi_{0Б}$ уменьшается до значения $\phi_{01} = \phi_0 - eU_{БЭ}$, а коллекторный переход $\phi_{0К}$ увеличивается.

Смещенный в прямом направлении эмиттерный переход инжектирует дырки в базу и создает дырочную составляющую тока. Вводимые в базу дырки, с учетом условия электронейтральности в базе, вызывают приток в области базы эквивалентного числа электронов от источника напряжения. Одновременно из базы в эмиттер инжектирует электронная составляющая тока $I_{Эн}$. В результате суммарный ток эмиттера – $I_{Эр} + I_{Эн}$.

Движущиеся к коллекторному переходу, вследствие градиента концентрации и электрического поля, дырки частично в нем рекомбинируют с электронами базы, создавая ее рекомбинационную составляющую.

Через обратно смещенный коллекторный переход течет неуправляемый ток $I_{кбо}$. Поэтому $I_{\sigma} = I_{\varepsilon n} + I_{\sigma p} - I_{кбо}$, где $I_{\sigma p}$ – главная составляющая тока базы. Для снижения электронной составляющей $I_{\varepsilon n}$ и увеличения эффективной эмиттерной концентрации дырок: $p_{\varepsilon}^{+} \gg n_{\sigma}$. Дырки, достигшие коллекторного перехода, втягиваются полем этого перехода и рекомбинируют в коллекторной области с электронами, пришедшими от коллекторного источника питания. В результате цепь в токе транзистора замыкается и $I_k = I_{kp} + I_{кбо}$.

Эмиттерный переход инжектирует носителей заряда, а коллекторный экстрагирует их.

Основные параметры БТ

1. Коэффициент инжекции – $\gamma = \frac{I_{\varepsilon p}}{I_{\varepsilon}} = \frac{I_{\varepsilon p}}{I_{\varepsilon p} + I_{\varepsilon n}}$. При движении электронов через базу часть U_k рекомбинирует.

2. Коэффициент переноса – $\delta = \frac{I_{kp}}{I_{\varepsilon p}}$.

3. Коэффициент передачи для транзистора, включенного по схеме с общей базой, – $\alpha = \gamma \cdot \delta = \frac{I_k}{I_{\varepsilon}}$.

Расчет токов в биполярном транзисторе

Уравнения диффузии БТ. Прохождение токов в триоде p - n - p -типа рассматривается при следующих допущениях:

- 1) база триода изготовлена из невырожденного материала;
- 2) уровень инжекции неосновных носителей в области базы низкий;
- 3) напряжения на p - n -переходах имеет неосновные составляющие и малые по сравнению с ними переменные, при этом $U_{кб} \gg kT/e$;
- 4) триод является одномерной системой, т. е. область базы ограничена параллельными переходами;

5) триод является дрейфовым, т. е. в области базы существует поле E ;

6) токи в области базы малы и не создают зоны напряжения на его объемном сопротивлении.

Из системы основных уравнений для области базы получим

$$\frac{\partial P_{n\bar{b}}}{\partial t} - \frac{\partial P_{n\bar{b}} - P_{n\bar{b}0}}{\tau_{p\bar{b}}} - \mu_p E \frac{\partial P_{n\bar{b}}}{\partial x} + D_{p\bar{b}} \frac{\partial^2 P_{n\bar{b}}}{\partial x^2}. \quad (4.1)$$

Это уравнение решается для напряжений на эмиттерном и коллекторном переходах:

$$U_{\bar{a}} = U_{\bar{a}}^- + \dot{U}_{\bar{a}m} \exp(j\omega t); \quad U_k = U_k^- + \dot{U}_{km} \exp(j\omega t), \quad (4.2)$$

где $U_{\bar{a}}^-$, U_k^- – постоянные составляющие напряжения.

$\dot{U}_{\bar{a}m}$, \dot{U}_{km} – амплитуды переменных составляющих напряжений.

При этом

$$U_{\bar{a}m} \ll kT/e; \quad U_{km} \ll U_k^- \gg kT/e.$$

Концентрация носителей заряда (дырок) у эмиттерного перехода:

$$P_{n\bar{b}\bar{a}} = P_{n\bar{b}0} \exp\left(\frac{eU_{\bar{a}}}{kT}\right) = P_{n\bar{b}0} \exp \psi_{\bar{a}}. \quad (4.3)$$

У коллекторного перехода:

$$P_{n\bar{b}k} = P_{n\bar{b}0} \exp\left(\frac{eU_k}{kT}\right) = P_{n\bar{b}0} \exp \psi_k. \quad (4.4)$$

После подстановки (4.1) в (4.3) и преобразования:

$$P_{n\bar{b}k} = P_{n\bar{b}0} \exp \psi_{\bar{a}}^- + \psi_{\bar{a}m} P_{n\bar{b}0} \exp(j\omega t) \exp \psi_{\bar{a}}^-.$$

При решении (4.1) следует учитывать, что толщина базы W не остается постоянной величиной, а является функцией U_k вследствие изменения размера области пространственного заряда. Явление увеличения толщины базы – эффект Эрли.

Величина толщины базы $W = W^{\bar{}} + W^{\sim} \exp(j\omega t)$.

Для постоянной составляющей избыточной концентрации:

$$\frac{\partial^2 P_{n\bar{6}}^{\bar{}}}{\partial x^2} - \frac{2}{Z} \frac{\partial P_{n\bar{6}}^{\bar{}}}{\partial x} - \frac{P_{n\bar{6}}^{\bar{}}}{L_{p\bar{6}}^2} = 0, \quad (4.5)$$

где $Z = \frac{2kT}{eE}$.

Граничные условия ($x = 0$ на эмиттерном переходе):

$$\begin{aligned} x = 0 \quad P_{n\bar{6}\bar{3}}^{\bar{}} &= P_{n\bar{6}0}^{\bar{}} (\exp \psi_{\bar{3}}^{\bar{}} - 1); \\ x = \omega^{\bar{}} \quad P_{n\bar{6}k}^{\bar{}} &= -P_{n\bar{6}0}^{\bar{}}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Для переменных составляющих:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 P_{n\bar{6}1}^{\sim}}{dx^2} - \frac{2}{Z} \cdot \frac{dP_{n\bar{6}1}^{\sim}}{dx} - P_{n\bar{6}1}^{\sim} \cdot \frac{1}{\lambda_{p\bar{6}}^2} &= 0; \\ \frac{d^2 P_{n\bar{6}2}^{\sim}}{dx^2} - \frac{2}{Z} \cdot \frac{dP_{n\bar{6}2}^{\sim}}{dx} - P_{n\bar{6}2}^{\sim} \cdot \frac{1}{\lambda_{p\bar{6}}^2} &= 0. \end{aligned} \quad (4.7)$$

При граничных условиях: $\begin{cases} x = 0 & P_{n\bar{6}\bar{3}1}^{\sim} = P_{n\bar{6}0}^{\sim} \psi_{\bar{3}em} \exp \psi_{\bar{3}}^{\bar{}}; \\ x = W^{\bar{}} & P_{n\bar{6}k1}^{\sim} = 0. \end{cases}$

При граничных условиях $x = 0 \quad P_{n\bar{6}\bar{3}2}^{\sim} = 0 \quad x = W^{\bar{}} + W^{\sim} \exp \exp(j\omega t)$.

$$P_{n\bar{6}k2}^{\sim} = [P_{n\bar{6}k}^{\bar{}} - P_{n\bar{6}}^{\bar{}} (W^{\bar{}} + W^{\sim} \exp \exp(j\omega t))] \exp(-j\omega t). \quad (4.8)$$

Для электронов в эмиттере:

$$\frac{d^2 n_{p\bar{3}}^{\bar{}}}{dx^2} - \frac{n_{p\bar{3}}^{\bar{}}}{L_{nk}^2} = 0. \quad (4.9)$$

С граничными условиями $x = 0 \quad n_{p\bar{3}\bar{6}}^{\bar{}} = n_{p\bar{3}0}^{\bar{}} (\exp \psi_{\bar{3}}^{\bar{}} - 1), \quad x \rightarrow -\infty, \quad n_{p\bar{3}}^{\bar{}} \rightarrow 0.$

$$\frac{d^2 n_{p\varepsilon}}{dx^2} - \frac{n_{n\varepsilon}^1}{\lambda_{n\varepsilon}^2} = 0. \quad (4.10)$$

С граничными условиями $x = 0$ $n_{p\varepsilon}^- = n_{p\varepsilon 0} \Psi_{\varepsilon m} \exp \Psi_{\varepsilon}^-$, $x \rightarrow -\infty$, $n_{pk}^- \rightarrow 0$.

Для постоянной составляющей концентрации электронов в области коллектора:

$$\frac{d^2 n_{pk}^-}{dx^2} + \frac{2}{Z_k} \cdot \frac{dn_{pk}^-}{dx} - \frac{n_{pk}^-}{\lambda_{nk}^2} = 0. \quad (4.11)$$

С граничными условиями: $x = W^- + d_k^-$, $n_{pk}^- = -n_{pk0}$, $x \rightarrow \infty$, $n_{pk}^- \rightarrow 0$. Здесь d_k^- – толщина области объемного заряда коллекторного перехода при напряжении U_E . Для переменной составляющей:

$$\frac{d^2 n_{pk}^-}{dx^2} + \frac{2}{Z_k} \cdot \frac{dn_{pk}^-}{dx} - \frac{n_{nk}^1}{\lambda_{nk}^2} = \frac{2}{Z_k} \cdot \frac{dn_{pk}^-}{dx}. \quad (4.12)$$

С граничными условиями: $x = W^- + d^-$, $n_{pk}^- = -n_{pk0} \Psi_{km} \exp \Psi_k^- \approx 0$, $x \rightarrow \infty$, $n_{pk}^- \rightarrow 0$.

Концентрация электронов в области коллектора:

$$n_{pk}^- = n_{pk0}^- \exp \left[\left(-\frac{1}{Z_k^-} - \sqrt{\frac{1}{(Z_k^-)^2} + \frac{1}{L_{nk}^2}} \right) (x - W^- - d^-) \right]. \quad (4.13)$$

Отсюда находится плотность тока коллектора (постоянная составляющая)

$$J_{nk}^- = J_{pk}^- \frac{\mu_n n_{pk}^-}{\mu_p P_{p\varepsilon 0}} \left\{ \left(1 + \frac{n_{pk}^-}{n_{p\varepsilon 0}} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{2eD_{pk} P_{p\varepsilon 0}}{J_{nk}^- L_{nk}} \right)^2} \right\}. \quad (4.14)$$

Полученное выражение показывает, что плотность электронного тока в области коллектора зависит от величины плотности дырочного тока.

4.1.1. Теория транзистора в режиме малых сигналов

Так как ток эмиттера $I_э$, а в выходной цепи $I_к$, то $\alpha = \left(\frac{\partial I_к}{\partial I_э} \right)$ при $U_{кб} = \text{const}$, α – коэффициент передачи по току. Также $\alpha = \delta \gamma \alpha_к$.

Диффузионный ток дырок в базе с учетом $p_n \ll n_n \ll p_p$ равен дырочной составляющей I_p тока эмиттера.

$$I \approx I_{pэ} = eD_p \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (4.15)$$

Разделяя переменные и интегрируя, находим распределение концентрации дырок в базе:

$$p(x) = -I_p \frac{x}{eD_p} + p(0), \quad (4.16)$$

где x – текущая координата.

Полагая $X = W$, находим дырочную составляющую тока эмиттера.

$$I_{pэ} = \frac{eD_p p_n}{W} \left[\exp \frac{eU_{бэ}}{kT} - \exp \left(-\frac{eU_{кб}}{kT} \right) \right]. \quad (4.17)$$

При условии, что $U_{кб} > 1$ эВ, $eU_{бэ} \gg kT$, $\exp \left(-\frac{eU_{кб}}{kT} \right) \rightarrow 0$.

$$I_{pэ} = \frac{eD_p p_n}{W} \left[\exp \frac{eU_{бэ}}{kT} \right]. \quad (4.18)$$

Электронная составляющая тока эмиттера:

$$I_{эп} = \frac{eD_n n_p}{L} \left[\exp \left(\frac{eU_{бэ}}{kT} \right) - 1 \right], \quad (4.19)$$

при $U_{\delta 3} \geq 0,1 \text{ В}$, $T = 20 \text{ }^\circ\text{С}$, $\frac{eU_{\delta 3}}{kT} \approx 40$ и единицу в (4.19) можно исключить, тогда

$$I_{n3} = \frac{eD_n n_p}{L} \left[\exp \frac{eU_{\delta 3}}{kT} \right]. \quad (4.20)$$

Для нахождения рекомбинационной составляющей тока I_r используем уравнение непрерывности:

$$\frac{dI_r}{dx} = \frac{p(x) - p_n}{\tau_p}. \quad (4.21)$$

Решение выражения (4.21) дает значение тока рекомбинации:

$$I_r = \frac{ep_n W}{2\tau_p} \left[\exp\left(\frac{eU_{\delta 3}}{kT}\right) - 2 \right]. \quad (4.22)$$

Пренебрегая числом два, как и в (4.23), окончательно получаем

$$I_\tau = \frac{ep_n W}{2\tau_p} \left[\exp \frac{eU_{\delta 3}}{kT} \right]. \quad (4.23)$$

С учетом (4.18), (4.20), (4.23) получаем значение внутренних параметров транзистора:

$$\delta = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_D} \right)^2,$$

$$\gamma = \left[1 + \frac{W n_p D_n}{e L_n p_n D_p} \right]^{-1} = \left[1 - \frac{e L_n p_n D_p}{W n_p D_n} \right],$$

$$\gamma \approx \left[\frac{W \sigma_\delta}{L_n \sigma_3} \right]^{-1} = \left[\frac{L_n \sigma_3}{W \sigma_\delta} \right]. \quad (4.24)$$

Для случая, когда проводимость $\sigma_3 \gg \sigma_\delta$, а $W \ll L_n$ выражение для коэффициента инжекции

$$\delta = 1 - \frac{\sigma_3}{\sigma_\delta} \cdot \frac{W}{L}. \quad (4.25)$$

Рекомбинация носителей заряда на поверхности приводит к снижению эффективного переноса, т. к. $S_k \gg S_3$, то рекомбинация на поверхности происходит практически только у границ коллекторного перехода. Эффективность переноса с учетом поверхностной рекомбинации

$$\sigma = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_p} \right)^2 - V_s S_F \frac{W}{D_p S_3}, \quad (4.26)$$

где V_s – скорость поверхностной рекомбинации;

S_F – площадь кольца с внутренним диаметром d_3 и шириной W ;

S_3 – площадь эмиттерного перехода;

Увеличение носителей заряда в коллекторе (α_k) определяется двумя причинами:

1. Из условий электронейтральности пришедшие в коллектор дырки вызовут приток эквивалентного числа электронов, которые будут затягиваться полем коллекторного перехода в базу, создавая дополнительный электрический ток коллектора. Расчет дает, что эта составляющая равна

$$I_{nk} = I_{pk} \frac{n_{pk} \mu_n}{p_{pk} \mu_p} - e \frac{n_{pk} D_n}{L_n} \cdot \left(\frac{n_{pk}}{p_{pk}} + 1 \right), \quad (4.27)$$

$$\alpha_k \Rightarrow \alpha_{k1} = 1 + \frac{n_{pk} \mu_n}{p_{pk} \mu_p}. \quad (4.28)$$

Затягивающиеся полем коллекторного перехода дырки при определенных условиях могут вызвать умножение числа носителей за счет ударной ионизации.

Величина, обусловленная этим эффектом, – коэффициент умножения M :

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_{кб}}{U_B}\right)^n}. \quad (4.29)$$

где U_B – напряжение пробоя коллекторного перехода;

$n = 3$ для электронов для Ge; $p = 6$ для дырок для Ge;

$n = 3,5$ для электронов для Si; $p = 2$ для дырок для Si.

Эффективность коллектора (α_k) определяется из следующих соотношений:

$$\alpha_k = \alpha_{k1} M = \left[1 - \left(\frac{U_{кб}}{U_B}\right)^n\right]^{-1} \cdot \left(1 + \frac{n_{pk}\mu_n}{p_{pk}\mu_p}\right). \quad (4.30)$$

Полное значение коэффициента передачи по току транзистора на низкой частоте

$$\alpha = \left(\frac{\sigma W}{\sigma_3} + 1\right)^{-1} \cdot \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_p}\right)^2\right] \cdot \alpha_k. \quad (4.31)$$

Для плоских транзисторов $\alpha_k \rightarrow 1$, тогда

$$\alpha = 1 - \frac{\sigma W}{\sigma_3} - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_p}\right)^2, \quad I_{кр} = \alpha I_{эп}. \quad (4.32)$$

Для того чтобы $\alpha \rightarrow 1$ нужно, чтобы ширина базы $W \ll L_p$ (L_n) и чтобы скорость поверхностной рекомбинации $V_s \rightarrow \min$.

Когда на эмиттер наряду с постоянным смещением U_0 подается переменный сигнал синусоидальной формы частотой ω_0 и амплитудой U_1 , то есть $U = U_0 + U_1 \exp(j\omega t)$, эффективного эмиттера

$$\gamma = \left(1 + \frac{\sigma L_p (1 + j\omega\tau_n)^{\frac{1}{2}}}{\sigma L_n (1 + j\omega\tau_p)^{\frac{1}{2}}} \right) \text{th} \frac{W}{L_p} (1 + j\omega\tau_n)^{-1}$$
, а эффективность переноса $\sigma = \left(\text{ch} \frac{W}{L_p} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} \right)^{-1}$. Обычно $\frac{W}{L_p} = 1$ и гиперболический тангенс заменяется аргументом. Тогда $\gamma = \left(\text{ch} \frac{W\sigma_0}{L_p\sigma_0} \sqrt{1 + j\omega\tau_n} \right)^{-1}$.

Рассмотрим диффузионные емкости транзистора.
 Диффузионная емкость коллекторного перехода:

$$C_{KD} = S_K \frac{\Delta q_p}{\Delta U_K} = eD_p \frac{\Delta W}{\Delta U_K} = I_3 \frac{W}{D_p} \frac{\Delta W}{\Delta U_K} S_K, \quad (4.33)$$

где S_K – площадь коллекторного перехода.

Диффузионная емкость эмиттерного перехода:

$$C_{3D} = \frac{e}{kT} \frac{I_3}{2D_p} = \left(\frac{e}{kT} \right)^2 \frac{I_3 W^2}{2\mu_p}. \quad (4.34)$$

Как следует из (4.34), C_{3D} прямо пропорциональна току эмиттера.

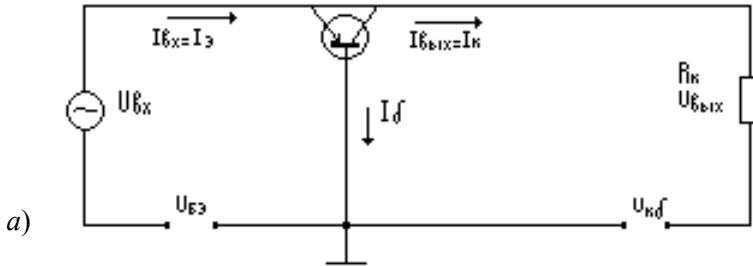
4.1.2. Схемы включения транзисторов

В зависимости от того, какой электрод является общим для входной и выходной цепей различают три схемы включения: с общей базой (ОБ), с общим эмиттером (ОЭ), с общим коллектором (ОК).

Транзистор характеризуется коэффициентом прямой передачи по току (усиления) $k_I = \frac{\Delta I_{\text{ВЫХ}}}{\Delta I_{\text{ВХ}}}$ и коэффициентом передачи по напряжению $k_U = \frac{\Delta U_{\text{ВЫХ}}}{\Delta U_{\text{ВХ}}}$.

Схемы включения БТ с ОБ – а, ОЭ – б, ОК – в

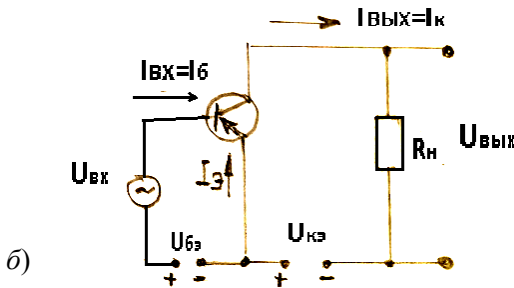
Схема включения транзистора с общей базой (а):



Общий электрод для входа и выхода – база:

$$k_I = \frac{I_{\text{ВЫХ}}}{I_{\text{ВХ}}} = \frac{\alpha I_{\text{э}}}{I_{\text{э}}} < 1, \quad k_U = \frac{\Delta U_{\text{ВЫХ}}}{\Delta U_{\text{ВХ}}} > 1, \quad I_{\text{ВЫХ}} = I_k = \alpha I_{\text{э}} + I_{\text{кб0}}$$

Схема включения транзистора с общим эмиттером:



Общий электрод для входа и выхода – эмиттер:

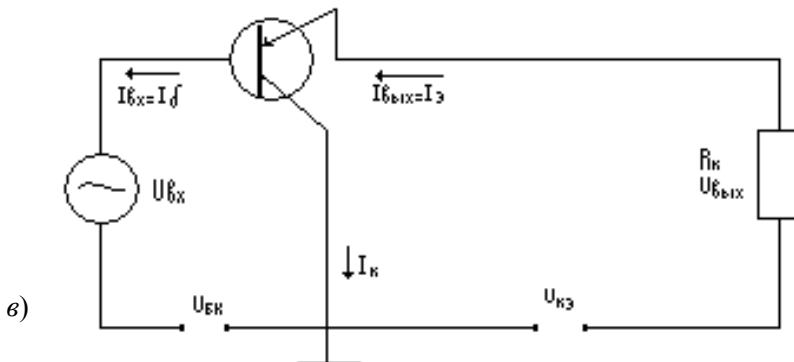
$$k_I = \frac{\Delta I_{\text{вых}}}{\Delta I_{\text{вх}}} = \frac{I_k}{I_{\text{б}}} = \frac{\alpha I_{\text{э}}}{(1-\alpha)I_{\text{э}}} = \frac{\alpha}{1-\alpha} \gg 1, \quad k_I \rightarrow \beta = \frac{\alpha}{1-\alpha} \gg 1.$$

Коэффициент передачи по напряжению $k_U = \frac{\Delta U_{\text{ВЫХ}}}{\Delta U_{\text{ВХ}}} > 1.$

Выходной ток $I_{\text{ВЫХ}} = I_k + I_{\text{кэ}} = \beta I_{\text{б}} + (\beta + 1)I_{\text{кб0}}$.

Схема включения транзистора с общим коллектором:

$$k_I = \frac{\Delta I_{\text{ВЫХ}}}{\Delta I_{\text{ВХ}}} = \frac{I_3}{I_6} = \frac{1}{1 - \alpha} = \beta + 1 \gg 1, \quad k_U = \frac{\Delta U_{\text{ВЫХ}}}{\Delta U_{\text{ВХ}}} < 1.$$



На практике часто используют равенства $\alpha = \frac{I_k}{I_3}$; $\beta = \frac{I_k}{I_6}$; $I_k \approx \alpha I_3$;
 $I_k = \beta I_6$; $I_6 = I_3(1 - \alpha)$, которые справедливы, если $I_k \gg I_6 \gg I_{к60}$.

4.1.3. Статические характеристики транзисторов

Режим работы транзистора в любой схеме включения определяется токами и напряжением на входе и выходе схемы, то есть транзистор характеризуется величинами: $I_{\text{ВХ}}$, $U_{\text{ВХ}}$, $I_{\text{ВЫХ}}$, $U_{\text{ВЫХ}}$ (рис. 4.3).

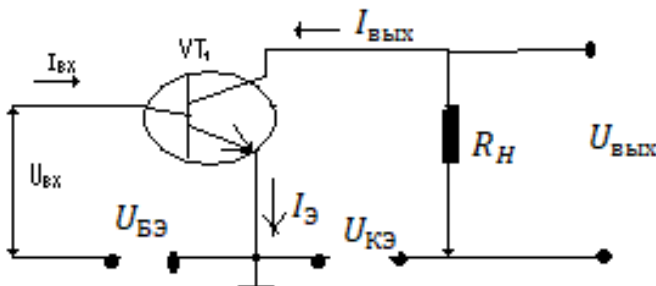


Рис. 4.3. Схема включения БТ для получения его статических характеристик

Для получения статической характеристики одну из четырех величин выбирают в качестве аргумента, другую в качестве функции. Одну из оставшихся поддерживают постоянной, другую оставляют (эта величина меняется в зависимости от значения аргумента).

Задавая различные значения фиксированной величины, получают семейство статических характеристик транзистора. Взаимосвязь этих четырех величин может быть выражена 24 семействами характеристик, относящихся к 6 системам:

$$\begin{array}{lll}
 1) \quad U_1 = f_1(I_1 I_2), & 2) \quad I_1 = f_1(U_1 U_2), & 3) \quad U_1 = f_1(I_1 U_2), \\
 \quad U_2 = f_2(I_1 I_2); & \quad I_2 = f_2(U_1 U_2); & \quad I_2 = f_2(I_1 U_2); \\
 4) \quad I_1 = f_1(U_1 I_2), & 5) \quad I_1 = f_1(I_2 U_2), & 6) \quad I_2 = f_1(I_1 U_1), \\
 \quad U_2 = f_2(U_1 I_2); & \quad U_1 = f_2(I_2 U_2); & \quad U_2 = f_2(I_1 U_1).
 \end{array}$$

В качестве основной выбирают семейство характеристик, связывающих I и U на входе, – входные характеристики. В качестве параметров при построении входных характеристик берут токи или напряжения выходной цепи, для семейства характеристик, связывающих I и U на выходе, – выходные характеристики.

Семейство характеристик, связывающее I и U на входе, C и I , U на выходе – характеристики прямой передачи; семейство характеристик, связывающее I и U на выходе и на входе, представляют характеристики обратной связи.

Для каждой из схем включения транзистора используются свои семейства характеристик.

Статические характеристики транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером.

Входная характеристика аналитически записывается:

$$I_{\bar{6}} = f(U_{\bar{6}3}) \quad \text{при} \quad U_{к3} = \text{const.}$$

Изменяя $U_{\bar{6}3}$ при фиксированном значении $U_{к3}$, получаем семейство входных характеристик.

При снижении $U_{к3}$ снижается общее количество неосновных носителей заряда в области базы и уменьшается количество рекомбинированных носителей, т. е. уменьшается составляющая $I_{\bar{6}}$, обусловленная рекомбинацией.

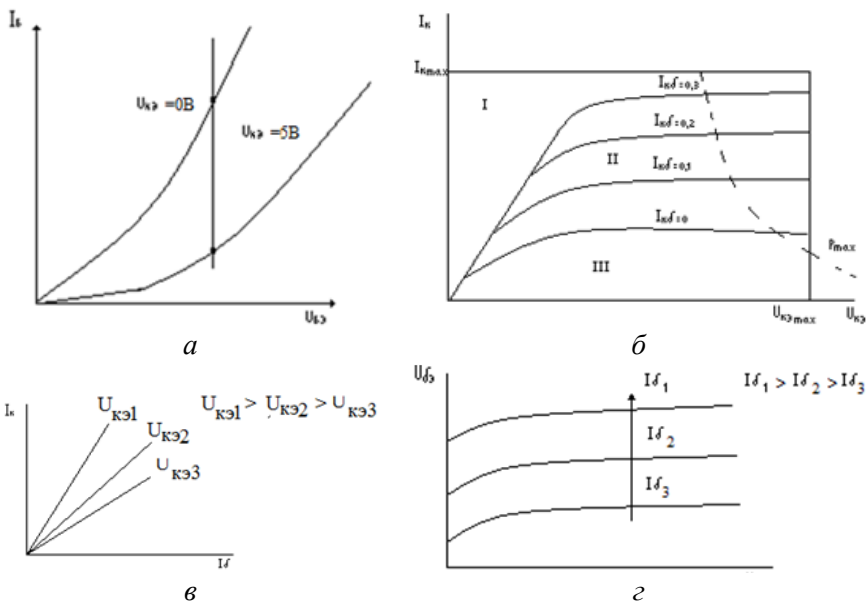


Рис. 4.4. Семейства входных (а), выходных (б), прямой передачи (в) и обратной связи (г) характеристик БТ

Выходные характеристики аналитически записываются

$$I_k = f(U_{кэ}) \text{ при } I_б = \text{const.}$$

Выходные характеристики имеют сильную зависимость I_k от $U_{кэ}$, затем наблюдается область насыщения, где I_k мало изменяется с увеличением $U_{кэ}$. Это связано с тем, что постоянным значениям $I_{кб}$ соответствуют разные значения $I_б$, тем больше, чем больше $U_{кэ}$.

Зависимость выходных характеристик от тока базы $I_k = \beta I_б$.

При $U_{кэ} = 0$ и открытом эмиттерном переходе коллекторный переход получается открытым, т. е. транзистор работает в режиме насыщения (рис. 4.4, область I).

В рабочей области II (рис. 4.5, б) – эмиттерный переход открыт, коллекторный – закрыт, в этой области осуществляется усиление электронных сигналов по току, напряженности и мощности.

В области III (рис. 4.5, б) – область отсечки, эмиттерный и коллекторный переход закрыты, $I_б = 0$, $I_{\text{вых}}$ равен тепловому току транзистора, то есть $I_{кб0}$.

Характеристики прямой передачи тока (см. рис. 4.5, з):

$$I_k = f(I_{\delta}) \quad \text{при} \quad U_{кз} = \text{const.}$$

Они отличаются значительной зависимостью тока I от напряжения. Характеристики обратной связи по напряжению:

$$U_{бз} = f(U_{кз}) \quad \text{при} \quad I_{\delta} = \text{const.}$$

С увеличением I_{δ} характеристики смещаются в области больших приращений U_{δ} . Они могут быть получены из выходных характеристик.

Для удобства пользования четырьмя семействами характеристик каждая система объединяется на общих координатных осях.

Предельные параметры БТ: $I_{k \max}$ – прямая, ограничивающая $I_{k \text{ пред}}$, $U_{k \max}$ – прямая, ограничивающая $U_{k \text{ пред}}$, $P_{k \max}$ – ограничивает $\max P_k$.

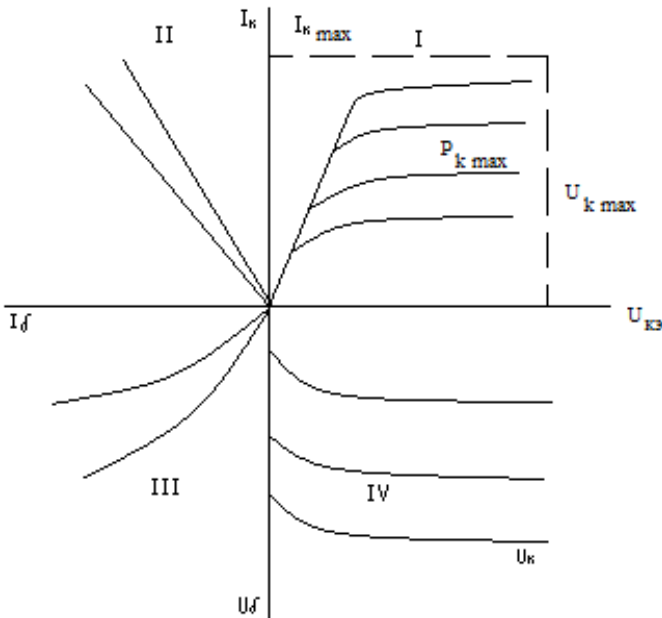


Рис. 4.5. Семейства статистических характеристик биполярного транзистора и обобщенная схема семейств:

I – выходные характеристики; II – характеристики прямой по току;
III – входные характеристики; IV – характеристики обратной связи по напряжению

4.1.4. Системы параметров транзисторов

При работе на малых сигналах биполярный транзистор рассматривается как линейный активный четырехполюсник (рис. 4.6).

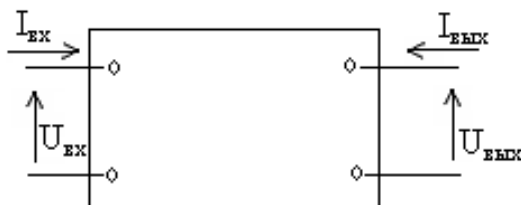


Рис. 4.6. Биполярный транзистор как линейный четырехполюсник

Четырехполюсник характеризуется входными и выходными U и I . Связь между U и I устанавливается с помощью трех основных систем уравнений:

$$\begin{aligned}
 1) \quad & \begin{cases} U_{\text{ВХ}} = f_1(I_{\text{ВХ}}, I_{\text{ВЫХ}}); \\ U_{\text{ВЫХ}} = f_2(I_{\text{ВХ}}, I_{\text{ВЫХ}}); \end{cases} & 2) \quad & \begin{cases} I_{\text{ВХ}} = \varphi_1(U_{\text{ВХ}}, U_{\text{ВЫХ}}); \\ I_{\text{ВЫХ}} = \varphi_2(U_{\text{ВХ}}, U_{\text{ВЫХ}}); \end{cases} \\
 3) \quad & \begin{cases} U_{\text{ВХ}} = \psi_1(I_{\text{ВХ}}, U_{\text{ВЫХ}}); \\ I_{\text{ВЫХ}} = \psi_2(I_{\text{ВХ}}, U_{\text{ВЫХ}}). \end{cases}
 \end{aligned}$$

Изменяя значения аргументов, которые рассматриваются попарно, получаем из 1) систему Z -параметров (систему сопротивлений). Принимаем $\Delta U \rightarrow U$, $\Delta I \rightarrow I$, тогда для (1)

$$\begin{cases} U_{\text{ВХ}} = Z_{11}I_{\text{ВХ}} + Z_{12}I_{\text{ВЫХ}}, \\ U_{\text{ВЫХ}} = Z_{21}I_{\text{ВХ}} + Z_{22}I_{\text{ВЫХ}}. \end{cases}$$

Для схемы с ОЭ $\begin{cases} U_{\text{бэ}} = Z_{11}I_{\text{б}} + Z_{12}I_{\text{к}}, \\ U_{\text{кэ}} = Z_{21}I_{\text{б}} + Z_{22}I_{\text{к}}. \end{cases}$

$$Z_{11} = U_{\text{бэ}}/I_{\text{б}} = Z_{\text{ВХ}}(xx);$$

$$Z_{12}(I_{\text{б}} = 0) = U_{\text{бэ}}/I_{\text{к}} - \text{переходное сопротивление};$$

$Z_{21} = U_{\text{кэ}}/I_{\text{б}} (xx; \text{вых})$ – сопротивление прямой передачи;

$Z_{22} = U_{\text{кэ}}/I_{\text{к}} (Z_{\text{вых}}, xx \text{ на вх})$;

Z_{ik} – Z параметры или параметры полных сопротивлений – система параметров xx . Режим xx на выходе осуществить трудно, т. к. $r_{ik} \gg r_k$ система Z параметров не всегда удобна.

Из 2) получаем систему y -параметров (параметры электропроводности).

$$\begin{cases} I_{\text{вх}} = y_{11}U_{\text{вх}} + y_{12}U_{\text{вых}} \\ I_{\text{вых}} = y_{21}U_{\text{вх}} + y_{22}U_{\text{вых}} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} I_{\text{б}} = y_{11}U_{\text{бэ}} + y_{12}U_{\text{кэ}} \\ I_{\text{к}} = y_{21}U_{\text{бэ}} + y_{22}U_{\text{кэ}} \end{cases}$$

$y_{11}(U_{\text{кэ}} = 0) = I_{\text{б}}/U_{\text{бэ}} - y_{\text{вх}}$, КЗ на выходе;

$y_{12}(U_{\text{бэ}} = 0) = I_{\text{б}}/U_{\text{кэ}}$ – проводимость обратной связи (КЗ на входе);

$y_{21} = I_{\text{к}}/U_{\text{бэ}}$ – проводимость прямой передачи (КЗ на выходе);

$y_{22} = I_{\text{к}}/U_{\text{кэ}}$ – КЗ на входе.

Недостаток системы y -параметров: создать КЗ на входе трудно, так как $Z_{\text{вх}}$ мало. Наиболее удобными являются параметры, для определения которых нужно создавать на входе режим xx , а на выходе – режим КЗ. Этому условию удовлетворяет система 3) – система h -параметров.

$$\begin{aligned} U_{\text{вх}} &= h_{11}I_{\text{вх}} + h_{12}U_{\text{вых}}, \\ I_{\text{вых}} &= h_{21}I_{\text{вх}} + h_{22}U_{\text{вых}}, \end{aligned}$$

$$\begin{cases} U_{\text{бэ}} = h_{11}I_{\text{б}} + h_{12}I_{\text{кэ}}, \\ I_{\text{к}} = h_{21}I_{\text{б}} + h_{22}I_{\text{кэ}}, \end{cases}$$

$h_{11} = U_{\text{бэ}}/I_{\text{б}} r_{\text{вх}}$ (КЗ на выходе);

$h_{12} = U_{\text{бэ}}/U_{\text{кэ}}$ (xx на входе) – коэффициент обратной связи по напряжению;

$h_{21} = I_{\text{к}}/I_{\text{б}}$ – коэффициент усиления по току β (КЗ на выходе);

$h_{22} = I_{\text{к}}/U_{\text{кэ}}$ (xx на входе) – выходная проводимость.

4.1.5. Эквивалентные схемы биполярных транзисторов

Параметры четырехполюсника являются внешними, причем их значения зависят от схемы включения транзистора.

По схеме с h -параметрами транзистор представляется эквивалентной схемой на базе системы уравнений для схемы включения ОЭ.

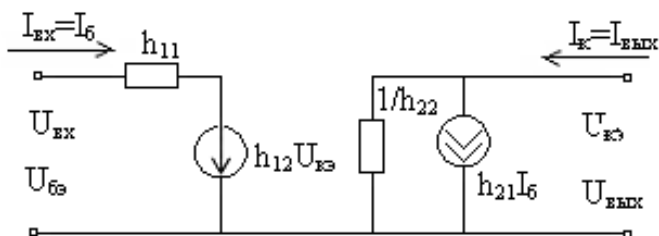


Рис. 4.7. Эквивалентная схема биполярного транзистора в системе h -параметров

Однотипные внешние h -параметры получаются различными (для различных схем включения) в системе h -параметров, поэтому их снабжают дополнительным индексом, $h_{11б}$, $h_{21б}$ – для ОБ, $h_{11э}$, $h_{21э}$ – для ОЭ.

Для построения физической эквивалентной схемы БТ используются параметры одномерной модели. При этом учитывается в транзисторе наличие барьерных емкостей p - n -переходов и объемного сопротивления области базы, через которую протекает рекомбинационный ток, C_k , $C_э$. Также учитывается утечка по поверхности p - n -перехода. С учетом этих факторов эквивалентная схема БТ изображается схемой с одномерной теоретической моделью (ОТМ).

ОТМ изображается T -образной эквивалентной схемой (рис. 4.8).

Параметры этой эквивалентной схемы выражаются через Z -параметры с учетом законов Кирхгофа и имеют вид:

$$\begin{cases} Z_{11} = Z_э + Z_б \\ Z_{12} = Z_б \end{cases} \quad \begin{cases} Z_{21} = Z_б + \alpha Z_к \\ Z_{22} = Z_к + Z_б \end{cases} \Rightarrow$$

$$Z_б = Z_{11}, \quad Z_э = Z_{11} - Z_{12}, \quad Z_к = Z_{22} - Z_{12}, \quad \alpha = Z_{21}/Z_{22}.$$

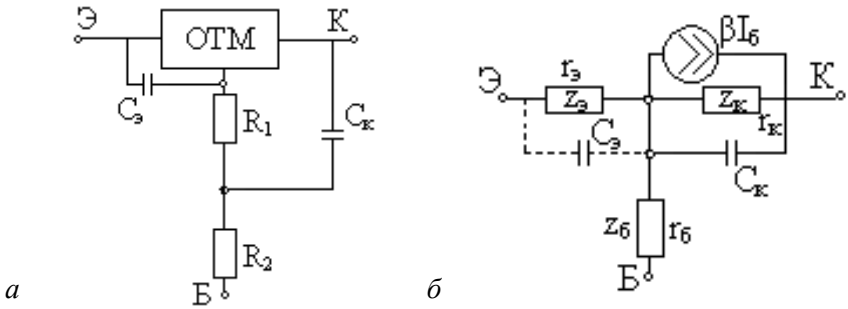


Рис. 4.8. Эквивалентная схема БТ (ОТМ) в системе Z -параметров:
 r_3 – сопротивление прямо смещенного эмиттерного p - n -перехода; r_6 – объемное сопротивление области базы; r_k – сопротивление обратно смещенного коллекторного перехода, кОм; C_3 – емкость коллекторного перехода (барьерная); βI_3 (αI_3) – источник тока, характеризует усилительные свойства транзистора

Выразим в эквивалентной схеме полные сопротивления через их активные сопротивления и выразим собственные параметры, т. е. r_3 – сопротивление эмиттерного перехода $\sim I$, r_k – сопротивление коллекторного перехода $\sim I$, r_6 – сопротивление базового слоя и контакта.

Собственные параметры связаны с физическими параметрами, протекающими в соответствующих областях и частично с его конструкцией.

$$r_3 = (dU_{\bar{e}3}/dI_3)|_{U_{к6}} = \text{const},$$

$$r_3^{-1} = \frac{e}{kT} I_s \exp\left(\frac{eU_{\bar{e}3}}{kT}\right) \approx \frac{e}{kT} I_3 \Rightarrow r_3 = \frac{kT}{eI_3}.$$

Сопротивление колектора r_k :

$$I_k \approx \alpha I_3 = \alpha (dI_k/dU_{к3}) \frac{\partial \alpha}{\partial W} \cdot \frac{\partial W}{\partial U_{к3}},$$

$$\alpha = 1 - \left(\frac{V_s \pi d}{S + p_p} + \frac{1}{\alpha L_p^2} \right) W^2 - \frac{\sigma_6 W}{\sigma_3 L_n} \dots$$

Окончательно получаем значение r_k :

$$r_k = \frac{2WU_{кб}}{\alpha[2(1-\delta) + (1-\gamma)]}$$

Объемное сопротивление базы

Сопротивление базы (r_o) оказывает значительное влияние на режим работы транзистора, так как падение напряжения на базе проходящим током прикладывается к эмиттерному переходу, сдвигая рабочую точку и модулируя точку и приложенное к эмиттеру напряжение. Последнее приводит к изменению усиления транзистора.

На рис. 4.9 представлена структура БТ с указанием токов, протекающих через объем базы.

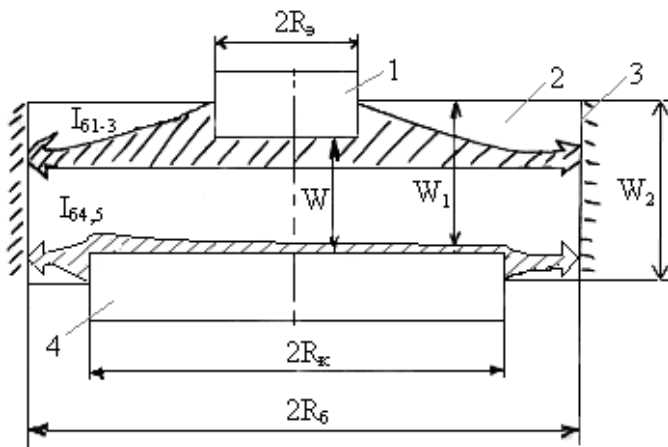


Рис. 4.9. Структурная схема биполярного транзистора:
1 – эмиттер; 2 – область базы; 3 – вывод базы; 4 – коллектор

Сопротивление базы создает обратную связь выходной коллекторной цепи с входной эмиттерной цепью. Через базу к базовому выводу текут следующие токи:

$I_{б1} = I_э(1 + \alpha)$ – постоянная составляющая $I_б$, обусловленная рекомбинацией дырок и электронным током эмиттера.

$I_{б2} = \tilde{I}_э(1 - \alpha)$ – рекомбинационная составляющая переходного тока в эмиттерной цепи.

$I_{63} = \tilde{U}_9 \omega (C_{эб} + C_{э \text{ диф-е}})$ – зарядный ток эмиттерной емкости.

I_{64} = (обратный ток коллекторного перехода) = $I_{к60}$ – его постоянная составляющая.

$I_{65} = \tilde{U}_к \omega C_к$ – зарядный ток коллекторной емкости.

Переменные составляющие I_6 в режиме малого сигнала значительно меньше постоянной составляющей тока базы. Для коллекторного перехода из-за большого $r_к$ ток проходит через $C_к$ уже при звуковых частотах. Изменение ширины базы (ΔW) вызывает изменение сопротивления части базы, находящейся между эмиттером и коллектором, т. е. цилиндра диаметром $2R_3$ и высотой W .

Постоянная составляющая I_6 создает на меняющемся сопротивлении базы U , действующее как $U_{обр}$ связи.

В физической эквивалентной схеме (рис. 4.10) это явление учитывается с помощью генератора тока.

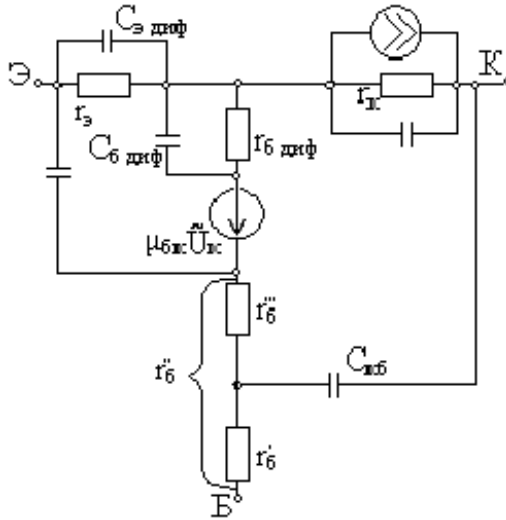


Рис. 4.10. Полная физическая эквивалентная схема биполярного транзистора:
 $\mu_{бк} \tilde{U}_к$ – генератор ЭДС

$\mu_{бк}$ – коэффициент, характеризующий величину модуляции сопротивления базы. Следовательно, цепь базы транзистора представлена последовательным включением генератора ЭДС и резистора $r_б''$, через который проходит рекомбинационная составляющая I_3 и ток заряда эмиттерной емкости.

r_6'' включает в себя меньшее сопротивление r_6' , через которое проходит ток заряда емкости коллектора. Сопротивление базы r_6'' :

$$r_6'' = \frac{U_{RЭ} + U_{cp}}{I_6} = \frac{\rho_6}{2} \left(\frac{1}{4W} + \frac{1}{W_1} \ln \frac{R_k}{R_3} + \frac{1}{W_2} \ln \frac{R_6}{R_k} \right), \quad (4.35)$$

где $U_{RЭ}$ – потенциал края области эмиттера;

U_{cp} – усредненное U по площади эмиттерного перехода;

ρ_6 – удельное сопротивление материала базы.

Сопротивление

$$r_6' = \frac{\rho_6}{2\pi} \left\{ \frac{1}{4} \left[\left(\frac{R_3}{R_k} \right)^4 \left(\frac{1}{W} + \frac{1}{W_1} \right) \right] \frac{1}{W_2} \ln \frac{R_6}{R_k} \right\}. \quad (4.36)$$

Указанные сопротивления учитывают размеры W_1 , W_2 и их объемные сопротивления.

ЭДС эквивалентного генератора характеризует степень модуляции базового сопротивления и находится из следующей зависимости:

$$\mu_{6к} = \frac{I_3 W^2 d_k \rho_6}{8\pi L_{p6}^2 U_k} \left(\frac{1}{4W^2} + \frac{1}{W_1^2} \ln \frac{R_k}{R_3} \right). \quad (4.37)$$

На низкой частоте, где учитывается емкость p - n -переходов, эквивалентные схемы упрощаются и имеют вид, представленный на рис. 4.11.

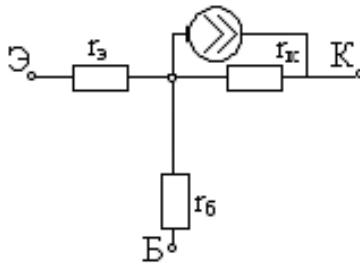


Рис. 4.11. Эквивалентная схема биполярного транзистора на низкой частоте

Для расчета низкочастотных параметров биполярного транзистора, как четырехполюсника через собственные его параметры используют формулы пересчета, которые приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Параметры четырехполюсника	Собственные параметры биполярного транзистора		
	Схема с общим эмиттером	Схема с общей базой	Схема с общим коллектором
h_{11}	$r_3 + r_6(1 - \alpha)$	$r_6 + r_3(1 - \alpha)$	$r_6 + r_3(1 - \alpha)$
h_{12}	r_6 / r_k	$r_3 / r_k(1 - \alpha)$	1
h_{21}	$-\alpha$	$\alpha / (1 - \alpha)$	$1 / (1 - \alpha)$
h_{22}	$1 / r_k$	$1 / r_k(1 - \alpha)$	$1 / r_k(1 - \alpha)$

Физические параметры через h -параметры:

$$r_3 = h_{116} - \frac{h_{126}(1 + h_{216})}{h_{226}} = h_{113} / h_{213}; \quad r_6 = \frac{h_{216}}{h_{226}} = h_{113} - \frac{h_{123}(1 + h_{113})}{h_{223}};$$

$$r_k = \frac{1 - h_{216}}{h_{226}} = \frac{1 + h_{22}}{h_{21}}; \quad \alpha = -h_{216} = \frac{h_{213}}{1 + h_{213}}. \quad (4.38)$$

Формулы (4.38) позволяют выразить h -параметры одной схемы включения биполярного транзистора через h -параметры другой схемы.

Модель Эберса-Молла

Модель Эберса-Молла разработана с учетом инжекции и экстракции носителей заряда и построена на интерпретации работы транзистора как прибора на взаимодействующих p - n -переходах. На рис. 4.12 представлена модель Эберса-Молла для транзистора n - p - n -типа.

Модель включает генераторы тока I_f , I_R , αI_R , $\alpha_N I_f$, емкости $C_{3,к}$ и сопротивления R_3 , R_k , а также сопротивления $R_{33,66,кк}$ – сопротивления в соответствующих областях схемы. Емкости $C_3 = C_{36} + C_{3д}$ и $C_k = C_{к6} + C_{кд}$.

Генератор тока I_f отражает ток, обусловленный инжекцией электронов из эмиттера в базу и инжекцией дырок из базы в эмиттер, токи утечки, шунтирующие эмиттерный переход и другие паразитные компоненты.

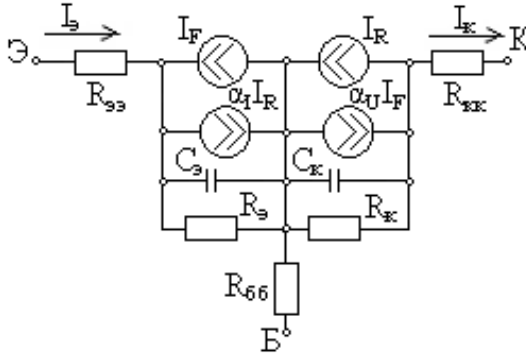


Рис. 4.12. Эквивалентная схема биполярного транзистора в форме модели Эберса-Молла

Генератор I_r включает ток, обусловленный инжекцией электронов из коллектора в базу, ток, отражающий инжекцию дырок в коллекторную область.

Токи I_f и I_r представлены в модели следующими уравнениями:

$$I_f = I_{эс} \left(\exp \frac{U_{бэ}}{m_э \varphi_T} - 1 \right), \quad I_r = I_{кс} \left(\exp \frac{U_{кб}}{m_k (\varphi_T)} - 1 \right), \quad \varphi_T = \frac{kT}{e}.$$

Для отражения работы как маломощных, так и мощных транзисторов в условиях низких и высоких уровней инжекции вводятся β_I , β_N , отражающие работу транзистора в инверсном и активном режимах, представленных функциями от электрического режима работы транзистора, причем $\alpha_N = \frac{\beta_N}{1 + \beta_N}$, $\alpha_I = \frac{\beta_I}{1 + \beta_I}$.

В модель также входят емкости $C_э$, $C_к$, состоящие из соответствующих барьерной и диффузионной составляющих емкости.

Сопротивления $R_{кк,бб,ээ}$ включены в модель как постоянные величины, но следует учитывать их зависимость от режима работы транзисторов. Модель представляет свойства транзистора при определенной постоянной температуре.

4.1.6. Влияние режима работы и внешних факторов на параметры биполярного транзистора

Режим работы БТ характеризуется $U_{кэ}$, $U_{кб}$, $I_к$, $I_э$ и существенно влияет на параметры биполярного транзистора ($r_э$, $r_б$, $r_к$, $C_э$, $C_к$). Зависимость этих параметров от $I_э$ и $U_{кэ}$ представлена на рис. 4.13.

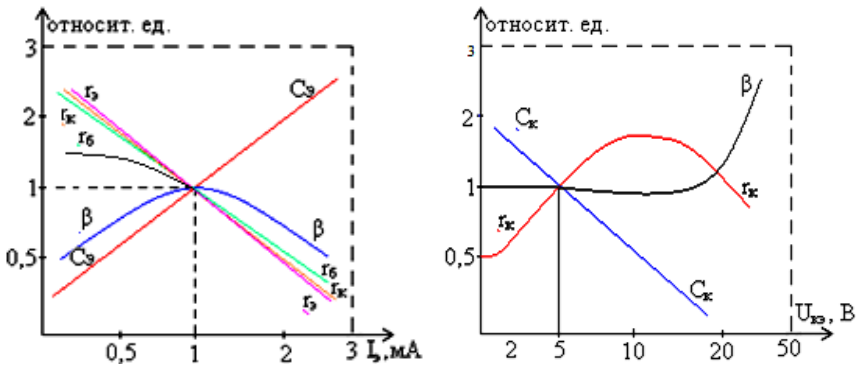


Рис. 4.13. Графики влияния режима работы на параметры БТ

Коэффициент передачи тока эмиттера β зависит от $I_э$ и имеет вид кривой с максимумом, увеличение $I_э$ уменьшает $r_б$ и ведет к уменьшению коэффициента инжекции γ .

Изменение U влияет на β :

1. С увеличением $U_{кэ}$ уменьшается W базы и уменьшается коэффициент рекомбинации в ней, что обуславливает увеличение β ;

2. С увеличением $U_к$ возрастает эффект лавинного умножения носителей в коллекторном переходе, что увеличивает β .

Режим работы БТ существенно влияет на частотные зависимости β , причем с ростом $U_{кэ}$ увеличивается $I_к$, возрастает f_a , т. к. возникшее при этом поле ускоряет перенос носителей заряда.

$$r_э = kT/eI_э \rightarrow \text{обратно пропорционально } I_э.$$

$C_{э\text{ диф}}$ зависит от тока, с его увеличением емкость увеличивается. На величину $C_{э\text{ диф}}$ влияет $U_{кэ}$, которое изменяет ширину базы, следовательно, емкость с увеличением $U_{кэ}$ уменьшается.

Зависимость $r_{кэ}$ сложная: $r_{кэ}$ обратно пропорциональна $I_{э}$, то есть уменьшается с увеличением $I_{э}$. $U_{кэ}$ изменяет ширину базы U_{dk} .

При больших $U_{кэ}$ $r_{кэ}$ уменьшается за счет лавинного умножения.

$C_{кд}$ – должно возрастать с увеличением $I_{э}$ из-за роста коэффициента диффузии при больших уровнях инжекции. При увеличении $U_{кэ}$ уменьшается $C_{кд}$. $C_{к\text{ барьерн}}$ обратно пропорциональна степени $1/2$ и не зависит от $I_{э}$.

Объемное сопротивление базы зависит от $I_{э}$, т. к. $\rho_{б}$ изменяется при инжекции носителей базы.

$U_{кэ}$ влияет на $R_{б}$ вследствие того, что модулирует его толщину. Следовательно, увеличивая $U_{кэ}$ увеличиваются $r'_{б}$ и $r''_{б}$.

На рис. 4.13 все зависимости даются как относительные для $I_{э} = 1$ мА и $U_{кэ} = 5$ В, принятые за 1.

Сопротивление $r_{кэ}$ обратно пропорционально $I_{э}$, $r_{кэ}$ уменьшается с ростом $I_{э}$. Напряжение $U_{кэ}$ измеряют как толщину W , ток и толщину $\sigma_{кэ}$. В зависимости от $U_{кэ}$ также изменяется α . При больших $U_{кэ}$ $r_{кэ}$ снижается за счет лавинного умножения. Поэтому зависимость $r_{кэ}$ от $U_{кэ}$ является достаточно сложной.

Диффузионная емкость коллектора с увеличением $I_{э} / C_{кр}$ должна возрастать из-за роста коэффициента диффузии или при больших уровнях инжекции. Увеличение их приводит к уменьшению $C_{кр}$. Барьерная емкость коллектора обратно пропорциональна степени $1/2$ (и не зависит от $I_{э}$ (при малых токах)). Диффузионное сопротивление базы $r_{б} = kTL_{рб}^2 / (eI_{э}W^2)$ – обратно пропорционально $I_{э}$ (однако эта зависимость усложняется при больших уровнях инжекции из-за увеличения D и изменения τ). Увеличение $U_{кэ}$ приводит к увеличению $r_{кэ}$ из-за уменьшения W . Объемное сопротивление базы зависит от $I_{э}$ постольку, поскольку ρ базы изменяется при инжекции неосновательных носителей. Поскольку $n_{пб} \approx \rho_{пб} + N_D$, то удельное сопротивление материала области базы зависит от

$I_3 \rightarrow \rho(I_3) = \rho \left| I_3 \frac{N_{D\delta}}{\rho_{n\delta} + N_{D\delta}} \right. = \rho_{\Gamma}$. Напряжение коллектора влияет на

r_k вследствие того, что модулирует его толщину. Увеличение U_k увеличивает r_k и r_k' . (На рис. 4.14 – кривая для маломощного БТ от I_3 и U_k . Все зависимости делятся как относительные – значения параметров при $I_3 = 1$ мА и $U_k = 5$ В приняты за единицу).

Влияние температуры на параметры транзисторов

Важнейшим внешним фактором, влияющим на работу транзистора, является температура.

Статические характеристики.

Влияние температуры на входные и выходные характеристики аналогично влиянию на прямые и обратные характеристики ВАХ.

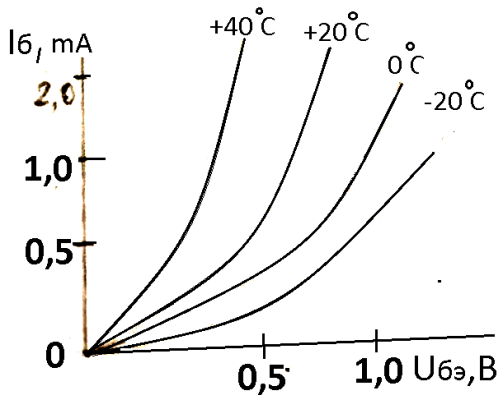


Рис. 4.14. Влияние температуры на входные характеристики транзистора

Существенно изменяется ток $I_{кб0}$ и $I_{эб}$ так, что все выходные характеристики сдвигаются вверх.

Коэффициент α . На зависимость от температуры коэффициента α сказывается изменение подвижности и времени жизни дырок, концентрации электронов в базе и скорости поверхностной рекомбинации. Диффузионная длина дырок (базы) – $L_{p\delta} = \left(\left(\frac{kT}{e} \right) \mu_p \tau_p \right)^{1/2}$.

В области рабочих температур – $\tau_p \sim \exp(-\frac{(0,1-0,2)}{kT})$, т. е. $L_{pб}$ слабо зависит от температуры. Коэффициент диффузии – $D_p = \frac{kT}{e} \mu_p \approx CT^{-1}$, в области рабочих температур возрастает при уменьшении T из-за увеличения подвижности. Скорость поверхностной рекомбинации зависит от температуры по экспоненциальному закону.

Сопротивление эмиттера – зависит от температуры в соответствии с выражением (4.41). Так как коэффициент диффузии $\approx T^{-1}$, влияние ее на величину диффузионной длины эмиттера незначительно. Барьерная емкость эмиттера уменьшается с увеличением температуры (при постоянном I_3).

Температурная зависимость $r_{кэ}$ определяется изменением α (рис. 4.15).

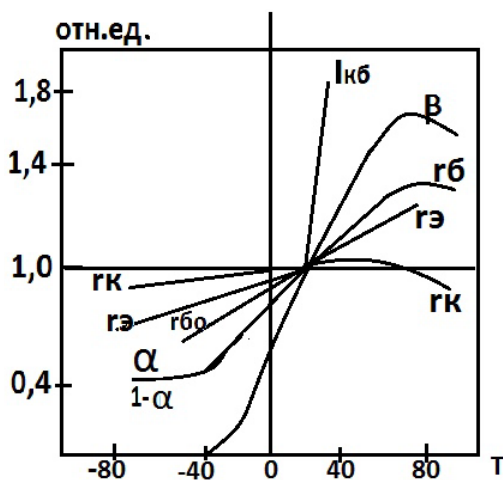


Рис. 4.15. Температурная зависимость параметров биполярного транзистора

Температурная зависимость диффузионной емкости коллектора связана с изменением D_p , в результате чего с ростом температуры емкость растет. Барьерная емкость коллектора практически не ме-

няется с температурой. Диффузионное сопротивление базы должно изменяться примерно так же, как время жизни неосновных носителей. Объемное сопротивление базы прямо пропорционально его удельному сопротивлению. Поэтому $r_{\delta} = f(T)$ повторяет зависимость объемного сопротивления базы, так как БТ работает в примесной области электропроводности, в таком температурном интервале, что вся примесь ионизирована, то величина r_{δ} изменяется относительно мало, следуя лишь за изменениями подвижности.

Важнейший внешний фактор – температура (рис. 4.16). Влияние температуры на входные и выходные характеристики БТ аналогичны влиянию на прямые и обратные характеристики p - n -перехода, т. е. с увеличением температуры смещаются в область повышенных значений коллекторных токов. $I_{к60}$ существенно повышается с ростом T .

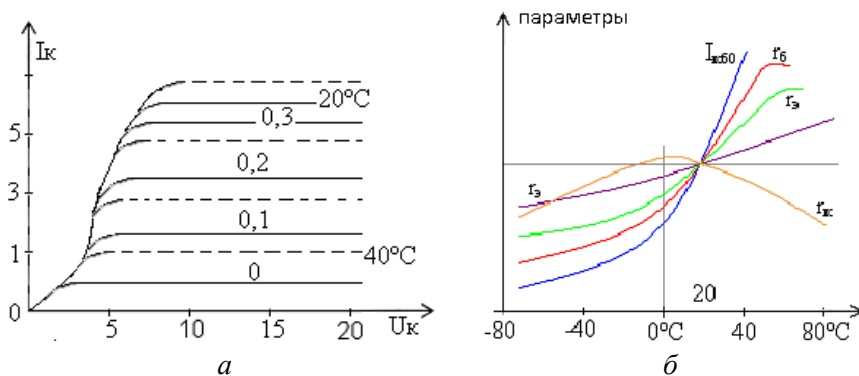


Рис. 4.16. Графики влияния температуры на выходные характеристики БТ – a и его параметры – $б$

На зависимость α от температуры сказывается время жизни носителей, концентрация НЗ в базе и скорость поверхностной рекомбинации. Коэффициент диффузии – $D_p = \left(\frac{e}{kT}\right)^{-1} \mu_p = CT^{-1}$ – в области рабочих температур увеличивается, но подвижность с увеличением температуры уменьшается. Скорость поверхностной реком-

бинации зависит от температуры по экспоненциальному закону. Сопротивление эмиттера пропорционально $I_3 \sim T$.

Так как коэффициент диффузии T^{-1} зависит от температуры, он влияет на диффузионную емкость эмиттера незначительно. Емкость $C_{эб}$ уменьшается с увеличением температуры.

Температурная зависимость r_k определяется изменением коэффициента передачи по току α .

Температурная зависимость диффузионной емкости коллектора связана с изменением D_p , в результате с ростом T емкость растет.

Барьерная емкость коллектора практически не изменится с возрастом; $r_{бд}$ изменяется так же, как время жизни неосновных НЗ. Объемное сопротивление прямо пропорционально его объемному сопротивлению. Так как транзистор работает в примесной области электропроводности в таком температурном интервале, что примесь ионизирована, то $r_б$ изменяется мало, следуя за изменением подвижности носителей заряда.

4.1.7. Шумы в транзисторах

Основными источниками шумов в транзисторах являются:

1) тепловые шумы, вносимые сопротивлением базы, записываются формулой Найквиста: $U_1^2 = 4kTr_б\Delta f$, где $r_б$ – сопротивление базы; Δf – ширина полосы частот, в которых происходят изменения;

2) дробовые шумы на эмиттерном переходе, среднее квадратичное значение которых – $U_2^2 = 2eI_3r_б\Delta f$, где $I_3r_б$ сопротивление и ток эмиттера; e – заряд электрона;

3) дробовые шумы на коллекторном переходе, среднее квадратичное значение которых – $U_3^2 = 2eI_{кб}r_k^2\Delta f$, где r_k – сопротивление коллектора; $I_{кб}$ – обратный ток коллектора;

4) шумовой ток, обусловленный случайными распределениями дырочного тока между К и Б, $I_{расп}^2 = 2e\alpha I_3(1-\delta)\Delta f$, где α – коэффициент передачи тока в схеме ОБ; δ – коэффициент переноса НЗ;

5) низкочастотные шумы, подчиняющиеся закону $1/f$, среднее квадратичное значение которых – $U_4^2 = K_c U^a R_c^e f^{-1}$, где K_c – коэффициент, зависящий от материала транзистора; U – приложенный

источник напряжения; R_c – сопротивление по постоянному току; a и b – постоянные, имеющие значения от 1,2 до 1, 8; $U \cong 1$ – показатель степени. Для количественной оценки шумовых свойств транзисторов вводится коэффициент шума ($F_{ш}$) – отношение полной мощности шумов на выходе к части ее, вызванной тепловыми шумами сопротивления источника сигнала. Напряжение шумов связывают с включенным в цепь эмиттера эквивалентным генератором шумов, имеющим сопротивления, равные входному, и ЭДС шума $E'_{ш} = U_{ш}/K_{и}$, где $K_{и}$ – коэффициент усиления по напряжению. $E_{ш0}^2 = 4kTR_{вх}\Delta f$, где $R_{вх}$ – сопротивление.

Коэффициент шума $F_{ш} = 10 \lg \left(\frac{E_{ш}^2}{E_{ш0}^2} \right)$. У БТ $F_{ш} \cong 3 - 25$ дБ. $F_{ш}$ за-

висит от частоты (рис. 4.17). Область низких частот соответствует $F_{ш}$ по закону f^{-1} ($0,9 \leq \nu \leq 1,2$). $f_1 \cong 0,7 - 3$ кГц, $f_2 \cong 100 - 1000$ кГц. Эквивалентная БТ с учетом шумов представлена на рис. 4.17, а, из которой коэффициент шума

$$F_{ш} = 1 + \frac{1}{4kTR_r\Delta f} \left[U_{шэ}^2 + U_{шк}^2 \left(\frac{r_э + r_б + R_r}{r_г - r_э} \right) \right].$$

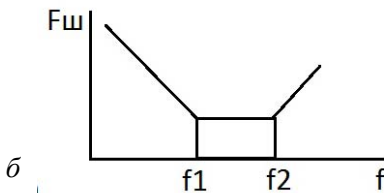
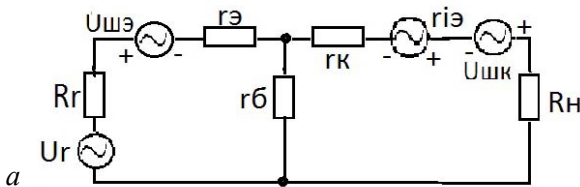


Рис. 4.17. а – эквивалентная схема БТ с учетом шумов, б – зависимость коэффициента шума от частоты

$F_{ш}$ зависит от режима работы БТ – растет с увеличением $U_{к}$ и с увеличением $I_{э}$.

4.1.8. Работа транзистора на высоких частотах

При подаче на вход транзистора переменного напряжения частотой ω эффективность эмиттера и эффективность переноса:

$$\gamma = \left[1 + \frac{\sigma_{\delta} L_p (1 + j\omega\tau_p)^{\frac{1}{2}}}{\sigma_{\delta} L_n (1 + j\omega\tau_n)^{\frac{1}{2}}} \operatorname{th} \frac{W}{L_p} (1 + j\omega\tau_p)^{\frac{1}{2}} \right]^{-1};$$

$$\delta = \left[\operatorname{ch} \frac{W}{L_p} (1 + j\omega\tau_p)^{\frac{1}{2}} \right]^{-1}.$$

С повышением частоты γ изменяется незначительно, тогда как δ , начиная с некоторой частоты, заметно уменьшается. Поскольку $\alpha = \delta\gamma$, то с ростом f ухудшаются усилительные свойства. Уменьшение $\delta \rightarrow$ время пролета носителей через базу значительно отличается от среднего, поэтому инжектированные носители достигают коллекторного перехода в разное время, искажая форму поступившего на эмиттер сигнала и уменьшая его амплитуду.

Для оценки частотных свойств БТ вводится предельная частота передачи тока f_{α} ($\alpha_{\alpha} = 2\pi f_{\alpha}$). При f_{α} $|\alpha|^2$ спадает на 3 дБ по сравнению с низкочастотным значением χ_0 и фазовый сдвиг $\varphi_{\alpha} = I_{э} \wedge I_{к}$. Поскольку частотная зависимость α определяется величиной δ , то

$$\frac{|\alpha|^2}{\alpha_0^2} \cong \frac{|\delta|^2}{\delta_0^2} = \frac{1}{2}. \text{ При}$$

$$\omega\tau_p \gg 1 \quad \delta = \operatorname{sech} \frac{W}{L_p} \sqrt{j\omega\tau_p}. \quad (4.39)$$

Разлагая δ в ряд по степеням $\frac{W}{L_p}$ и ограничиваясь первыми тремя членами, находим

$$\delta = 1 - \frac{1}{\frac{2jW^2}{L_p^2 \omega \tau_p}} - \frac{1}{2yW^4} \sqrt{L_p^4 \omega^2 \tau_p^2}. \quad (4.40)$$

Из (4.40) получим $f_\alpha = \frac{\omega\alpha}{2\pi} = \frac{\sqrt{3}D_p}{2\pi W^2}$, фазовый сдвиг

$$\varphi_0 = \arctg\left(\frac{\omega}{\omega\alpha}\right).$$

Граничная частота для схемы ОЭ с учетом $\gamma=1$, $\alpha \approx \delta$:

$$\beta_0 = \frac{\alpha_0}{(1-\alpha_0)} \text{ или } \beta = \frac{\alpha_0}{1-\alpha_0 + j\omega/\omega_\alpha}.$$

находим $\beta = \frac{\beta_0}{1 + j\omega/\omega_\alpha}$, где $\omega_\alpha \rightarrow (\omega_\beta)$ – предельная частота тран-

зисторов в схеме ОЭ. Поскольку $1-\alpha_0 = 1/2 \frac{W^2}{L_{p\text{эф}}^2}$, где $L_{p\text{эф}}$ – эф-

фективная длина диффузии дырок, в которой учтены все виды потерь в базе, и $\omega_\alpha = 2D_p/W^2$, находим

$$N_\beta = \frac{(1-\alpha_0)\omega_\alpha}{2\pi} = \frac{D_p}{2\pi L_{p\text{эф}}^2} = \frac{1}{2\pi\tau_{p\text{эф}}}. \quad (4.41)$$

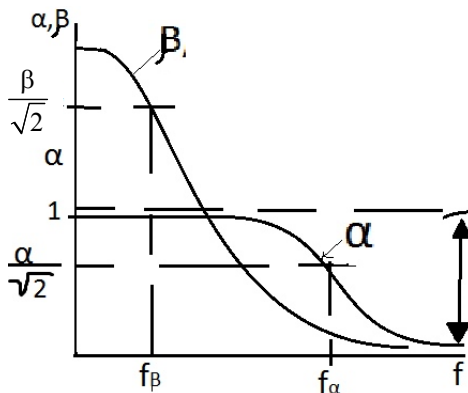


Рис. 4.18. Зависимость коэффициентов α , β БТ от частоты

В (4.41) $\tau_{эф}$ – является эффективным временем жизни носителей в базе, учитывая объемную и поверхностную рекомбинацию. Для схем ОЭ вводится граничная частота $f_{\tau} \rightarrow \beta = 1$. Из (4.41) следует, что переменная частота в схеме ОЭ определяется только временем жизни неосновных носителей заряда в базе $\tau_{эф}$ и не зависит от времени пролета. Критерием частотных свойств БТ служит частота, при которой $K_p = K_U K_i$ снижается до единицы. Эта частота f_{max} (максимальная частота генерации) является критерием, учитывающим влияние обратной связи. Поскольку $K_{pmax} = \frac{\alpha_0 \omega_{\alpha}}{4\omega_{max}^2 r_{\delta} C_k} = 1$, то

$$f_{max} = \frac{\omega_{max}}{2\pi} = \sqrt{\frac{\alpha_0 f_{\alpha}}{8\pi r_{\delta} C_k}}. \text{ Поскольку } f_{\alpha} = \frac{D_p}{2\pi W^2}, \text{ то}$$

$$f_{max} \sim \sqrt{D_p} \frac{1}{W(r_{\delta} C_k)^{1/2}}, \quad (4.42)$$

откуда следует, что для повышения f_{max} нужно одновременно уменьшать величины W , r_{δ} , C_k , подставляя значения r_{δ} , C_k и заменяя D_p , получаем

$$f_{max} \sim \left(\frac{\mu_p \mu_n}{W S_k} \right)^{1/2} \sqrt[4]{N_D U_k}. \quad (4.43)$$

Из (4.40) и (4.43) следует, что f_{α} и f_{max} определяются геометрическими размерами (W , S_k), характеристиками материала и режимом работы (U_k). Для их повышения необходимо оптимизировать указанные величины. Концентрацию основных носителей зарядов можно повышать до тех пор, пока сохраняется неравенство $p_p \gg n_n$. Уменьшение сечения базы хотя и снижает рассеиваемую мощность, однако широко используется в разработках ВЧ-транзисторов. Максимальное снижение ширины базы W привело к созданию поверхностно-барьерных транзисторов.

Основные параметры БТ. Параметры большого сигнала: α, β и крутизна $S_{\text{ст}} = \frac{(I_{\text{н}} - I_{\text{н0}})}{U_{\text{кб}}}$ – крутизна переходной характеристики. Параметры режима отсечки: значения токов $I_{\text{к0}}, I_{\text{э}}$. Параметры режима насыщения: падения напряжения $\Delta U_{\text{кэ}}, \Delta U_{\text{бэ}}, \Delta U_{\text{нэ}}, U_{\text{бэнас}}, I_{\text{ннас}}$. Общие параметры: $r_{\text{вх}}, r_{\text{вых}}, I_{\text{нб0}}$; предельно допустимые параметры: $[P_{\text{нат}}, U_{\text{бэ}}, C_{\text{э}}, C_{\text{к}}, r_{\text{б}}, P_{\text{вых}}, P_0, P_{\text{ср}}, P_{\text{к}}] V_{\text{кэм}}, P_{\text{кmax}}, f_{\alpha}, f_{\text{max}}, T_{\text{доп}}$.

4.1.9. Импульсный режим работы транзистора

При работе БТ в импульсных системах различают режимы малого и большого сигнала. В режиме малого сигнала транзистор работает в линейной области выходных характеристик (внутри отрезка AB линии нагрузки (рис. 4.19, a)).

При большом сигнале БТ работает в режиме переключения (ключе). Положения точек на семействе выходных характеристик в ключевом режиме: точка A – ключ разомкнут (область отсечки), точка B – ключ замкнут (область насыщения), при этом в коллекторной цепи течет ток $I_{\text{кнас}} = U_{\text{н}}/R_{\text{н}}$ (макс. ток). В точке A – режим отсечки, при этом в коллекторной цепи протекает $I_{\text{кэ}} \rightarrow 0$. Работу транзистора в импульсном режиме поясняют временные диаграммы (см. рис. 4.19, $б, в, з$).

На вход БТ подается управляемый сигнал $U_{\text{вх}}$ в виде скачков напряжения. В промежутке t от 0 до t_1 транзистор закрыт, $I_{\text{н}} = 0$, ключ разомкнут. В момент t_1 подается $U_{\text{вх}}$ и в эмиттере появляется ток. Ток $I_{\text{э}} - I_{\text{энас}} = I_{\text{эизб}}$ – избыточный ток. В коллекторной цепи ток $I_{\text{к}}$ появляется в момент t_2 ; $t_2 - t_1 = t_{\text{зд}}$ – время задержки – интервал времени до значения $I_{\text{к}} = 0,1I_{\text{кампл}}$. Ток коллектора достигает значения $I_{\text{кнас}}$ по мере накопления базой достаточного количества неравновесных носителей, при котором в сечениях базы устанавливается требуемая величина градиента концентрации.

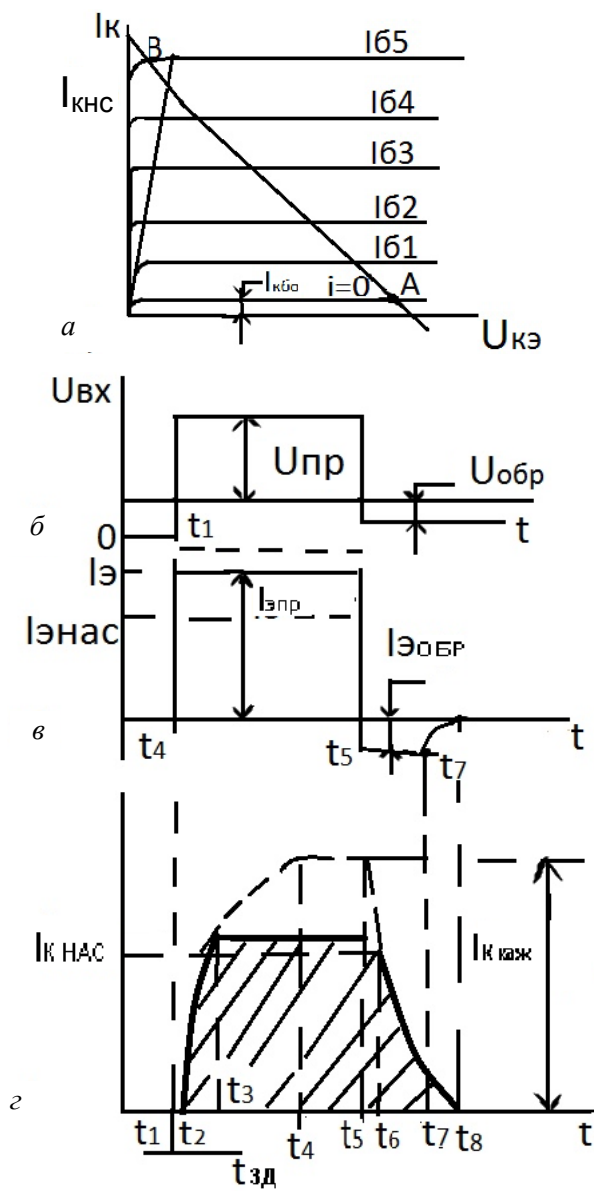


Рис. 4.19. а – линия нагрузки транзистора, б – временные диаграммы зависимости напряжения, в – форма выходного импульсного сигнала, г – временная диаграмма коллекторного тока

При этом I_K возрастает по экспоненте, стремящейся к уровню $I_K = \alpha_K I_{\text{э}}$. Когда $I_{\text{кнас}} \approx I_{\text{н}}$, переходный процесс в коллекторной цепи заканчивается (момент времени t_3). Разность $t_3 - t_2 = t_{\text{ср}}$ – время нарастания переходного фронта (0,1–0,9 А). Интервал времени, соответствующий сумме $t_{\text{к}} + t_{\text{ср}} = t_{\text{вкл}}$, представляет время включения. Промежуток времени $t_4 - t_1 = t_{\text{устан}}$ называется временем установления и соответствует времени заряда диффузионной емкости эмиттерного перехода. В установившемся режиме избыточный ток эмиттера $I_{\text{эшб}}$ замыкается через базу $I_{\text{б}} = I_{\text{бн}} + I_{\text{эшб}}$. После подачи на вход транзистора замыкающего напряжения, ток в цепи коллектора в течение $t_{\text{рас}} = t_6 - t_5$ (время рассасывания) остается неизменным и равным $I_{\text{кнас}}$. $t_{\text{рас}}$ – интервал времени между моментом подачи на базу запирающего импульса и моментом, когда напряжение на коллекторе БТ достигает заданного уровня. Коллекторную цепь в течение этого времени продолжает питать накопленный в базе избыточный заряд. Обратный ток эмиттера $I_{\text{эобр}} \approx \frac{U_{\text{обр}}}{R_{\text{э}}}$ достаточной величины сохраняет свое значение неизменным до момента t_7 . После момента t_5 I_K изменяется скачкообразно на небольшую величину, а после момента t_6 в коллекторной цепи и после t_7 в цепи эмиттера токи начинают убывать (по экспоненте), что соответствует рассасыванию оставшегося в базе заряда. В момент t_8 переходный процесс в транзисторе заканчивается.

Разность $t_8 - t_6$ есть время спада импульса коллекторного тока (срез заднего его фронта). Время выключения $t_{\text{выкл}}$ – интервал времени между моментом подачи запирающего импульса и моментом, когда $U_K = 0,1U$ (амплит). Граничные значения тока базы $I_{\text{бф}} = I_{\text{кн}}/\beta_{\text{ст}}$. В режиме насыщения ток базы $I_{\text{б}} = SI_{\text{кн}}/\beta_{\text{ст}}$, где $S \cong 1,5 - 3$ – коэффициент насыщения $S = \frac{I_{\text{б}}}{I_{\text{бн}}}$. Рост коллекторного тока при положительной полуволне \downarrow э происходит по уравнению

$I_k(t) = \alpha I_{\beta 0} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_D}\right) \right]$, где $\tau_D = W^2/2D_p$ – время диффузии.

Время задержки $t_{\text{за}} = 1/\omega_\alpha \ln \frac{\pi}{\alpha_0 \left(\frac{W^2}{L_p^2} + \frac{\pi^2}{4} \right)}$. На практике $t_{\text{за}} \cong 0,2/\omega_\alpha$.

Время нарастания фронта $t_\phi = \frac{\ln 10}{\omega_\alpha} = 2,3/\omega_\alpha$ – время перехода транзистора из режима отсечки в режим насыщения. Время спада (среза) $t_c = (t_{p\phi} + t_{c\beta} + t_{ck}) \ln \frac{\xi + 0,9}{\xi + 0,1}$, где $\xi = \beta_{ct} i_\beta / i_{k,\text{нас}}$ – коэффициент запираания транзистора.

4.1.10. Модель БТ для автоматизированного моделирования

При автоматизированном моделировании транзисторов на ЭВМ высокой точностью для большого и малого сигналов удовлетворяют программы моделирования на базе уравнений Эберса-Молла. Отправной точкой для анализа служит передаточный вариант уравнений Эберса-Молла, который состоит из уравнений, определяющих токи транзистора через токи связи между эмиттером и коллектором и дополнительными диодами, токи эмиттерного и коллекторного переходов (см. рис. 4.12). Уравнения модели Эберса-Молла представлены в следующем виде:

$$I_k = -I_n - \left(\frac{I_s}{\beta_R} \right) \left[\exp\left(\frac{U_{кб}}{\Phi_T} \right) - 1 \right]; \quad I_\beta = -I_n - \left(\frac{I_s}{\beta_F} \right) \left[\exp\left(\frac{U_{бэ}}{\Phi_T} \right) - 1 \right];$$

(4.44)

$$I_\beta = \left(\frac{I_s}{\beta_F} \right) \left[\exp\left(\frac{U_{бэ}}{\Phi_T} \right) - 1 \right] + \left(\frac{I_s}{\beta_R} \right) \left[\exp\left(\frac{U_{кб}}{\Phi_T} \right) - 1 \right],$$

где $I_n = I_s \left[\exp\left(\frac{U_{кб}}{\Phi_T}\right) - \exp\left(\frac{U_{бэ}}{\Phi_T}\right) - 1 \right]$ – плотность тока связи;

$$\Phi_T = kT/e; \beta_R = \alpha_R/(1 - \alpha_R);$$

$$\beta_F = \alpha_F/(1 - \alpha_F);$$

$$\alpha_F = \frac{I_s}{I_s + I_{0э}};$$

$$\alpha_R = \frac{I_s}{I_s + I_{0к}}.$$

Модернизированный вариант модели учитывает три возможных эффекта (второго порядка):

1) рекомбинация в области объемного заряда эмиттерного перехода при малых $U_{бэ}$;

2) снижение K_I , наблюдается при больших токах;

3) влияние расширения области объемного заряда на ток связи между эмиттером и коллектором. В результате такой модернизации с включением указанных эффектов получается модель Гуммеля-Пуна, наиболее удобная для автоматизированного моделирования.

Вследствие рекомбинации в области объемного заряда изменяются уравнения диодов, описывающие токи p - n -переходов. Эти изменения моделируются добавлением в модель Эберса-Молла четырех параметров, с помощью которых базовый ток определяется как суперпозиция токов идеального и неидеального диода.

$$I_б = (I_s \beta_F) \left[\exp\left(\frac{U_{бэ}}{\Phi_T}\right) - 1 \right] + I_1 \left[\left(\frac{U_{бэ}}{\Phi_T n_e}\right) - 1 \right] + \left(\frac{I_s}{I_R}\right) \left[\exp\left(\frac{U_{бк}}{\Phi_T}\right) - 1 \right] + I_2 \left[\exp\left(\frac{U_{бк}}{\Phi_T n_c}\right) - 1 \right]. \quad (4.45)$$

На практике эти новые параметры I_1 , I_2 , n_e , n_c определяются с помощью измерений при малых напряжениях $U_{бэ}$.

Чтобы учесть эффект сильных токов и эффект Эрли модифицируют параметр I_s – множитель для тока связи между эмиттером

и коллектором. $I_s = I_s S_3 = \frac{e^2 S_3^2 n_i^2 D_n}{Q_{\text{бт}}} - I_B$ обратно пропорционален плотности заряда основных носителей в базе $Q_{\text{б}}$, $Q_{\text{бт}}$ – полный заряд базы. Нормированный полный заряд базы $q_{\delta} = q_1 + q_2/q_{\text{б}}$, где q_1 и q_2 – вспомогательные измерения:

$$q_1 = 1 + \frac{U_{\text{кб}}}{|U_3|} + \frac{U_{\text{эб}}}{|U_B|}; \quad (4.46)$$

$$q_2 = \left(\frac{I_s}{I_{\text{км}}} \right) \left[\exp \left(\frac{U_{\text{бэ}}}{\Phi_T} \right) - 1 \right] + \left(\frac{I_s}{I_{\text{кР}}} \right) \left[\exp \left(\frac{U_{\text{бк}}}{\Phi_T} \right) - 1 \right].$$

где U_3 – напряжение Эрли;

U_B – эквивалентное напряжение Эрли для инверсного режима. Если эффект Эрли не учитывать, то $u_1 \rightarrow 1$, если эффекты высшего уровня инжекции не влияют на работу транзистора, то q_2 будет малым.

Следовательно, в представленной модели бывают эффекты модуляции ширины базы посредством U_A и U_B . Модель Гуммеля-Пуна требует определения трех переменных I_s, β_i, β_R базовой модели и четырех дополнительных параметров I_1, I_2, n_e, n_c , моделирования эффектов рекомбинации в области объемного заряда. Эффект модуляции ширины базы и заряда основных носителей базы моделируются посредством введения переменной $q_{\text{б}}$.

Полная модель транзистора определяется 11 параметрами и температурой прибора, с помощью которой вычисляется Φ_T . Весь набор уравнений, образующих модель n - p - n -транзистора, имеет следующий вид:

$$I_{\text{б}} = \left(\frac{I_s}{\beta_F} \right) \left[\exp \left(\frac{U_{\text{бэ}}}{\Phi_T} \right) - 1 \right] + I_1 \left[\left(\frac{U_{\text{бэ}}}{n_e \Phi_T} \right) - 1 \right] + \left(\frac{I_s}{\beta_R} \right) \left[\exp \left(\frac{U_{\text{кТ}}}{\Phi_T} \right) - 1 \right] + \\ + I_2 \left[\exp \left(\frac{U_{\text{бк}}}{n_c \Phi_T} \right) - 1 \right];$$

$$I_k = \left(\frac{I_s}{q_\delta} \right) \left[\exp \left(\frac{U_{\delta\delta}}{\Phi_T} \right) - \exp \left(\frac{U_{\delta\kappa}}{\Phi_T} \right) \right] - \left(\frac{I_s}{\beta_R} \right) \left[\exp \left(\frac{U_{\kappa\Gamma}}{\Phi_T} \right) - 1 \right] - I_2 \left[\exp \left(\frac{U_{\delta\kappa}}{n_c \Phi_T} \right) - 1 \right];$$

$$q_\delta = \frac{q_1}{2} + 1/2(q_1^2 + 4q_2^2)^{1/2};$$

$$q_1 = 1 + \frac{U_{\delta\delta}}{|U_B|} + \frac{U_{\delta\kappa}}{|U_A|};$$

$$q_2 = \left(\frac{I_s}{I_{HF}} \right) \left[\exp \left(\frac{U_{\delta\delta}}{\Phi_T} \right) - 1 \right] + \left(\frac{I_s}{I_{KR}} \right) \left[\exp \left(\frac{U_{\delta\kappa}}{\Phi_T} \right) - 1 \right].$$

где $I_{KF} = \frac{Q_{\delta 0}}{\tau_F};$

$$I_{HF} = \frac{Q_{\delta 0}}{\tau_R};$$

$Q_{\delta 0}$ – встроенный заряд базы;

τ_F, τ_R – управляющие постоянные.

4.2. Планарные биполярные усилительные и переключающие транзисторы

При анализе БТ, предназначенных для ИМС, их разделяют на две категории, определяемые областью конечного применения приборов: на усилительные и переключающие, которые изготавливаются в эпитаксиальном слое кремния с высоким ρ . Типовые конструктивные параметры интегральных транзисторов представлены в табл. 4.2.

Таблица 4.2

Параметры	Усилительный с изоляционными переходами	Переключающий с изоляционными переходами	Переключаемый с окислительной изоляцией
Эпитаксиальный слой:			
Толщина, мкм	10	3,0	1,2
Удельное сопротивление, Ом·м	1	0,3–0,8	0,3–0,8
Скрытый слой:			
Повторное сопротивление, Ом/м	20	20	30
Диффузия «вверх», мкм	2,5	1,4	0,3
Эмиттер:			
Глубина диффузии в базу, мкм	2,5	0,8	0,25
Повторное сопротивление	5	12	30
База:			
Глубина диффузии, мкм	3,25	1,3	0,5
Повторное сопротивление	100	210	220
Подложка:			
Удельное сопротивление	10	10	5
Ориентация	(111)	(111)	(111)

Слабелегированная коллекторная область формируется на основе эпитаксиального слоя. Под ней формируется скрытый коллекторный слой. Сильнолегированный скрытый слой уменьшает ρ_s между коллекторным переходом и коллекторным контактом. Для снижения сопротивления омического контакта под коллекторным контактом формируется сильнолегированная n^+ -область, которая позволяет снизить последовательное сопротивление коллектора. Области изолирующих переходов, области базы и эмиттера и коллекторная область формируются с помощью последовательных опе-

раций диффузии, за исключением приборов с окисной изоляцией. Поперечные сечения типовых интегральных транзисторов с изоляцией переходами показаны на рис. 4.20.

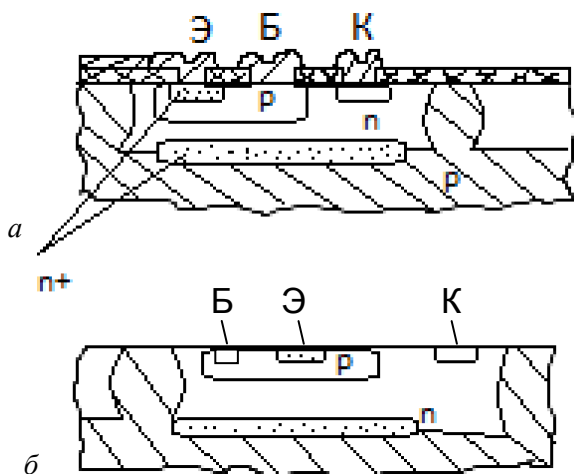


Рис. 4.20. Структуры усилительного (а) и переключающего (б) транзисторов

Основное различие структур переключающего и усилительного транзисторов (см. рис. 4.20) – это толщина и удельное сопротивление эпитаксиального слоя. В усилительных транзисторах эти параметры больше, что дает повышение пробивного напряжения и уменьшает эффект Эрли. Для переключающих приборов требуется минимально возможное сопротивление насыщения, поэтому толщина эпитаксиального слоя – единицы мкм с $\rho \cong 0,1\text{--}1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Предусматривается в них применение фиксирующих диодов Шоттки. По конструкции транзисторы с фиксирующими диодами Шоттки отличаются от обычных переключаемых приборов лишь удлиненным металлическим контактом к базовой области, который перекрывает нелегированную эпитаксиальную коллекторную область транзистора. Для повышения K_i минимизируется ширина базы и снижается ее ρ_k . В БТ с изоляцией переходами $n\text{-}p\text{-}n$ -транзисторы в ИМС соединены с паразитными $p\text{-}n\text{-}p$ -структурами, у которых функцию коллектора выполняет подложка ИМС. Для снижения влияния па-

разитной структуры внешняя граница базовой области должна быть отделена от изолирующего перехода на несколько микрон. В структурах с окисной изоляцией это ограничение действует в меньшей степени. В транзисторе возможна также горизонтальная инжекция электронов из эмиттера в базу. Подавление ее обеспечивается отсутствием в базовой области ускоряющего электрического поля в горизонтальном направлении.

4.3. Вертикальные и горизонтальные $p-n-p$ -транзисторы

4.3.1. Вертикальные $p-n-p$ -транзисторы

Одна из причин высоких свойств $n-p-n$ -транзисторов заключается в том, что определяющая механизм работы область отдалена от поверхности и однородна в пределах большой площади $p-n-p$ -перехода. Аналогичными свойствами обладает $p-n-p$ -транзистор, эмиттер и коллектор которого выполнены в виде диффузионной p -области, выполняющей функции области базы для $n-p-n$ -транзистора. Структура такого $p-n-p$ -транзистора представлена на рис. 4.21.

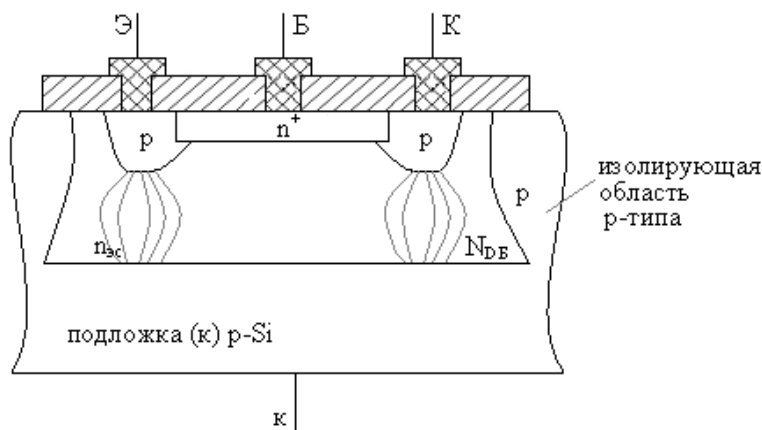


Рис. 4.21. Структура вертикального $p-n-p$ -транзистора

Часть эпитаксиального слоя выполняет функцию базы, а $p-n$ -переход между эпитаксиальным слоем и подложкой выполняет функцию

коллектора. Так как такая область одновременно является подложкой ИС, она не изолирована от коллекторов других $p-n-p$ -транзисторов. Это вертикальные $p-n-p$ -транзисторы с коллектором в подложке, который можно использовать в ИС, где коллектор заземлен по переменному току, на пример в схеме эмиттерного повторителя. В вертикальных $p-n-p$ -транзисторах с коллектором в подложках отсутствует встроенное электрическое поле в базе (которое имеется в диффузионных транзисторах). У них $\beta \approx 100$ при токе $I_k/\text{мА}$. В зависимости от конкретного процесса вертикальные $p-n-p$ -транзисторы делают на $I_{\text{раб}} = 1 \text{ мкА} - 10 \text{ мА}$ и $f_{\text{раб}}$ до 10 МГц.

4.3.2. Горизонтальные $p-n-p$ -транзисторы

Горизонтальный $p-n-p$ -транзистор формируется с изолированным коллектором. Стандартная диффузионная область p -типа, выполняющая в $n-p-n$ -транзисторах функцию базы, используется в качестве эмиттера и коллектора: две такие области размещаются на малом расстоянии друг от друга, как показано в сечении структуры на рис. 4.22. Прибор такой конструкции называется горизонтальным $p-n-p$ -транзистором, так как в нем механизм работы транзистора действует в поперечном направлении, т. е. параллельно поверхности кристалла между эмиттерной и коллекторной областями.

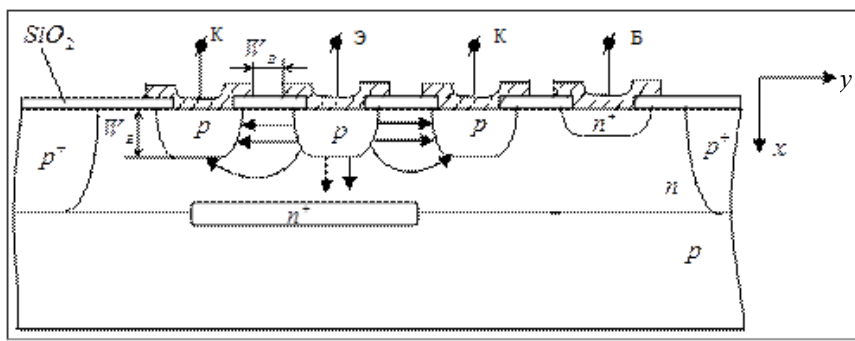


Рис. 4.22. Сечение типового горизонтального $p-n-p$ -транзистора для ИМС

Хотя $p-n-p$ -транзисторы по своим рабочим характеристикам уступают стандартным $n-p-n$ -транзисторам, они часто используются как

в аналоговых, так и в цифровых ИМС. Обе коллекторные области транзистора на рис. 4.22 соединены друг с другом; обычно для повышения K_I в нем коллектор полностью окружает эмиттерную область.

В структуре сформирован скрытый слой, который повышает усиление по току и улучшает частотные характеристики прибора двумя способами: уменьшая сопротивление базы и подавляя коллектирование дырок p - n -переходом между эпитаксиальным слоем и подложкой. Встроенное электрическое поле, образуемое градиентом примесной концентрации в скрытом слое, направленно так, что отталкивает дырки, движущиеся к нему из скрытого слоя. Введение в структуру скрытого слоя увеличивает заряд легирующей примеси в базе Q_B , что также повышает K_I .

В горизонтальном p - n - p -транзисторе ток связи между эмиттером и коллектором течет по двумерной траектории (см. рис. 4.22). Градиент концентрации, заставляющий инжектированные дырки диффундировать к коллектору, имеет максимальное значение у поверхности прибора, где расстояние между переходами минимально. По мере удаления от поверхности вдоль эмиттерного перехода, градиент концентраций дырок постепенно убывает. Поэтому исходная базы горизонтального p - n - p -транзистора приближенно определяется расстоянием вдоль поверхности, разделяющим по переходу (X_B). Ток связи I_p через ток одномерного транзистора с шириной базы X_B и площадью эмиттера $P_3 \cdot X_j$, где P_3 – периметр эмиттерной области и X_j – глубина диффузионного перехода; вычисляется по формуле

$$I_p = F(eP_3 X_j D_p n_i^2 / N_{DB} X_B) \exp(eU_{BЭ} / kT),$$

где F – функция двух безразмерных выражений: X_e / X_j и X_B / X_j ;

X_e – толщина эпитаксиального слоя;

X_B – расстояние между эмиттером и коллектором по границе раздела окисел-полупроводник (Si).

В области базы функционируют пять составляющих тока, три из которых связаны с инжекцией неосновных носителей (дырок) с эмиттером (главный источник тока), с рекомбинацией инжектированных электронов в базе и с рекомбинацией инжектированных электронов в области объемного заряда эмиттерного перехода (важный

при малых I_3); две другие составляющие обусловлены дополнительной рекомбинацией на границе раздела окисел-Si и рекомбинацией вблизи скрытого слоя.

Три составляющие тока I_B аналогичны основным составляющим базового тока в $n-p-n$ -транзисторах. Ток рекомбинации в базе представлен выражением

$$I_{B2} = en_i^2 \left[\exp\left(\frac{eU_{BЭ}}{kT}\right) - 1 \right] V_B / N_{DB} \tau_p, \quad (4.47)$$

где τ_p – время жизни дырок в эпитаксиальном слое;

V_B – объем базовой области.

Поток дырок в направлении скрытого слоя:

$$I_{Bч} = eS_{mn} A_B (n_i^2 / N_{DB}) \left[\exp\left(\frac{eU_{BЭ}}{kT}\right) - 1 \right], \quad (4.48)$$

где A_B – площадь нижней поверхности объема V_B ;

S_{mn} – полная скорость рекомбинации на поверхности.

Коэффициент усиления по току $\beta = 20-100$, причем K_I растет с увеличением тока до $J_n \approx 0,1$ мА, после чего наблюдается резкий спад β . Рост β при малых напряжениях смещения соответствует снижению тока рекомбинации в области объемного заряда эмиттерного перехода. Спад β при повышенных токах связан с действием эффектов высокого уровня инжекции.

4.4. Тиристоры

Тиристор – это электропреобразовательный полупроводниковый прибор с двумя устойчивыми состояниями, имеющими три и более $p-n$ -перехода, ВАХ которого имеет участок с отрицательным сопротивлением. Они подразделяются на следующие типы: динисторы (2 электрода); тринисторы (3 электрода); симисторы (симметричные), больше 3 электродов.

Схемное обозначение тиристоров приведено на рис. 4.23.

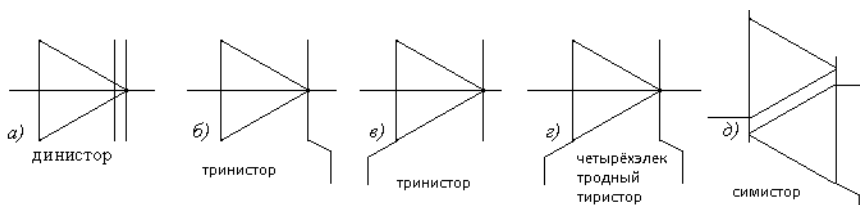


Рис. 4.23. Схемное обозначение управляемого тиристора:

а – динистор; б – с управляющим электродом со стороны катода; в – с управляющим электродом со стороны анода; г – тетродный тиристор; д – симистор

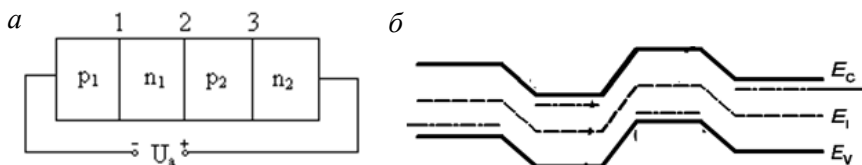


Рис. 4.24. а – структура тиристора; б – зонная диаграмма; 1, 3 – эмиттерный переход; 2 – коллекторный переход

Структура динистора приведена на рис. 4.24 и представляет последовательное соединение двух транзисторов $p_1-n_1-p_2 \rightarrow \alpha_1$ и $n_2-p_2-n_1 \rightarrow \alpha_2$ с коэффициентами передачи α_1 и α_2 .

4.4.1. Вольт-амперная характеристика тиристора

Вольт-амперная характеристика диодного тиристора, приведенная на рис. 4.25, имеет несколько различных участков. Прямое смещение тиристора соответствует положительному напряжению V_G , подаваемому на первый p_1 – эмиттер тиристора.

Участок характеристики между точками 1 и 2 соответствует закрытому состоянию с высоким сопротивлением. В этом случае основная часть напряжения V_G падает на коллекторном переходе Π_2 , который смещен в обратном направлении. Эмиттерные переходы Π_1 и Π_2 включены в прямом направлении. Первый участок ВАХ тиристора аналогичен обратной ветви ВАХ $p-n$ -перехода.

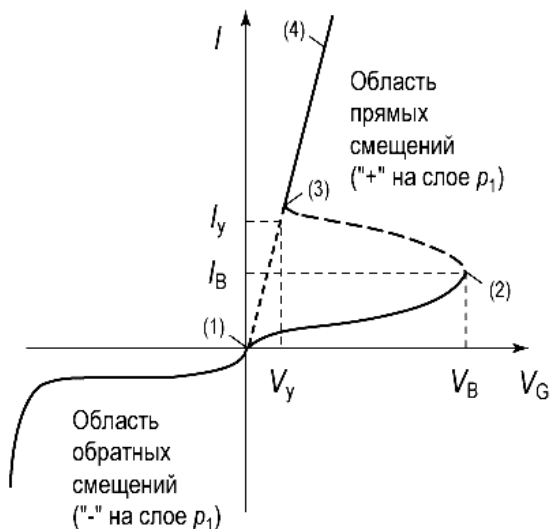


Рис. 4.25. ВАХ тиристора:

V_G – напряжение между анодом и катодом; I_y , V_y – минимальный удерживающий ток и напряжение; I_B , V_B – ток и напряжение включения

При достижении напряжения V_G , называемого напряжением включения $U_{\text{вкл}}$, или тока J , называемого током включения $J_{\text{вкл}}$, ВАХ тиристора переходит на участок между точками 3 и 4, соответствующий открытому состоянию (низкое сопротивление). Между точками 2 и 3 находится переходный участок характеристики с отрицательным дифференциальным сопротивлением, не наблюдаемый на статических ВАХ тиристора.

Для объяснения ВАХ динистора используют двухтранзисторную модель. Из рис. 4.26 следует, что тиристор можно рассматривать как соединение p - n - p -транзистора с n - p - n -транзистором, причем коллектор каждого из них соединен с базой другого. Центральный переход действует как коллектор дырок, инжектируемых переходом Π_1 , и как коллектор электронов, инжектируемых переходом Π_2 .

Взаимосвязь между токами эмиттера I_e , коллектора I_k и статическим коэффициентом усиления по току $\alpha_1 p_1$ - n_1 - p_2 -транзистора и $\alpha_2 n_2$ - p_1 - n_1 -транзистора следующая. Представляя динистор как два транзистора, запишем следующие соотношения.

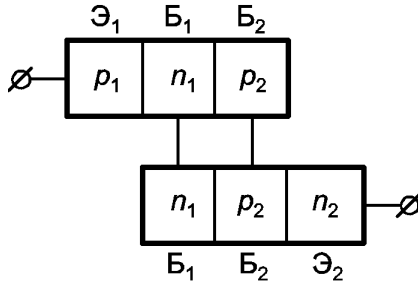


Рис. 4.26. Двухтранзисторная модель диодного тиристора

Пусть $I_{\dot{i}_1}$ – ток через переход Π_1 . Тогда часть тока $I_{\dot{i}_1}$, дошедшая до коллекторного перехода Π_3 $I_{\dot{i}_1 \rightarrow \dot{i}_3}$, будет равна $I_{\dot{i}_1 \rightarrow \dot{i}_3} = \alpha_1 I_{\dot{i}_1}$.

Если $I_{\dot{i}_3}$ – ток через переход Π_2 , аналогично $I_{\dot{i}_2 \rightarrow \dot{i}_3} = \alpha_2 I_{\dot{i}_3}$.

Учтем еще один фактор – лавинное умножение в переходе Π_3 через коэффициент лавинного умножения M . Тогда суммарный ток $I_{\dot{i}_3}$ через переход Π_3 будет равен

$$I_{\dot{i}_3} = M(\alpha_1 I_{\dot{i}_1} + \alpha_2 I_{\dot{i}_2} + I_{\hat{E}0}), \quad (4.49)$$

где I_{K0} – обратный ток перехода Π_3 (генерационный и тепловой).

В стационарном случае токи через переходы Π_1 , Π_2 , и Π_3 равны, тогда

$$I = M(\alpha_1 I + \alpha_2 I + I_{\hat{E}0}), \quad (4.50)$$

откуда

$$I = \frac{MI_{\hat{E}0}}{1 - M\alpha}; \quad I = \frac{MI_{\hat{E}0}}{1 - M(\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad (4.51)$$

где $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ – суммарный коэффициент передачи тока первого ($p_1-n_1-p_2$) и второго ($n_2-p_2-n_1$) транзисторов.

Выражение (4.51) в неявном виде описывает ВАХ диодного тиристора на «закрытом» участке, поскольку коэффициенты M и α

зависят от приложенного напряжения V_G . По мере роста α и M с ростом V_G , когда значение M ($\alpha_1 + \alpha_2$) станет равно 1, из уравнения (4.51) следует, что ток I_y стремится к бесконечности. Это условие и есть условие переключения тиристора из состояния «закрыто» в состояние «открыто».

Напряжение переключения $U_{\text{перекл}}$ составляет у тиристорov от 20–50 В до 1000–2000 В, а ток переключения $I_{\text{перекл}}$ – от единиц микроампер до единиц миллиампер (в зависимости от площади).

Таким образом, в состоянии «закрыто» тиристор должен характеризоваться малыми значениями α и M , а в состоянии «открыто» – большими значениями коэффициентов α и M .

В закрытом состоянии (α – малы) все приложенное напряжение падает на коллекторном переходе Π_3 и ток тиристора – это ток обратного смещенного p - n -перехода. Энергетическая диаграмма тиристора в состоянии равновесия приведена ранее на рис. 4.24, а в режиме прямого смещения («+» на слое p_1) в закрытом состоянии представлена на рис. 4.27.

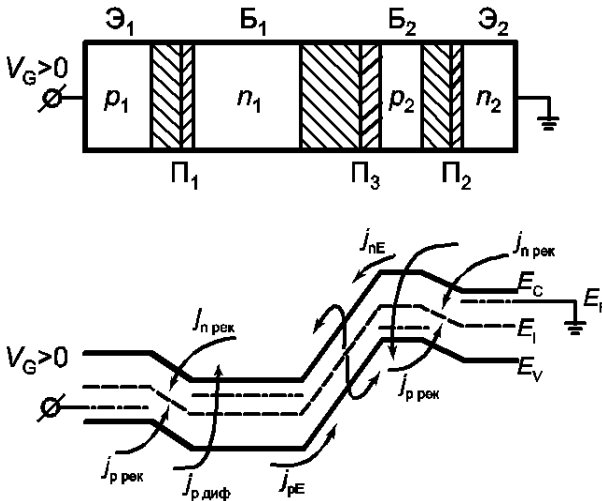


Рис. 4.27. Структура (а), зонная диаграмма и токи тиристора в открытом состоянии (б)

Если полярность напряжения между анодом и катодом сменить на обратную, то переходы Π_1 и Π_3 будут смещены в обратном на-

правлении, а Π_2 – в прямом. ВАХ тиристора в этом случае будет обычная ВАХ двух обратно-смещенных p - n -переходов.

4.4.2. Зонная диаграмма и токи диодного тиристора в открытом состоянии

В открытом состоянии (α – велики) все три перехода смещены в прямом направлении. Это происходит вследствие накопления объемных зарядов в базах n_2 , p_2 -тиристора.

Действительно, при больших значениях коэффициента передачи α_2 электроны, инжектированные из n_2 -эмиттера в p_2 -базу, диффундируют к p - n -переходу коллектора Π_3 , проходят его и попадают в n_1 -базу. Дальнейшему прохождению электронов по тиристорной структуре препятствует потенциальный барьер эмиттерного перехода Π_1 . Поэтому часть электронов, оказавшись в потенциальной яме n_1 -базы, образует отрицательный избыточный заряд.

Инжектированные дырки из эмиттера p_1 в базу n_1 диффундируют к p - n -переходу коллектора Π_3 , проходят через него и попадают в базу p_2 . Дальнейшему их продвижению препятствует потенциальный барьер эмиттерного перехода Π_2 . Следовательно, в базе p_2 происходит накопление избыточного положительного заряда.

В результате накопления избыточного положительного заряда в базе p_2 и отрицательного заряда в базе n_1 переход Π_3 смещается в прямом направлении, происходит резкое увеличение тока и одновременное уменьшение падения напряжения на тиристоре.

На рис. 4.28 приведена зонная диаграмма тиристора с накопленным объемным зарядом в обеих базах n_1 и p_2 .

Величина падения напряжения в прямом участке ВАХ составляет прямое напряжение на трех прямо смещенных p - n -переходах и имеет величину порядка 1–2 вольт.

Зонная диаграмма тиристора в открытом состоянии имеет вид, приведенный на рис. 4.28, когда на всех p - n -переходах прямое смещение, на Π_1 и Π_2 за счет внешнего напряжения, и на Π_3 за счет объемных зарядов в базах B_1 и B_2 .

Таким образом, тиристор имеет два устойчивых состояния: малый ток, большое напряжение, высокое сопротивление и большой ток, малое напряжение, малое сопротивление. Переход тиристора из «закрытого» в «открытое» состояние связан с накоплением объем-

ного заряда в базах B_1 и B_2 из-за роста значения коэффициента передачи эмиттерного тока α и коэффициента умножения M .

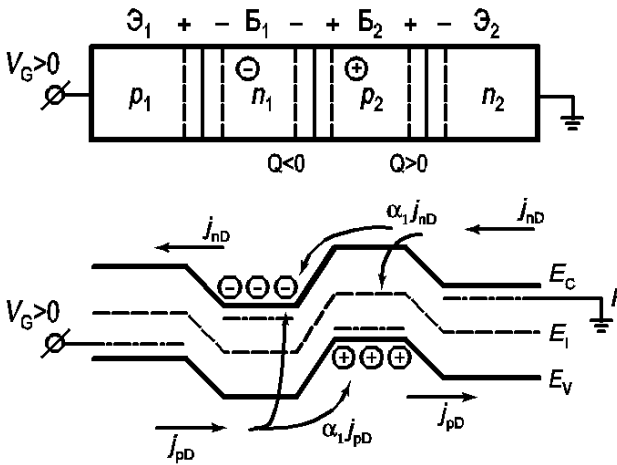


Рис. 4.28. *a* – структура, *б* – зонная диаграмма и токи тиристора в открытом состоянии (везде прямое смещение)

То есть рост α , M с ростом тока J и напряжения V_G в тиристоре является причиной перехода тиристора из закрытого состояния в открытое.

В открытом состоянии тиристор находится до тех пор, пока за счет проходящего тока поддерживаются избыточные заряды в базах, необходимые для понижения высоты потенциального барьера коллекторного перехода до величины, соответствующей прямому его включению. Если же ток тиристора уменьшить до значения I_y , то в результате рекомбинации избыточные заряды в базах уменьшатся, p - n -переход коллектора окажется включенным в обратном направлении, произойдет перераспределение падений напряжений на p - n -переходах, уменьшатся коэффициенты передачи α_1 и α_2 тиристор перейдет в закрытое состояние.

Таким образом, тиристор в области прямых смещений (прямое включение) является бистабильным элементом, способным переключаться из закрытого состояния с высоким сопротивлением и малым током в открытое состояние с низким сопротивлением и большим током, и наоборот.

4.4.3. Зависимость коэффициента передачи α от тока эмиттера

Зависимость коэффициента передачи эмиттерного тока α от напряжения, приложенного к тиристор, является причиной переключения тиристора. Рассмотрим, какие физические механизмы могут обеспечить такую зависимость. В области малых токов основная причина зависимости α от тока I связана с рекомбинацией в эмиттерном переходе. При наличии рекомбинационных центров в области пространственного заряда эмиттерного перехода прямой ток такого перехода в области малых прямых смещений – рекомбинационный $J_{рек}$. Зависимость этого тока от напряжения экспоненциальная, но показатель экспоненты в два раза меньше, чем для диффузионного тока J_{pD} .

По мере роста прямого напряжения на p - n -переходе диффузионная компонента тока J_{pD} начинает превалировать над рекомбинационной. В терминах эффективности эмиттера γ это эквивалентно возрастанию эффективности эмиттера, то есть увеличению коэффициента передачи $\alpha = \gamma \cdot \delta$. На рис. 4.27 показана зонная диаграмма эмиттерного перехода, которая иллюстрирует конкуренцию двух токов – рекомбинационного и диффузионного в токе эмиттера, а на рис. 4.29 – типичная зависимость коэффициента передачи α от тока эмиттера I_s при наличии рекомбинационных центров в ОПЗ p - n -перехода.

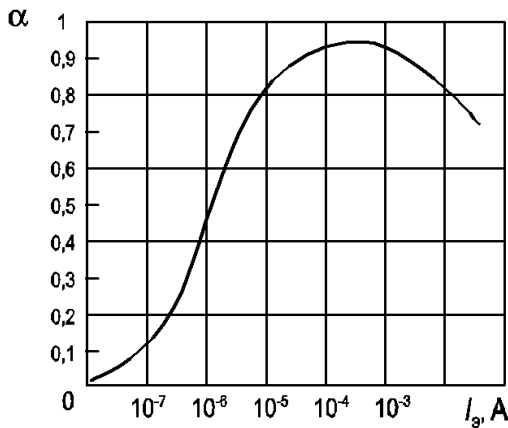


Рис. 4.29. Типичная зависимость коэффициента передачи α от тока эмиттера I_s при наличии сильной рекомбинации в ОПЗ p - n -переходов

4.4.4. Тринистор

Чтобы перевести тиристор в открытое состояние, необходимо накопить избыточный отрицательный заряд в базе n_1 и положительный в базе p_2 . Это осуществляется в тринисторе путем увеличения уровня инжекции через эмиттерные переходы Π_1 и Π_3 при увеличении напряжения на тиристоре до $U_{\text{перекл}}$. Накоплением объемных зарядов в базах B_1 и B_2 можно управлять, если у одной из баз имеется контакт, который называется управляющим электродом.

На управляющий электрод базы подается напряжение такой полярности, чтобы прилегающий к этой базе эмиттерный переход был включен в прямом направлении. Это приводит к росту тока через эмиттерный переход и снижению $U_{\text{перекл}}$. На рис. 4.30 приведено семейство ВАХ тиристора при различных значениях управляющего тока.

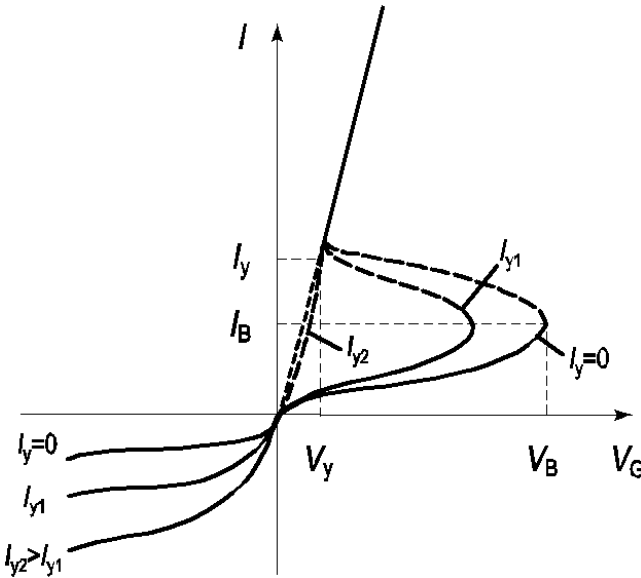


Рис. 4.30. ВАХ тиристора при различных значениях управляющего тока $I_{\text{упр}}$

При достаточно больших значениях тока $I_{\text{упр}}$ ВАХ тиристора вырождается в прямую ветвь ВАХ диода. Критическое значение тока

$I_{\text{упр}}$, при котором на ВАХ тиристора исчезает, участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением и тринистор включается, минуя запертое состояние, называется током спрямления.

Таким образом, наличие $I_{\text{упр}}$ принципиально не меняет существа процессов, определяющих вид ВАХ тиристора, но меняет значения параметров: напряжение переключения и ток переключения.

Наиболее важные параметры – это время включения и выключения тиристора и управляющий ток.

Аналогично как для динистора, запишем систему уравнений для тока тиристора через эмиттерный и коллекторный p - n -переходы, с учетом управляющего тока I_y через вторую базу:

$$I_{\Pi_1 \rightarrow \Pi_3} = \alpha_1 I_{\Pi_1} = \alpha_1 I_3,$$

$$I_{\Pi_2 \rightarrow \Pi_3} = \alpha_2 I_{\Pi_2}; \quad I_{\Pi_2} = I_3 + I_y.$$

Сумма всех токов, протекающих через переход Π_3 , будет равна

$$(I_3 + I_y)\alpha_2 + \alpha_1 I_3 + I_{k0} = I_3.$$

На рис. 4.31 приведена схема тринистора, используемая для расчета вольт-амперных характеристик в закрытом состоянии.

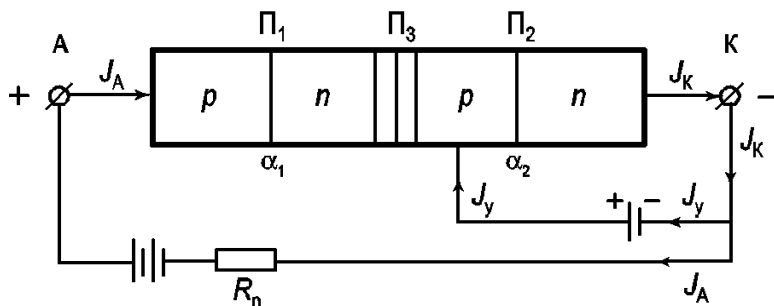


Рис. 4.31. Схема включения тринистора для расчета ВАХ

Сохраняя обозначение тока тиристора, как и ранее, через знак $I = I_y$, запишем:

$$I = \frac{I_{k0} + \alpha_2 I_y}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}. \quad (4.52)$$

При наличии лавинного умножения M в коллекторе Π_3 ток через коллекторный переход будет равен:

$$\alpha_2 M(I_{\text{э}} + I_{\text{у}}) + \alpha_1 M I_{\text{э}} + M I_{\text{к0}} = I_{\text{э}}. \quad (4.53)$$

Отсюда ВАХ тиристора на закрытом участке равна:

$$I = \frac{M I_{\text{к0}} + M \alpha_2 I_{\text{у}}}{1 - M(\alpha_1 + \alpha_2)}. \quad (4.54)$$

Уравнение (4.54) описывает ВАХ тиристора в закрытом состоянии, поскольку коэффициенты M , α_1 и α_2 зависят от напряжения V_G .

Аналогично динистору, в открытом состоянии тиристор находится до тех пор, пока за счет проходящего тока поддерживаются избыточные заряды в базах, необходимые для понижения высоты потенциального барьера коллекторного перехода до величины, соответствующей прямому его включению.

Если же ток уменьшить до критического значения $I_{\text{у}}$, то в результате рекомбинации и рассасывания избыточные заряды в базах уменьшатся, p - n -переход коллектора окажется включенным в обратном направлении, произойдет перераспределение падений напряжений на p - n -переходах, уменьшатся инжекции из эмиттеров и тиристор перейдет в закрытое состояние.

Для управления моментом включения вводится управляющий электрод. В этом случае поток дырок ($I_{\text{управления}}$), инжектирующий в область p_2 , более эффективно компенсирует объемный заряд и

$$I_{\text{а}} = \frac{I_{\text{к}} + \alpha_2 I_{\text{у}}}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad U_{\text{к}} = U_{\text{а}} - (U_{\text{эр}} - U_{\text{эп}}).$$

Важную характеристику представляет зависимость $U_{\text{вкл}} = f(I_{\text{у}}) | U_{\text{а}} = \text{const}$ – это характеристика включения.

Основные параметры тиристора: $I_{\text{вкл}}$, $U_{\text{вкл}}$, $I_{\text{удерж.}}$, сопротивление в открытом состоянии (r_i), сопротивление $R_{\text{статич.}}$ закрытого тиристора. $I_{\text{а макс.}}$, $P_{\text{а макс.}}$, $U_{\text{а обр.}}$, $F_{\text{макс.}}$, $T_{\text{допуст.}}$. Временные параметры: $t_{\text{вкл}} \rightarrow 0,1-0,9 \text{ А}$, $t_{\text{выкл}} = 0,9-0,1 \text{ А}$.

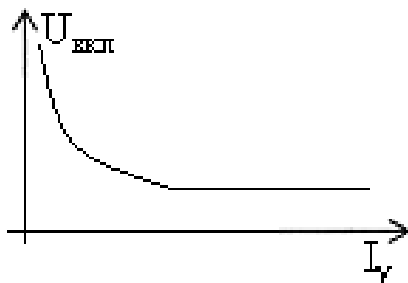


Рис. 4.31. Характеристика включения тиристора

Глава 5. УНИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Полевым называется полупроводниковый прибор, усилительные свойства которого обусловлены потоком основных носителей, протекающих через проводящий канал, управляемый электрическим полем. Слой полупроводника, у которого регулируется поток носителей заряда, – канал.

Электрическое поле, воздействующее на сопротивление канала, создается с помощью располагающегося над ним металлического электрода-затвора, который электрически изолирован от канала. В зависимости от способа изоляции различают: транзисторы с управляющим $p-n$ -переходом ($p-n$ -затвором), изоляция затвора от канала осуществляется обедненным слоем $p-n$ -перехода; транзисторы с металлополупроводниковым затвором (Шоттки); транзисторы с изолированным затвором.

5.1. Полевой транзистор с $p-n$ -затвором

5.1.1. Структура и схемное обозначение

Устройство транзистора с $p-n$ -переходом показано на рис. 5.1.

На подложке из p -Si создается слой полупроводника p -типа, выполняющего функцию канала. Канал изолирован от подложки и находящегося над ним затвора, т. е. электрода, воздействующего электрическим полем на сопротивление канала. На концах канала находятся исток и сток – сильнолегированные n^+ области сток и исток, с помощью n^+ канал включается в цепь управляемого тока. Прикладывая к затвору $U_{обр}$ ($-U_{зи}$) можно регулировать величину сопро-

тивления канала. Для нормального функционирования элементов и ИС прикладывают прямое напряжение, $U_{зк} > 0$.

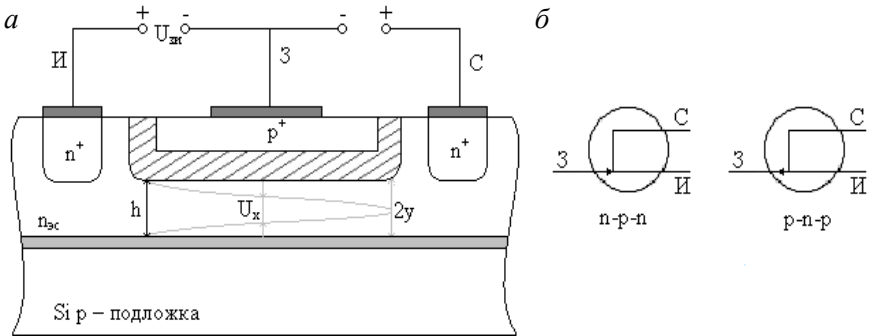


Рис. 5.1. Структура (а) и схемное обозначение транзистора (б)

Нижний $p-n$ -переход (канал-подложка) служит для изоляции канала от подложки и установки начальной толщины канала. Подложка может служить двойным управляемым переходом либо подключаться к затвору.

5.1.2. Основы теории транзистора с $p-n$ -переходом

При $U_{зк} > 0$ толщина канала $2y$ постоянна, но зависит от $U_{зк}$ и подложки $U_{и подл.}$. Когда $U_{зк} = 0$, а $U_{зк} > 0$ толщина канала равна

$$2y = h - 2 \left(\frac{2\varepsilon}{eN_D} (\phi_k + U_{зк}) \right)^{1/2}, \quad (5.1)$$

где h – расстояние между металлическими границами n -слоя;
 N_D – концентрация донорной примеси в канале;
 $U_{отс}$ – напряжение отсечки канала;

$$U_{зк} = U_{отсечки} = (eN_D/8\varepsilon)h^2. \quad (5.2)$$

Начальная толщина канала $2y_0$ определяется зависимостью

$$2y_0 = h \left(1 - \frac{\phi_k}{U_{отс}} \right)^{1/2}.$$

Текущее значение толщины канала: $2y = h \left(1 - \frac{\varphi_k + U_{зи}}{U_{отс}} \right)^{1/2}$,

$$R_{k0} = \frac{\rho l}{2W y_0}.$$

Если $U_{зи} = U_{отс}$, R_k резко возрастает и транзистор запирается.

Влияние $U_{си}$ на процессы в канале. При $U_{зи} = 0$, $U_{си} > 0$ из-за уменьшения U_k в области канала ширина зоны максимальна в области стока. В момент, когда происходит смыкание поверхностей со стороны стока $U_{си} = U_{нас}$.

$$U_{си} > 0 \quad (U_{зи}) > 0.$$

При $U_{си} > 0$ в канале возникает I_c и вдоль канала появляется напряжение U_x , величина которого зависит от x (т. е. от расстояния до истока). На переходе появляется зависящее от x напряжение $U_x + U_{зи}$ и толщина канала становится переменной. Сопротивление канала

$$R_k = \frac{R_{k0}}{1 - (U_{зи}/U_{отс})^{1/2}}, \quad R_{k0} = \rho l / 2W y_0.$$

В этом режиме толщина канала определяется как

$$2y_x = h \left(1 - \sqrt{\frac{\varphi_k + U_{зи} + U_x}{U_{отс}}} \right).$$

Она максимальна у истока ($U_x = 0$) и минимальна у стока ($U_x = U_{си}$).

При $U_{си} = U_{нас}$ канал у стока перекрывается и напряжение насыщения равно:

$$U_{нас} = U_{отс} - (U_{зи} + \varphi_k).$$

При этом R_k имеет конечное значение и через канал (при $U_{си} = U_{нас}$) проходит максимальный ток.

$$I_{ст.макс} = \frac{U_{нас}}{R_{к\ нас}}.$$

При дальнейшем увеличении $U_{\text{си}}$ участок перекрытия расширяется, сопротивление перекрытого участка канала составит

$$R_{\delta} = \frac{U_{\text{си}} - U_{\text{нас}}}{I_{0\text{max}}} = \left(\frac{U_{\text{си}}}{U_{\text{нас}}} - 1 \right) R_{\text{к нас}}, \quad (5.3)$$

где $R_{\text{к нас}}$ – сопротивление транзистора в режиме насыщения.

5.2. Теоретическая ВАХ

Пренебрегая $\phi_{\text{к}}$, получаем следующее выражение для соотношения токов в канале:

$$1 - \left(\frac{U_{\text{зи}} + U_x}{U_{\text{отс}}} \right) dU_x = \frac{\rho I_c}{hW} dx. \quad (5.4)$$

Интегрируя dU_x в пределах $0 - U_{\text{си}}$, а dx – в пределах длины канала, получаем выражение ВАХ

$$I_c = (hW/\rho l) \left[U_{\text{си}} + \left(2/3 U_{\text{отс}}^{1/2} \right) U_{\text{зи}}^{3/2} - \left(2/3 U_{\text{отс}}^{1/2} \right) (U_{\text{зи}} + U_{\text{си}})^{3/2} \right].$$

Окончательно получим:

$$I_c = I_{\text{сmax}} \left[1 - 3 \frac{U_{\text{зи}}}{U_{\text{отс}}} + 2 \left(\frac{U_{\text{си}}}{U_{\text{отс}}} \right)^{3/2} \right]. \quad (5.5)$$

Основной характеристикой является выходная: $I_c = f(U_{\text{си}}) | U_{\text{зи}} = \text{const}$ и переходная (СЗ) $I_c = f(U_{\text{зи}}) | U_{\text{си}} = \text{const}$. Семейство ВАХ показано на рис. 5.2.

При повышении $U_{\text{си}}$ $I_{\text{вых}}$ возрастает, но при этом уменьшается толщина канала и возрастает $R_{\text{к}}$. Следовательно, $I_c = f(U_{\text{си}})$ нелинейная, а именно ток нарастает медленнее, чем по закону Ома. Когда U_c достигает $U_{\text{нас}}$ канал в области C перекрывается и дальнейшее возрастание тока прекращается. Через перекрытый участок канала δ экстрагированные заряды переносятся полем на $C_{\text{ток}}$. Незначительное увеличение I_c объясняется некоторым уменьшением эффектив-

ной длины непокрытой части канала, т. е. диффузионное сопротивление имеет конечное значение. При повышении $U_{си}$ наступает пробой перехода и I_c лавинно возрастает, то есть возникает пробой $p-n$ -перехода в области стока.

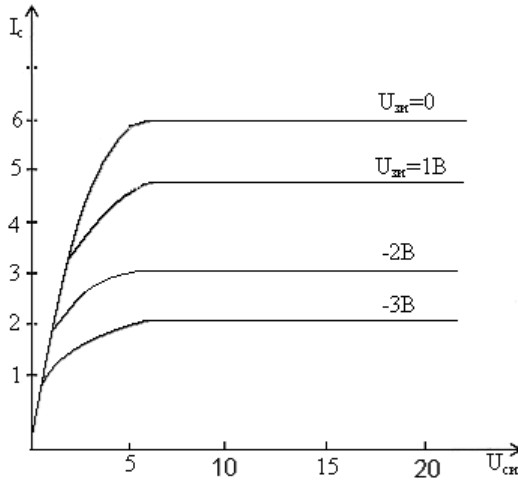


Рис. 5.2. ВАХ полевого транзистора с $p-n$ -переходом

Переходная характеристика транзистора в схеме с общим истоком приведена на рис. 5.3.

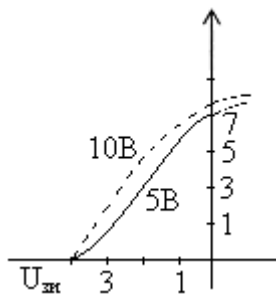


Рис. 5.3. Переходная характеристика полевого транзистора

$I_{c \max}$ при $U_{зи} = 0$ и при $U_{зи} = U_{отс}$ $I_c \rightarrow 0$. Входные характеристики транзистора представляют зависимость $I_3 = f(U_{зи})$, но т. к. I_3 – ток об-

ратно смещенного перехода, они не играют существенной роли. Переходная характеристика в режиме насыщения $I_c = I_{c \max} (1 - U_{из}/U_{отс})^2$.

Дифференциальные параметры транзистора с $p-n$ -переходом определяются с учетом дифференциальной зависимости:

$$dI_c = \frac{\partial I_c}{\partial U_{зи}} dU_{зи} + \frac{\partial I_c}{\partial U_{си}} dU_{си}, \quad (5.6)$$

где $\frac{\partial I_c}{\partial U_{зи}} = S$ – крутизна;

$\frac{\partial I_c}{\partial U_{си}} = G_{\text{вых}}^2$ – выходная проводимость;

$$I_c = SU_{зи} + G_{\text{вых}} \cdot U_{си};$$

$$\mu = S \cdot R_k.$$

Основные параметры: $R_{вх}$, $R_{\text{вых}}$, $U_{отс}$, $U_{нас}$, $U_{си \max}$, $I_{c \max}$.

5.3. МДП-структуры. Энергетическая зонная диаграмма при тепловом равновесии

Структура Металл – диэлектрик – полупроводник является базовой для формирования БТ с изолированным затвором, частным вариантом которого является МОП-структура, изображенная на рис. 5.4.

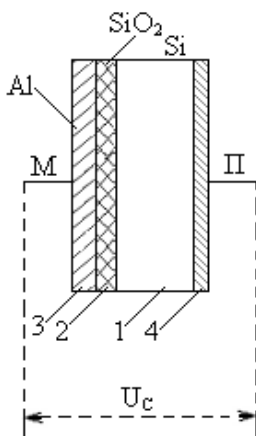


Рис. 5.4. МДП-структура:

1 – полупроводник; 2 – диэлектрик; 3 – металл; 4 – омический контакт

Внешнее напряжение прикладывается к структуре и положительно, если к металлу приложено положительное смещение, и отрицательно, если напряжение обратной полярности. При построении энергетической зонной диаграммы МДП-структуры исходным условием является постоянство уровней Ферми при тепловом равновесии.

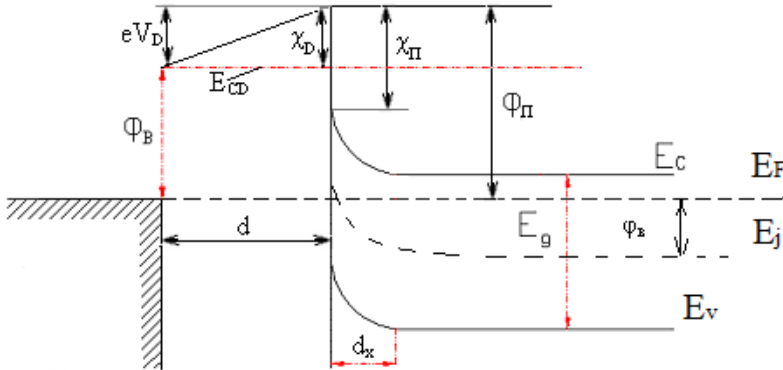


Рис. 5.5. Зонная диаграмма МДП-структуры с полупроводником *p*-типа:
 $\Phi_B = e\psi_B$; Φ_M – работа выхода Me; Φ_P – работа выхода полупроводника;
 Φ_B – потенциальный барьер контакта металл–диэлектрик; E_{CD} – уровень дна зоны проводимости диэлектрика; χ_D – электронное сродство диэлектрика;
 χ_P – электронное сродство полупроводника; ψ_B – разность потенциалов между $(E_F - E_{Fi}) / e$

В идеальной структуре зоны являются плоскими.

При $U = 0$ разность энергий – $\Phi_{MS} = \Phi_M - (x + E_g - e\psi_B)$.

Заряд, возникающий в структуре, состоит из заряда, возникшего в полупроводнике, и эквивалентного заряда противоположного знака (в Me), отделенного от полупроводника диэлектриком. Если к идеальной структуре прикладывается положительное или отрицательное напряжение, могут возникать следующие состояния. К металлическому электроду приложено $U > 0$, дно зоны проводимости смещается вниз и происходит накопление заряда, т. к. концентрация НЗ экспоненциально зависит от $E_C - E_F$, то изгиб зон приводит к аккумуляции основных НЗ вблизи поверхности полупроводника. Это соответствует режиму обогащения. Если прикладывается малое $U < 0$, зоны изгибаются вверх и происходит уменьшение концентрации основных НЗ – обеднение. Если к структуре прикладывать

большое отрицательное напряжение, зоны изгибаются вверх так, что E_{Fi} пересекает E_F . При этом число дырок становится больше числа электронов – это инверсия.

Для полупроводника p -типа проводимости полярность обратная. Рассмотрим зонную диаграмму полупроводника p -типа проводимости. При тепловом равновесии МДП-структура представляет собой конденсатор, заряженный до напряжения U_c .

Подача напряжения смещения между Ме и п/п выводит систему из состояния равновесия и изменяет накопленный заряд. Следовательно, напряжение вызывает изменение заряда на обкладках конденсатора. При $U = \frac{1}{e}\varphi_s = V_s$ энергетические зоны в п/п выравниваются и устанавливается состояние плоских зон:

$$V_s = \frac{1}{e}(\varphi_M - \varphi_P).$$

Если подложка заземлена и $|V_M| > V_{sf}$ у поверхности п/п в МДП-конденсаторе начинается накопление положительного заряда, который образуется за счет увеличения количества дырок у поверхности. $P_S > N_A$ в глубине п/п – поверхностное обогащение, а поверхностная область с увеличенным числом дырок – обогащенный слой. Он представляет собой объемный заряд, образованный свободными НЗ. При $U_{мп} \approx 0$ отрицательный заряд накапливается у поверхности п/п n -типа, а положительный – на Ме. Если этот заряд усилить путем подачи положительного потенциала, то будет расти положительный заряд на Ме электроде – режим поверхностного обеднения.

С возрастанием напряжения увеличивается поле поверхности п/п и изгиб зон увеличивается (существенно). Эта область обеднена основными НЗ. Следовательно, генерация НЗ превосходит их рекомбинацию. Электрическое поле разделяет генерированные пары, т. е. дырки оттягиваются в глубину полупроводника, а электроны движутся к границе диэлектрик-полупроводник, где остаются из-за энергетического барьера. Если при изгибе зон в п/п E_F остается постоянным, то при высоком потенциале V_M происходит пересечение E_{Fi} . Появляется область с избыточной концентрацией электронов (рис. 5.6).

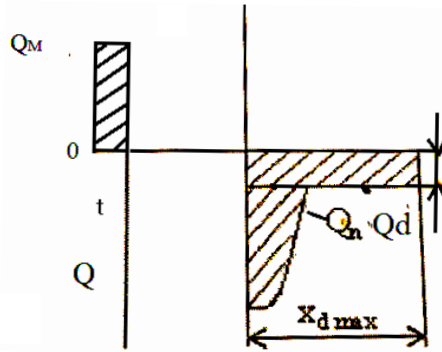


Рис. 5.6. Распределение зарядов в структуре МДП

Такое напряжение создает в полупроводнике инверсный слой. Здесь у поверхности п/п количество электронов превышает количество дырок, следовательно, V_M индуцирует около поверхности п/п $p-n$ -переход. Q_n – слой свободных электронов в индуцированной n -области. Когда у поверхности E_{Fi} немного перекрывает E_F – режим слабой инверсии. Если $(E_C - E_F)$ у поверхности меньше $(E_C - E_F)$ в глубине п/п, то концентрация электронов в инверсном слое высокая и находится в режиме инверсии. Все три режима можно задавать, меняя напряжение между Me переходом и п/п подложкой. Благодаря этому металлу слой называется затвором. При создании реальных п/п приборов предпочтительнее изготавливать МОП-структуру не из Me , а из сильно легированного полупроводника.

5.4. Емкость МДП-структуры

Рассмотрим МДП-структуру с постоянным U_3 , при котором поверхность п/п находится в режиме обогащения. На структуре Si p -типа этому режиму соответствует отрицательный потенциал на затворе $-V_3$. Если на V_3 наложить переменную составляющую U_3 , то заряды претерпевают изменение и результат изменения отражает емкость диэлектрика. Удельная емкость C_S в режиме обогащения стремится к емкости диэлектрика:

$$C_{окс} = \varepsilon_{окс} / x_{окс},$$

где x – толщина оксида.

Удельная емкость C_S МДП-структуры в общем случае определяется емкостью диэлектрика и обедненного слоя:

$$C_S = \left[\frac{x_{ox}}{\epsilon_{ox}} + \left(\frac{kT}{e^2 \epsilon_s N_A} \right)^{1/2} \right]^{-1} = \left[\frac{1}{C_{ox}} + \frac{L_D}{\epsilon_s} \right]^{-1}. \quad (5.7)$$

Когда $V_3 > U$ плоских зон (V_{SF}), то МДП-структура входит в режим обеднения. В этом режиме полная емкость состоит из последовательно соединенных емкостей диэлектрика и приповерхностной обедненной области п/п.

$$C^{-1} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{n/n}} = \left(\frac{1}{C_{ox}} + \frac{x_d}{\epsilon_s} \right)^{-1},$$

где x_d – ширина приповерхностного обедненного слоя п/п, зависящая от напряжения на затворе;

$$\epsilon_s - \epsilon_{n/n}.$$

С увеличением ширины обедненной области полная емкость МДП-структуры уменьшается.

5.5. Теоретический анализ МДП-структуры

1. Анализ при тепловом равновесии.

Зонная диаграмма

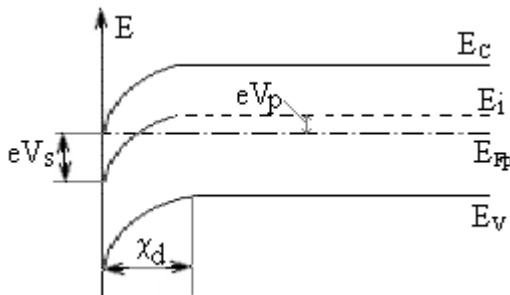


Рис. 5.7. Зонная диаграмма полупроводника

На первой стадии принимают, что приповерхностная область п/п находится в равновесии с его объемом. Потенциал в п/п:

$$V(x) = [E_F - E_i(x)]/e.$$

Уровень E_F при тепловом равновесии постоянен. Для п/п p -типа потенциал $\phi_p = eV_p$, в электронейтральном объеме п/п отрицателен. У поверхности потенциал:

$$V_s = V(0) = [E_F - E_i(0)]/e.$$

Концентрации НЗ связаны с $V(x)$ следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} p &= n_i \exp\left(-\frac{eV(x)}{kT}\right), \\ n &= n_i \exp\left(\frac{eV(x)}{kT}\right). \end{aligned} \quad (5.8)$$

Из соотношения (5.8) определяем поверхностные концентрации свободных НЗ n_s, p_s в виде функций

$$\begin{aligned} p_s &= N_A \exp\left[\frac{e(V_p - V_s)}{kT}\right], \\ n_s &= \frac{n_i^2}{N_A} \exp\left[\frac{e(V_s - V_p)}{kT}\right]. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Максимальная ширина обедненного слоя xd_{\max} определяется зависимостью

$$xd_{\max} = \left(\frac{4\epsilon_s |V_p|}{eN_A}\right)^{1/2}.$$

Полный удельный заряд в обедненном слое п/п:

$$Qd = -eN_A xd_{\max} = -\left[\frac{4\epsilon_s eN_A}{V_p}\right]^{1/2}. \quad (5.10)$$

5.6. Анализ неравновесного состояния

После смещения МДП-структуры в режим инверсии между поверхностью и объемом п/п образуется p - n -переход. Если рядом имеется диффузионная емкость n -типа, контактная с инвертированной поверхностью п/п, то на p - n -переход можно подать независимое напряжение смещения, что соответствует созданию в п/п неравновесного состояния, вызывающего между приповерхностным слоем и объемом п/п некоторый ток. Зонная диаграмма, когда к инвертируемой поверхности п/п приложено напряжение смещения, имеет вид:

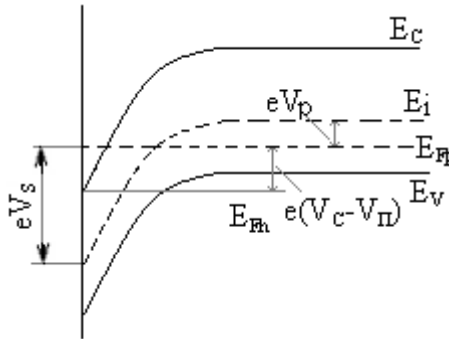


Рис. 5.8. Зонная диаграмма инверсионной поверхности п/п p -типа

$U = V_c - V_p$ – приложенное напряжение между каналом (инверсионным слоем) и подложкой. Когда имеется обратное смещение, поверхностный потенциал, соответствующий началу сильной инверсии, равен

$$V_s = -V_p + (V_c - V_n).$$

Это смещение увеличивает диапазон затворных напряжений, при которых приповерхностная область находится в режиме обеднения и xd_{\max} возрастает. При переходе в режим сильной инверсии изменение поверхностного потенциала будет соответствовать выражению V_s .

Подвижный заряд определяется из следующей зависимости:

$$Q_n = -C_{ox} [V_3 - V_{SF} - V_c - 2|V_p|] + [2\epsilon_s e N_A (2|V_p| + V_c - V_p)]^{1/2}. \quad (5.11)$$

В режиме сильной инверсии при наличии $U_{обр}$ между каналом и подложкой с учетом (5.11) определяется затворное напряжение U_T , которое необходимо для индуцирования проводящего канала у поверхности п/п. Это U_T – пороговое напряжение, определяется как напряжение на затворе, при котором $Q_n \rightarrow 0$. С учетом (5.11):

$$U_T = V_{SF} + V_C + 2|V_p| + (1/C_{ox}) \cdot [2\varepsilon_s e N_A \cdot 2|V_p| + V_c - V_n]^{1/2}.$$

Заряд инверсного слоя выражается через разность между приложенным затворным и пороговым напряжениями – $Q_n = -C_{ox}(V_C - V_T)$.

5.7. Влияние различных факторов на характеристики МДП-структуры

5.7.1. Заряд в окисле и на границе раздела

Заряд в окисле существенно влияет на характеристики и свойства МДП-структуры. Считается, что заряд плотностью Q_{ox} заключен внутри диэлектрика в плоскости $X = X_1$, как показано на рис. 5.9.

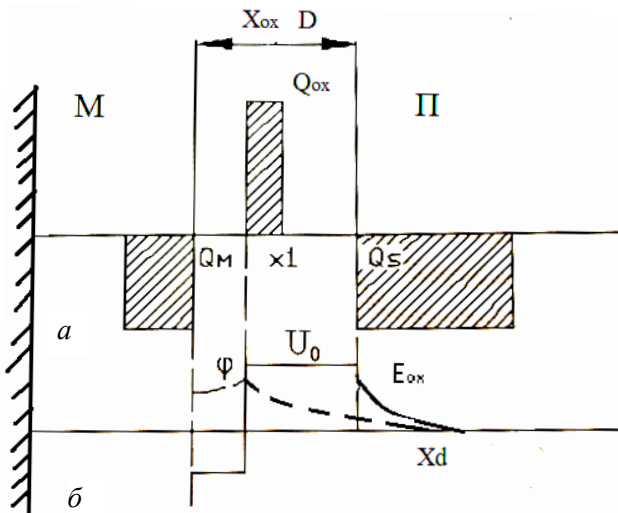


Рис. 5.9. Заряд в окисле

Заряды в X_1 будут наводить равные по величине и противоположные по знаку заряды, распределение между п\п и металлическим затвором. Чем ближе X_1 к границе диэлектрик–п\п, тем выше наведенный заряд в п\п. Так как наведенный заряд изменяет полный заряд в п\п при тепловом равновесии, то он меняет напряжение плоских зон. Изменение V_{SF} равно

$$\Delta V_{SF} = X_1 E_{ox} = X_1 Q_{ox} / \epsilon_{ox}.$$

Если выразить через удельную емкость окисла, то изменение V_{SF} равно

$$\Delta V_{SF} = X_1 Q_{ox} / C_{ox} X_{ox}.$$

5.7.2. Поверхностные эффекты в p-n-переходах

В п\п переходах, расположенных рядом с диэлектриком, перекрытых сверху затворным электродом, наблюдается ряд важнейших эффектов: напряжение смещения на p-n-переходе может изменять Q_n в канале и Q_d – в обедненных областях.

На рис. 5.10 показано сечение планарного интегрального диода с n^+ -p-структурой.

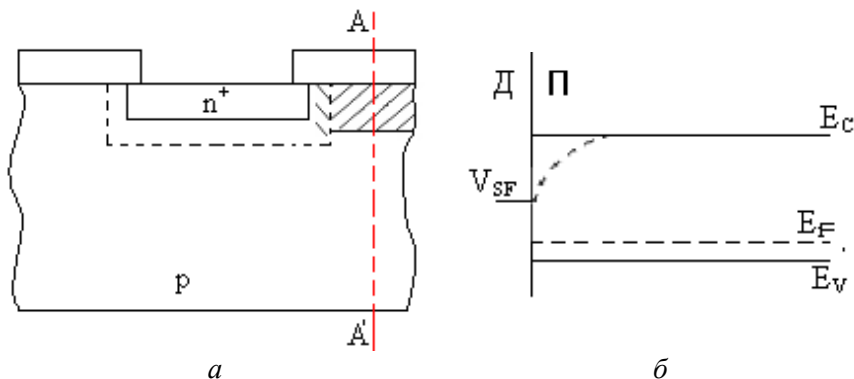


Рис. 5.10. Сечение интегрального диода

Главным источником обратного тока утечки является генерация электронно-дырочных пар в его обедненной области. При анализе

идеального перехода считается, что на границе Si – SiO₂ не создается никаких зарядов и существует режим плоских зон, для создания которого необходимо приложить V_{SF} .

Если над AA' электрода нет, то основное влияние на состояние поверхности п/п оказывает заряд в диэлектрике. Приповерхностная обедненная область у AA' обеспечивает полную область перехода. Если поверхность п/п находится в режиме инверсии, то образуется не только дополнительная обедненная область, но и продолжение *n*-области перехода. Увеличение таких областей увеличивает объем, в котором генерируется ток при обратном смещении перехода.

5.8. МДП-конденсаторы и приборы с зарядовой связью (ПЗС)

Практическое испытание МДП-структур Al-SiO₂-Si – это прецизионный высокоточный конденсатор для ГИС (рис. 5.11).

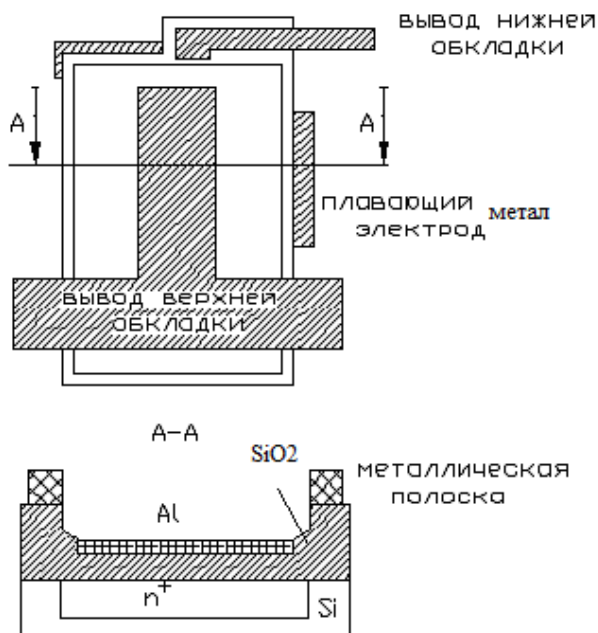


Рис. 5.11. Структура пленочного МДП-конденсатора

МДП-конденсатор с указанной структурой позволяет осуществить точный контроль емкости. Плавающие металлические полоски служат для обеспечения высокоточных емкостей в ходе изготовления конденсаторов и не выполняют никаких схемных функций.

Приборы с зарядовой связью (ПЗС)

Они практически полностью состоят из цепочек или матриц МДП-конденсаторов, расположенных на малом расстоянии друг от друга, т. е. заряд свободных НЗ в инверсном слое (т. е. канале) одного МОП-конденсатора можно передавать в область канала соседнего конденсатора. Такие НЗ управляются напряжением, подаваемым на затвор МОП-конденсатора. Функцию электрического сигнала в ПЗС выполняет заряд в канале.

Принцип действия ПЗС основан на том, что под затвором, на который подается $U_{пор.}$, проводящий канал образуется не мгновенно, для заполнения зарядами за счет генерации требуется определенный интеграл времени, для установления теплового равновесия между поверхностью и объемом, и является источником зависимости емкости от $U_{затв.}$. На рис. 5.12 изображена структура ПЗС с тремя ячейками.

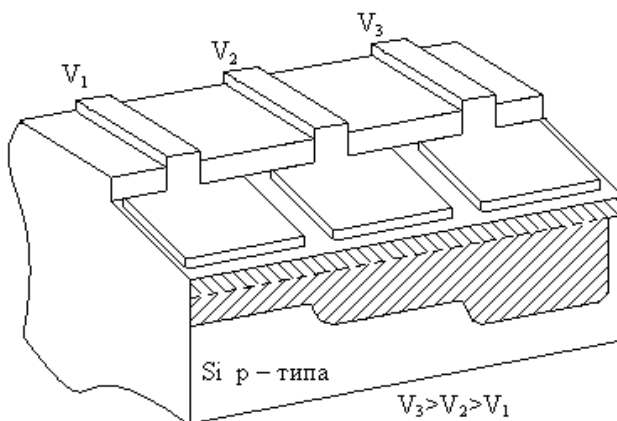


Рис. 5.12. Структура прибора с зарядовой связью

Пусть на средний затвор подано более высокое V_2 , чем на V_1 , и оно превышает пороговое V_T . Если в приповерхностную область

введены электроны, то при таком сочетании они будут сосредоточены в канале под средним затвором. Подача на правый затвор V_3 заставит электроны перейти в канал под V_3 . После этого на среднем затворе V можно уменьшить до V_1 , а затем, V_3 уменьшить до V_2 . Следовательно, происходит в канале перемещение заряда на один каскад вправо. В цифровых ПЗС 1 и 0 обычно представлены наличием или отсутствием заряда в канале, а сами МОП-конденсаторы располагаются в длинные ряды.

На рис. 5.13 показан девятикаскадный ПЗС, в котором заряды находятся на пике с максимальным потенциалом.

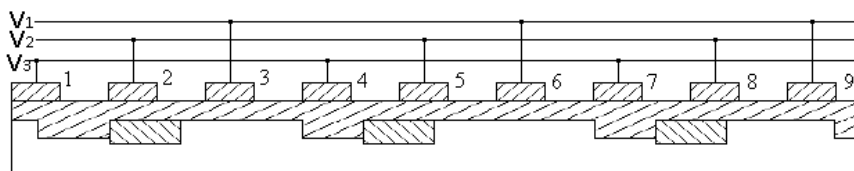


Рис. 5.13. ПЗС с девятью ячейками

Заряды находятся в каскадах на 1, 4, 7, на которых $V_3 > V_2 > V_1 > V_T$.

После подачи напряжения на 2, равного V_3 , а на 3 напряжения, стремящегося к V_2 , происходит перемещение зарядов. 1–2; 4–5; 7–8, следовательно, сигналы синхронно перемещаются через ПЗС-схемы со скоростью, определяемой временными параметрами.

В ПЗС-цепях можно хранить аналоговые сигналы, на них можно выполнять задержки. Матрицы ПЗ – формирователи изображения. Область ПЗС-каскадов смещается в режим обеднения, и в течение некоторого времени на нее проектируется сфокусированное изображение, которое усиливается под ПЗС-затворами тем сильнее, чем больше яркость участков изображения.

5.9. Лавинные, туннельные и электролюминесцентные МДП-структуры



М Если напряжение смещения, прикладываемое к МДП-структуре, нарастает так быстро, что инверсный слой не успевает образоваться, то С емкость убывает, а область пространственного

заряда распространяется в области п/п. Если приложить импульсное U с амплитудой $U \geq E_{пр}$, то возникает ударная ионизация, ограничивающая дальнейшее увеличение электрического поля. Напряжение $U \geq E_{пр}$ прикладывается к слою диэлектрика. Значение U_3 зависит от степени легирования п/п (рис. 5.14).

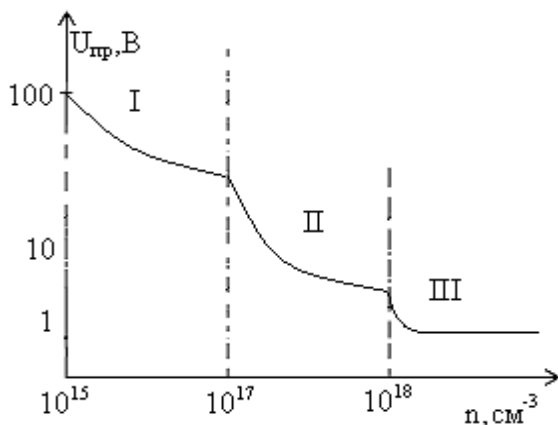


Рис. 5.14. Зависимость $U_{пр}$ от концентрации примеси в полупроводнике

При слабом легировании (область I) слой пространственного заряда широкий и краевое электрическое поле большое.

Для области II происходит уменьшение слоя пространственного заряда.

$U_{пр}$ уменьшается и соответствует теоретическому значению резкого p - n -периода. При очень высокой степени легирования ($n > 10^{18}$) происходит туннелирование НЗ области III, т. к. максимальный изгиб зон для $E_g(\text{Si}) \sim 1 \text{ В}$, то $U_{пр} \approx 1,1 \text{ В}$. Эти эффекты используются для создания электролюминесцентных МДП-диодов.

Структура электролюминесцентного диода.

Для образцов p -типа при приложении $(+U_3)$ зоны изгибаются вниз и неосновные НЗ (электроны) накапливаются на границе п/п–диэлектрик. При смене полярности $(-U_3)$ зоны изгибаются вверх, на поверхности скапливаются дырки, а ранее генерируемые электроны диффундируют, дрейфуют в объем п/п и рекомбинируют с дырками, испуская кванты света. Чтобы быстро генерировать электроны в по-

ложительный полупериод U_3 , необходимо использовать лавинное умножение. Наряду с электролюминесцентной МДП-структуры могут использоваться для оптического детектирования.

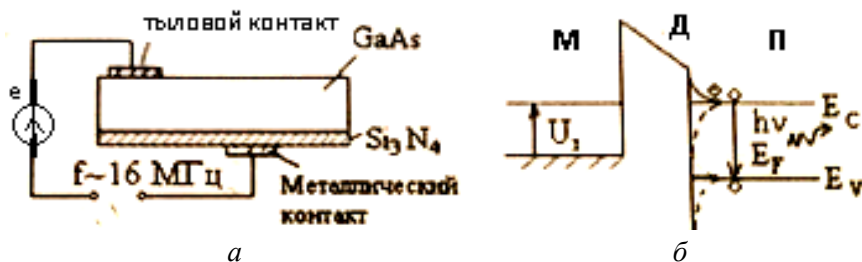


Рис. 5.15. Структура и зонная диаграмма электролюминесцентного диода

5.10. Туннельные МДП-структуры

При некоторых условиях ВАХ МДП-структур с очень тонкими изолированными слоями на вырожденных п/п имеют область отрицательного сопротивления, как и для туннельных диодов.

Рассмотрим полупроводниковую p^{++} -структуру.

При приложении положительного напряжения к Ме (рис. 5.16, а) электроны туннелируют из E_v в Ме. При приложении малого отрицательного напряжения, электроны туннелируют из Ме на свободное состояние в E_v . При увеличении отрицательного напряжения происходит увеличение эффективной высоты барьера для электронов, туннелируемых из Ме в E_v , т. е. возникает отрицательная ВАХ. Но электроны с более высокой энергией в Ме могут туннелировать по поверхностным состояниям и рекомбинировать с дырками в E_v (2). При высоком значении отрицательного напряжения возникает 3-я быстро возрастающая компонента туннельного тока из Ме в E_c . ВАХ показана на рис. 5.16, з. Для Si-х образцов p^{++} с толщиной слоя диэлектрика в пределах 20 \AA (d_0). Если ток в структуре связать с плотностью поверхностных состояний, то с увеличением этих состояний увеличивается ток по пути (2). Аналогично работает структура n^{++} П-D-M при приложении внешнего напряжения обратной полярности.

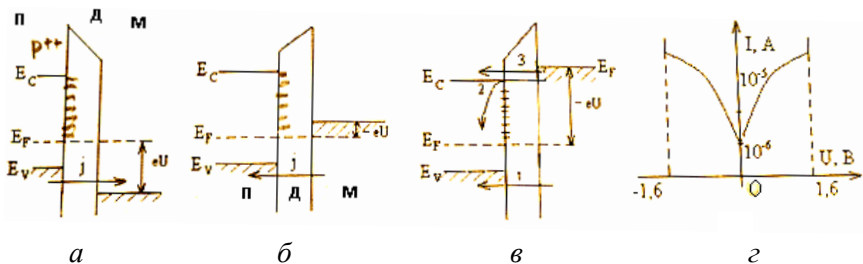


Рис. 5.16. Туннельные МДП-структуры

Глава 6. МДП-ТРАНЗИСТОРЫ. ОСНОВЫ ТЕОРИИ, ОБЛАСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

МДП-транзисторы – это полевые транзисторы с изолированным затвором, которые подразделяются на приборы со встроенным и индуцированным каналами.

6.1. МДП-транзисторы со встроенным каналом

Структурно МДП-транзистор *n*-типа имеет вид, приведенный на рис. 6.1.

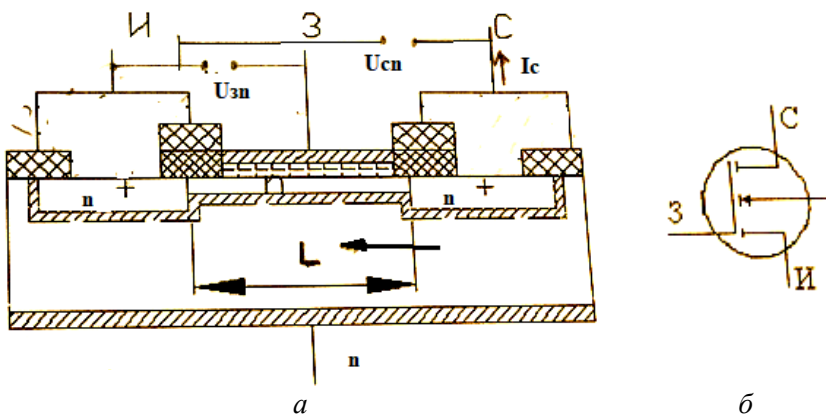


Рис. 6.1. Структура МДП-транзистора со встроенным каналом (а), и его схемное обозначение (б)

Для нормального функционирования транзистора к истоку (И) и затвору (З) прикладывается управляющее напряжение $U_{зи}$, а к электродам И, С – напряжение прямой полярности.

Затвор представляет металлическую пленку (Al), нанесенную на поверхность высококачественного диэлектрика SiO_2 . Исток и сток выполнены в виде сильнолегированных n^+ -областей, образованных в подложке Si p -типа проводимости.

При $U_{зи} = 0$ $I_{вых}$ (I_c) при изменении $U_{си}$ определяется сопротивлением канала. Канал может обедняться и обогащаться электронами под воздействием $U_{зи} \neq 0$. При отрицательном U_3 электроны вытесняются из канала в подложку, сопротивление канала возрастает и ток стока уменьшается, т. е. канал обедняется НЗ и его проводимость уменьшается. При подаче положительного U_3 происходит обогащение объема канала электронами, его проводимость увеличивается, увеличивается ток стока. В первом случае режим работы соответствует режиму обеднения, во втором – режиму обогащения. Варьируя $U_{зи}$ и изменяя его полярность, можно изменять I_c транзистора. При положительном $U_{зи}$ – режим обогащения, при отрицательном $U_{зи}$ – режим обеднения.

Когда к стоку приложено $U_{см}$ исток электрически соединен с подложкой. Уравнение ВАХ транзистора описывается следующим выражением:

$$I_c = \mu C_{ox} \frac{W}{l} \left\{ \left(U_3 - V_D - \varphi_s + \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} - \frac{1}{2} U_{си} \right) U_{си} - \frac{(2\varepsilon_s e N_D)^{1/2}}{3C_{ox}} [1 - U_{си} - \varphi_s]^{3/2} - \varphi_s^{3/2} \right\}. \quad (6.1)$$

Если заряд в канале распределяется равномерно, то (6.1) имеет вид:

$$I_c = \frac{\varepsilon_s \mu W}{d_{ox} l} \left[(U_{зи} - U_T) \cdot U_{си} - \frac{1}{2} U_{си}^2 \right]. \quad (6.2)$$

В соответствии с (6.2) семейство выходных характеристик транзистора $I_c = f(U_{си})|U_{зи} = \text{const}$ представлено на рис. 6.2.

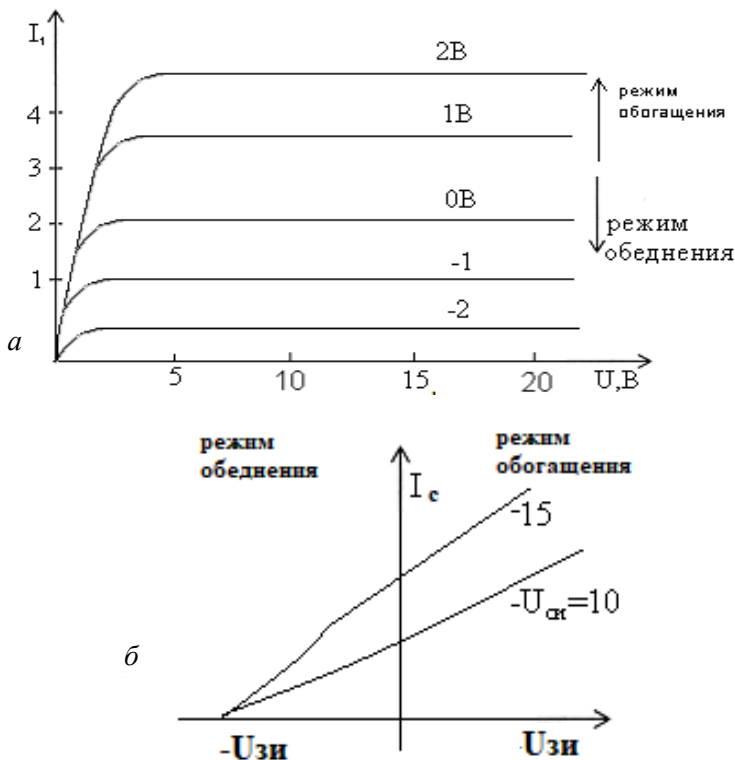


Рис. 6.2. Семейство ВАХ МДП-транзистора

При увеличении $U_{си}$ I_c сначала быстро увеличивается, затем при $U_{си} = U_{зи} = U_T$ происходит отсечка канала, и транзистор переходит в режим насыщения.

Переходные характеристики: $I_c = f(U_{зи}) | U_{си} = \text{const}$.

Передаточная характеристика отображается зависимостью

$$I_c = \beta (U_{си} - U_T)^2, \quad (6.3)$$

где $\beta = \frac{\epsilon_d \mu W}{d_{ox} l}$ – отражает проводимость канала, характеризует зависимость выходного тока от управляющего напряжения.

Основные параметры МДП-транзистора:

$R_{\text{вх}} = \text{сотни Мом};$

$R_{\text{вых}} \approx R_{\text{к}};$

Крутизна $S = \Delta I_{\text{с}} / \Delta U_{\text{зи}};$

$k_{\text{и}}$ и емкости ($C_{\text{вх}}, C_{\text{вых}}, C_{\text{прох-я}}$).

6.2. МДП-транзисторы с индуцированным каналом

Структура и принцип работы (рис. 6.3).

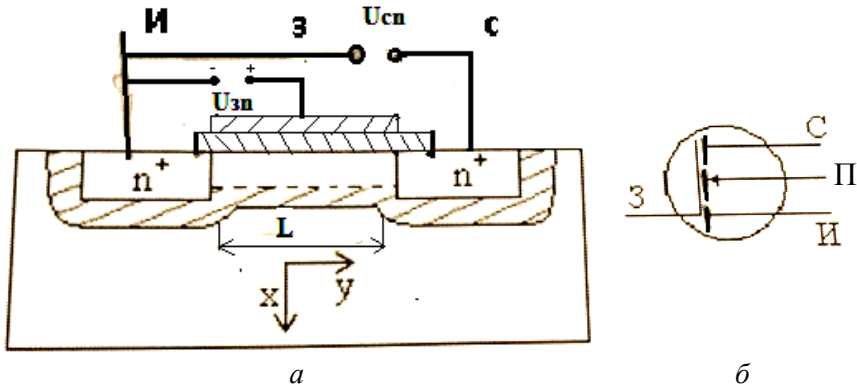


Рис. 6.3. Структура (а), схемное обозначение МДП-транзистора (б)

Транзистор состоит из МДП-структуры и содержит поверхностный (инвертирующий) слой между двумя диффузионными переходами. При отсутствии или $U_{\text{зи}} < 0$ диффузионные переходы (И) и (С) не имеют электрической связи друг с другом и $R_{\text{вх}} \rightarrow \infty$. Когда поверхность инвертирована, т. е. $U_{\text{зи}} > 0$ и между переходами (С) и (И) приложено $U_{\text{си}} > 0$, то электроны могут входить в канал из одного перехода (И) и входить из канала в другой переход (С). Эти электроны движутся в той области подложки, где они являются основными НЗ, т. е. в индуцированном канале.

Упрощенная теория МДП-транзистора

Истоковая и стоковая диффузионные области n -типа в МДП-транзисторе отстают друг от друга на расстояние, равное длине канала L . Направление его совпадает с y , а направление в глубину

подложки – x . L незначительна. Направление ширины канала W перпендикулярно L по оси Z . W выбирается из требований, предъявляемых при проектировании транзисторов и ИС. Типовая толщина окиси $d_{ox} \approx 20\text{--}40$ нм. МДП-транзистор представляет собой прибор с контактами к истоку, стоку, затвору, подложке.

6.2.1. Анализ работы транзистора по методу управления зарядом

Сначала анализируем характеристики МДП-транзистора при малых $U_{си}$ так, что в промежутке между электродами заряд в канале слабо зависит от координат. Приповерхностная область однородна по всей длине канала. Если потенциал подложки равен нулю, а потенциал затвора увеличивается, то сначала (С) и (И) – изолированы. Когда $V_3 = V_{SF}$ вдоль канала образуется обедненная область, ширина которой увеличивается.

При увеличении V_3 поверхностный потенциал V_s из отрицательного становится положительным и начинается инверсия. При малой инверсии текут малые предпороговые токи, после начала сильной инверсии увеличивается V_3 , вызывая лишь незначительное изменение заряда Q_d , и дополнительное приращение V_3 идет на увеличение плотности заряда электронов Q_n в инверсном слое, который увеличивается пропорционально. $(V_3 - U_T)$ при незначительном увеличении $U_{си}$ ток I_c зависит от этой разности линейно.

6.2.2. Анализ работы транзистора при однородных условиях в канале

Ток I_c связан с полным зарядом в канале Q_s и t_r и определяется из зависимости

$$I_c = Q_s / t_r.$$

Полный заряд: $Q_s = Q_n WL = -C_{ox}(U_3 - U_T)WL$, где Q_n – удельный поверхностный заряд.

Следовательно, при малых стоковых напряжениях

$$I_{C_0} = \mu_n C_{ox} (W/L)(U_3 - U_T)U_{си}. \quad (6.4)$$

Анализ для неоднородного канала

Напряжение $U_{\text{си}}$ в данном режиме изменяется непрерывно, следовательно, для точного представления заряда в канале используется диффузионное уравнение, т. е. определяется приращение по длине канала, который выражается в виде функции по $I_{\text{к}}$, затем интегрируем по $(0 - e)$, получается уравнение для $I_c = f(U_{\text{си}})$. Предполагается, что электрическое поле в направлении протекания тока значительно слабее, чем в направлении, перпендикулярном поверхности Si.

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} \ll \frac{\partial \varphi}{\partial x}.$$

Окончательное выражение $I_c = f(U_3, U_{\text{си}})$ описывается следующей зависимостью, то есть ВАХ транзистора:

$$I_c = \mu_n \cdot C_{\text{ox}} (W/L) \left[(V_3 - U_T) U_{\text{си}} - \frac{1}{2} U_{\text{си}}^2 \right]. \quad (6.5)$$

Выражение (6.5) является уравнением выходного тока.

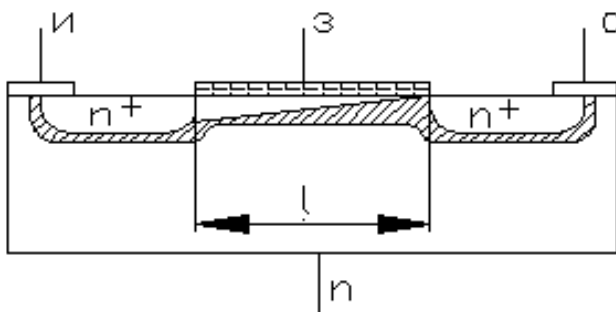


Рис. 6.4. Структура транзистора при неоднородных условиях в канале

Для напряжения $U_{\text{си}} > (V_3 - U_T)$ зависимость $I_c = f(U_{\text{си}})$ определяется с учетом того, что электроны, движущиеся в канале, не встречают барьера при приближении к стоку. При $U_{\text{си}} > V_3 - U_T$ они попадают в область сильного электрического поля с низкой электронной концентрацией, где ускоряются в направлении емкости, достигая

предельной скорости дрейфа. Следовательно, I_c в таком режиме определяется интенсивностью поступления электронов на край области, принимая, что I_c при $U_{си} > U_3 - U_T$ становится постоянным, т. е. насыщается, что можно представить на графике $I_c = f(U_{си})$. Максимум кривых находится при стоковых напряжениях, соответствующих напряжениям насыщения $U_{си\text{ нас}}$, когда свободный заряд в области стока равен нулю.

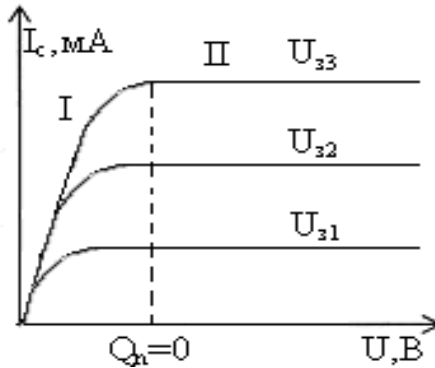


Рис. 6.5. Семейство выходных характеристик транзистора

Напряжение насыщения:

$$U_{\text{нас}} = (U_3 - U_T) + U = U_3 + V_{SF} - 2|\varphi_n| - (1/C_{ox}) \times \{2e\epsilon_s N_A [2|\varphi_n| + (U - U_n)]\}^{1/2}. \quad (6.6)$$

В этом режиме конец канала находится в точке $y = \dot{L}$, где $U_{\text{канала}}(U_y) = U_{си\text{ нас}}$. Ток I_c при $U > U_{\text{нас}}$ определяется из зависимости

$$I_c = \left(\frac{\mu_n W C_{ox}}{2L'} \right) \cdot (U_3 - U_T)^2, \quad (6.7)$$

где U_T – пороговое напряжение у стока, зависящее от $U_{си}$, следовательно, на рис. 6.5 изображены полные ВАХ $I_c = f(U_{си})$ для $U_3 = \text{const}$.

Из (6.6) следует, что стоковые напряжения $U_{\text{нас}}$ определяются из условия $Q_n = 0$. Выходной ток в случае $U_{\text{си}} < U_{\text{нас}} / (U_3 - U_T)$ определяется из (6.5), в обратном случае из (6.7).

6.2.3. Уравнения МДП-транзистора для анализа в электронных схемах

На рис 6.4 отражено, что поведение транзистора моделируется выражениями (6.5) и (6.7). Когда $U_3 > 0$ (для образования индуцированного канала) графики $I_c = f(U_{\text{си}})$ имеют две области. Первая – область малых напряжений (в которой канал существует на протяжении всей области). Вторая – область насыщения ($U_{\text{си}} > U_{\text{нас}}$), в которой ток течет через околостоковую область объемного заряда с сильным электрическим полем.

При проектировании схем достаточно иметь приблизительное описание характеристик транзистора. Уравнение для расчета $I_{\text{вых}}$ в режиме насыщения имеет вид:

$$I_c = k_1 \left(\frac{W}{2L} \right) (U_3 - U_T)^2 = \frac{k}{2} (U_3 - U_T)^2, \quad (6.8)$$

где k_1 – коэффициент, определяемый путем измерения $I_{c \text{ нас}}$ при заданном U_3 .

Для ненасыщенного МДП-транзистора:

$$I_c = k \left[(U_3 - U_T) U_{\text{си}} - \frac{1}{2} U_{\text{си}}^2 \right]. \quad (6.9)$$

Большинство инженерных расчетов электрических схем на МДП-транзисторах выполняются с помощью (6.8) и (6.9).

6.2.4. Характеристики и параметры МДП-транзистора с индуцированным каналом

Для получения статических параметров МДП-транзисторов с индуцированным каналом часто используется метод, предусматривающий соединение друг с другом затвора и стока и измерение $I = f(U_{\text{си}})$ (рис. 6.6).

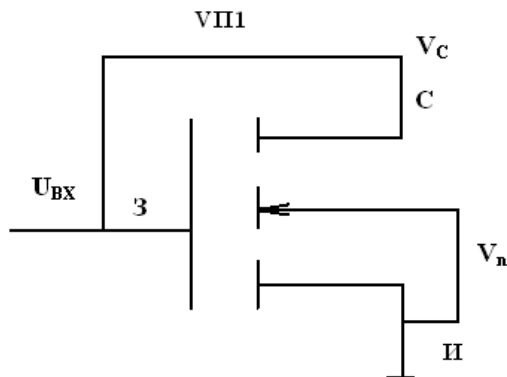


Рис. 6.6. Схема исследования характеристик транзистора

В соответствии со схемой транзистор находится в режиме насыщения тока и, следовательно, его можно описать уравнением

$$I_c^{\text{нас}} = k_1 \frac{W}{2L} (U_3 - U_T)^2 = \frac{k}{2} (U_3 - U_T)^2, \quad (6.10)$$

согласно которому график зависимости $I_c^{1/2} = f(U_3)$ линеен.

Типовые результаты для такого режима показаны на рис. 6.7.

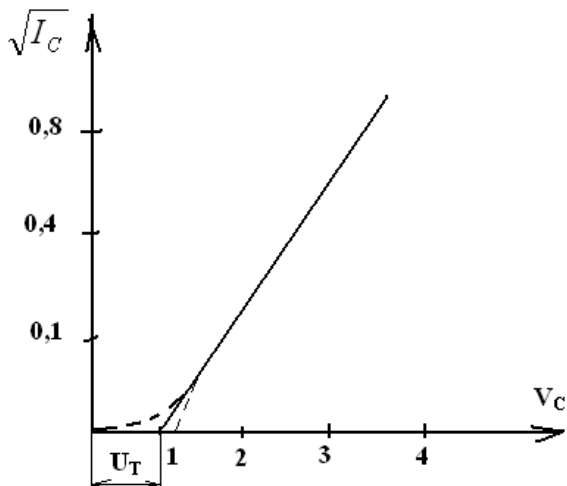


Рис. 6.7. ВАХ характеристика МДП-транзистора

Пороговое напряжение U_T определяется в точке пересечения предположения характеристики с осью абсцисс, а значение $k/2$ определяется наклоном этого графика. Участок (- - -) – ток I_c предпорогового уровня.

Обратное смещение между истоком и подложкой $U_{ин}$ уменьшает поверхностную плотность свободных носителей заряда в канале.

При наличии $U_{ин}$ U_T n -каналов МДП-транзисторов становится более положительным, а p -каналов – более отрицательным.

Изменение U_T в таких структурах для подложек с постоянной примесной концентрацией составит

$$\Delta U_T = \left(2\varepsilon_S e \frac{N_A}{C_{OX}} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left[(2|\varphi_u| + |V_{SF}|)^{\frac{1}{2}} - (2|\varphi_u|)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (6.11)$$

$$\gamma = \left(2\varepsilon_S e \frac{N_A}{C_{OX}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (6.12)$$

где γ – коэффициент влияния подложки.

При анализе транзисторных схем с помощью γ учитывается изменение U_T , если $U_{ин} \neq 0$.

Крутизна транзистора определяется зависимостью

$$S = \frac{\partial I_C}{\partial U_{зи}}, \quad (6.13)$$

которая для режима работы транзистора, когда $U_{си} < U_3 - U_T$, оценивается как

$$S = \mu_n C_{OX} \frac{W}{L} U_{си}, \quad (6.14)$$

где S линейно увеличивается с возрастанием U_C .

При $U_{си} > U_{си}^{нак}$ S определяется из (6.14).

6.2.5. Малосигнальная модель МДП-транзистора

Для анализа электрических схем используется малосигнальная модель МДП-транзистора, которая изображен на рис. 6.8.

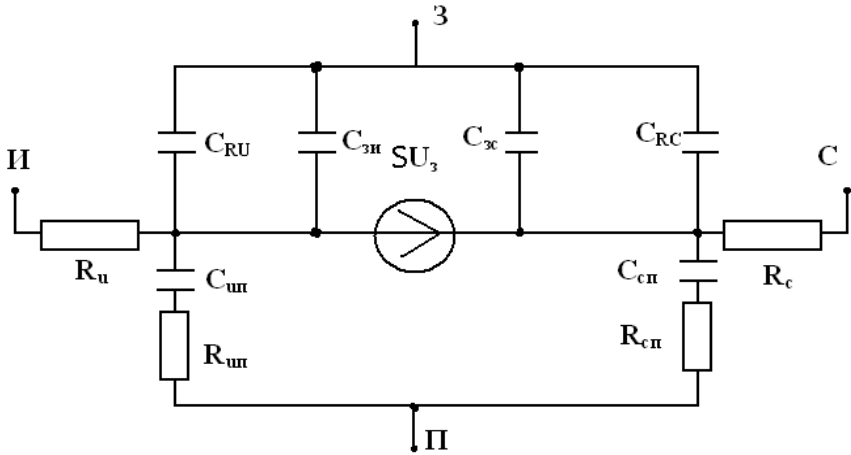


Рис. 6.8. Малосигнальная модель МДП-транзистора

Эквивалентная схема МДП-транзистора составлена из элементов, отображающих основные уравнения приборов и элементов, представленных собственной емкостью и сопротивлением структуры транзистора. Емкости $C_{зи}$, $C_{зс}$ непосредственно связаны с его структурой. Эти емкости отражают потокосцепление с зарядом канала, который определяет функционирование МДП-транзистора. Они обычно определяются из зависимости

$$C_{зи} \approx C_{зс} = C_{OX} \frac{WL}{2}. \quad (6.15)$$

Конденсаторы C_{RU} , C_{RC} представляют паразитные элементы, обусловленные программами совмещения и перекрытием затворным электродом диффузионных областей стока и истока. Если $C_{ун}$, $C_{сп}$ отображают емкости обедненных областей, соответствующих обратнo смещенных переходов.

Резисторы $R_{И}$ и $R_{С}$ – типовые сопротивления областей стока и истока, составляющие величину от 10 до 100 Ом, т. е. представляют омическое сопротивление участков и контактов между внешними электродами и каналом МДП-транзистора. С помощью $R_{ин}$, $R_{сн}$ учитывают омические сопротивления между краями обедненных областей исток-подложка и сток-подложка и омическим контактом к подложке прибора. Источник SU_3 определяет усилительные свойства транзистора.

6.2.6. Пороговое напряжение U_T и управление им

Серьезная проблема при производстве ИС на МДП-транзисторах – это контроль порогового напряжения этих транзисторов. В большинстве ИС требуются обогащенные МДП-транзисторы, т. е. с минимальным пороговым напряжением. Для p -канального МДП-транзистора $U_T < 0$, для n -канального $U_T > 0$.

При $U_3 = U_{П} = 0$, уравнение для U_T :

$$\begin{aligned} U_{Tp} &= V_{SF} + 2|\phi_p| + |Q_d| / C_{OX}, \\ U_{Tn} &= V_{SF} + 2|\phi_n| - |Q_d| / C_{OX}. \end{aligned} \quad (6.16)$$

Изменение U_T в нужном направлении достигается уменьшением C_{OX} путем увеличения толщины затворного окисла. U_T можно регулировать путем изменения $U_{ин}$.

6.3. Комплиментарные МОП-схемы

В цифровых схемах, выполненных на p - и n -канальных транзисторах, включенных последовательно, можно получить малую рассеивающую мощность в установившемся режиме. Такие схемы называются комплиментарными (КМОП) (рис. 6.9).

Два МОП-транзистора соединены последовательно, т. е. сток p -канального транзистора соединен со стоком n -канального, а их затворы соединены друг с другом. Если $U_{вх} < U_T$, p -канальный транзистор имеет большую отрицательную величину относительно подложки n -канального транзистора, достаточную для его включения;

p -канальный КМОП-транзистор образует проводящую цепь между выходом инвертора и источником, а n -канальный транзистор выключен. Так как выходной электрод инвертора соединен со входом других инверсионных схем, которые не потребляют статического тока, то $U_{\text{вых}} \approx U_{\text{пит}} = 1$.

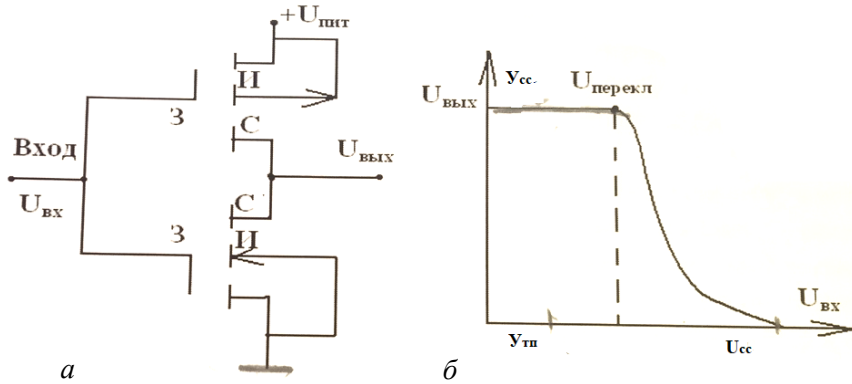


Рис. 6.9. Электрическая схема КМОП инвертора (а), и переходная характеристика (б)

Малое потребление мощности в статическом режиме – первое преимущество КМОП-схем, второе – крутая и четко определенная передаточная характеристика. Поэтому такие схемы являются базовыми в производстве ИС на МОП-транзисторах.

6.4. Особенности МДП-транзисторов с малыми геометрическими размерами

Насыщение скорости дрейфа носителей заряда в канале – один из эффектов, ограничивающих возможность широкого применения простой теории МДП-транзистора при уменьшении длины канала.

Влияние размеров на U_T . Эффект короткого канала

Уравнение U_T базируется на одномерной теории, где объемный заряд под затвором зависит только от вертикального электрического поля E_x . Однако истоковый и стоковый p - n -переходы МДП-транзистора влияют на объемный заряд в области канала. Если $L \gg X_d$,

то данный эффект незначителен, но для МДП-транзистора с короткими каналами он существенно влияет на U_T . Структура транзистора с коротким каналом представлена на рис. 6.10.

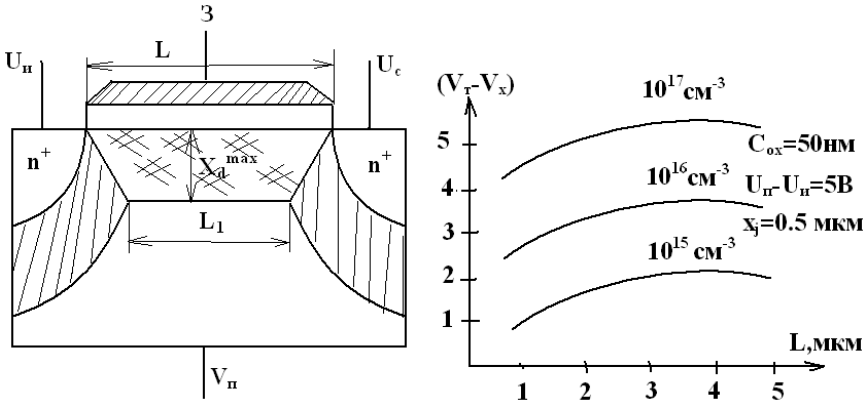


Рис. 6.10. МДП-транзистор с коротким каналом

При существенном уменьшении L обедненная область по длине канала представляет трапецию. Заряд обедненной области:

$$Q_{d1} = eX_d^{\max}WN_A \frac{L + L_1}{2},$$

где W – ширина канала.

Если длина канала велика и размеры областей объемного заряда у истока и стока значительно меньше L_1 , то это расстояние приблизительно равно L .

В этом случае $Q_{d1} = Q_d = eX_d^{\max}WN_A L$.

При уменьшении длины канала $L_1 < L$ и заряд $Q_{d1} < Q_d$, что приводит к уменьшению величины U_T .

Уравнение для U_T МДП-транзисторов с коротким каналом:

$$U_T = V_{SF} + 2|\phi_p| + V_S - f \frac{Q_p}{C_{ox}}. \quad (6.17)$$

Уравнение (6.17) точно предсказывает значение U_T для МОП-транзистора с коротким каналом. Функция f учитывает размеры МДП-структуры.

На рис. 6.10 показано изменение U_T для p -канального МОП-транзистора с указанными параметрами, из которых следует, что уменьшение U_T в результате действия эффекта короткого канала существенно при длине канала $L < 2$ мкм.

Эффект узкого канала

Одномерная модель МДП-транзистора с индуцированным каналом становится неточной и при уменьшении ширины канала, когда W стремится к X_d^{\max} , у поверхности полупроводника этот эффект узкого канала вызывает увеличение U_T , т. к. часть наводимого затвором объемного заряда теряется в краевых полях. Увеличение ΔU_T под действием этого фактора:

$$\Delta U_T = \frac{PeN_A X_d^{\max}}{2C_{OX}W}. \quad (6.18)$$

Эффект узкого канала становится заметным, когда $W < 10X_d^{\max}$.

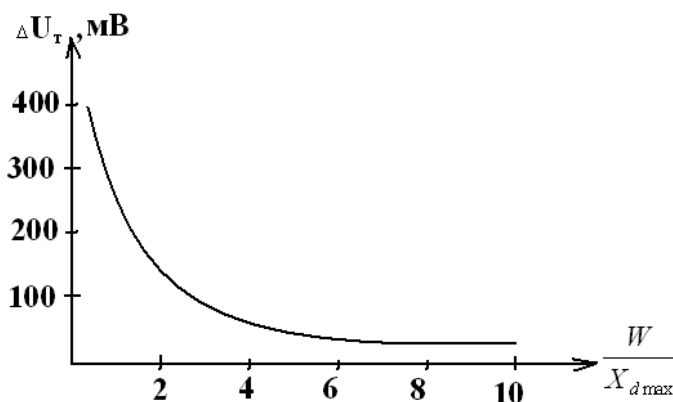


Рис. 6.11. Зависимость ΔU_T от ширины канала

Кривая хорошо согласовывается с оценкой появления заметного сдвига U_T под действием эффекта узкого канала.

6.5. Эффекты горячих носителей заряда в МДП-транзисторах

Электрическое поле вблизи перехода под границей полупроводник-диэлектрик (Si-SiO_2), где стоковый переход находится под затвором, обычно максимально в МДП-транзисторах и оказывает определяющее влияние на эффект горячих носителей.

Электроны или дырки называются горячими носителями, потому что их взаимодействие с электрическим полем сообщает им большую кинетическую энергию, чем их энергия при температуре окружающей среды.

Инжекция в затворный окисел

Свободные носители заряда в коллекторе проходят через область сильного поля E_y около стока, могут набрать высокую энергию и вызвать эффект горячих носителей. На рис. 6.12 показаны основные из этих эффектов.

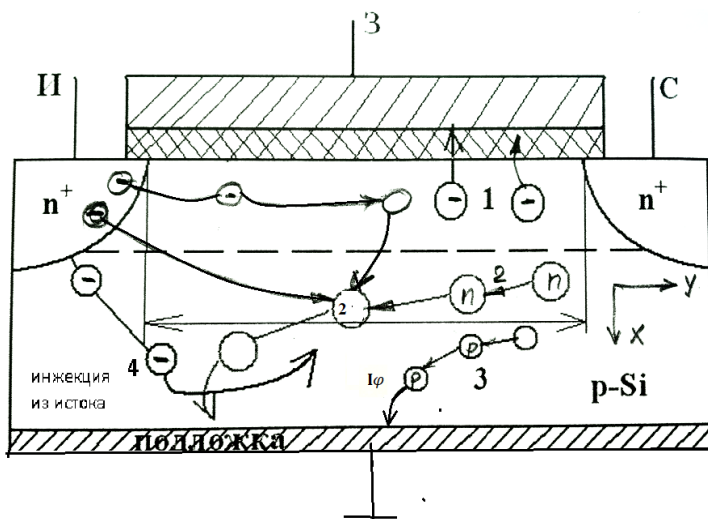


Рис. 6.12. Эффекты горячих носителей заряда

Позиция 1 – горячие электроны проникают в окисный слой (диэлектрика), образовывается ток $I_3 = 10^{-5} \text{ А}$, который снижает стабильность работы прибора.

Пробой в МОП-транзисторах. Лавинное умножение носителей заряда

Высокоэнергетические горячие носители заряда могут быть причиной лавинного образования пар носителей заряда – процесс 2, в этом процессе образуются электроны и дырки, причем дырки коллектируются подложкой, образуя дрейфовую составляющую тока I_n (процесс 3). Уменьшение напряжения на сопротивлении подложки от этого I_n , увеличивает напряжение в структуре транзистора. Локальная инжекция дырок вблизи стока под действием лавинного умножения может увеличить V_n вблизи расположенного рядом истокового перехода настолько, что на истоке возникает режим прямого смещения. Если $U_{см} \geq 0,6$ В, то может начаться инжекция электронов из истока в подложку (процесс 4).

Свободное обеднение

Эффект лавинного пробоя обычно слабо влияет на выбор длины канала L , но когда L уменьшается до 1–2 мкм стоковые токи утечки в МДП-транзисторах появляются при напряжении меньшем напряжения лавинного пробоя. Причина такого снижения напряжения в сквозном обеднении, которое происходит при таком взаимодействии обедненных областей стока и истока, которое снижает потенциальный барьер между ними, препятствующий протеканию электрического тока.

Пробой окисла

При проектировании модели на кремнии следует учитывать не только механизм пробоя в полупроводнике, но и следить за тем, чтобы не превышать энергетическую прочность $E_{пр}$ затворного диэлектрика (изолированного окисла).

Для термически выращенного окисла $E_{пр} \sim 7 \cdot 10^8$ В/см вызывает необратимый пробой, чтобы иметь запас по надежности допустимая напряженность в окисле ограничивается $2 \cdot 10^6$ В/см, что составляет толщину окисла 30 нм, $U = 6$ В.

6.6. Миниатюризация МДП-транзисторов

Изготовление ИС с повышенной плотностью упаковки схемных элементов является базовым стимулом для проектирования МОП с миниатюризацией геометрических размеров (для СБИС). Но если

уменьшать только поверхностные, т. е. горизонтальные размеры прибора, оставляя неизменными другие параметры, то многие характеристики МДП-транзистора ухудшатся.

Миниатюризация с неизменным электрическим полем

Правила миниатюризации основаны на том, что в миниатюрных МДП были такие же элементы, как и в исходном приборе до миниатюризации. Сводка правил масштабной миниатюризации с неизменным электрическим полем приведена в табл. 6.1.

Таблица 6.1

Параметры	Коэффициент масштабной миниатюризации
Поверхностные горизонтальные размеры	$1/k$
Вертикальные размеры, x_j, x_{ox}	$1/k$
Концентрация примесей	k
Токи, напряжения	$1/k$
Плотность тока	k
Удельная емкость	k
Крутизна S	1
Рассеивающая мощность	$1/k^2$
Время задержки	$1/k$

Из табл. 6.1 следует, что вертикальные и горизонтальные размеры прибора уменьшаются в k -раз. Чтобы одновременно уменьшить ширину обедненных слоев, концентрацию примеси необходимо увеличить в k -раз.

На рис. 6.13 отражены результаты применения правил масштабной миниатюризации с постоянным электрическим полем для МДП-транзистора с пятикратным уменьшением размеров при исходной длине $L = 5$ мкм.

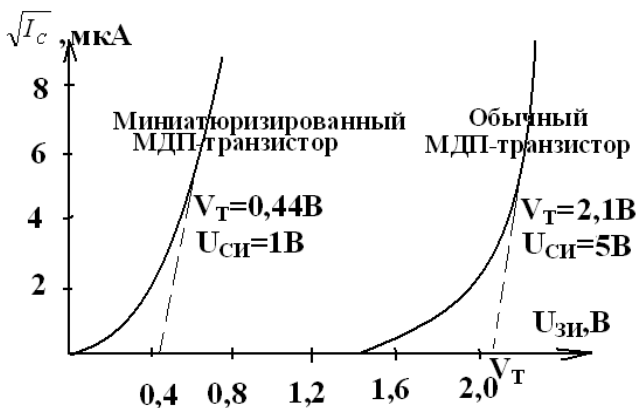


Рис. 6.13. Миниатюризация МДП-транзисторов с $E = \text{const}$

6.7. Ионнолегированные и обедненные МДП-транзисторы

Метод ионного легирования играет важную роль в производстве МДП ИС. Благодаря высокой точности управления примесной дозой и глубиной внедрения примеси этот метод является важнейшим элементом технологии МДП ИС.

Процесс ионного легирования играет важнейшую роль при подгонке U_T . Ионное легирование примесными атомами для подгонки U_T обычно осуществляется сквозь слой затворного диэлектрика, примесь используется для увеличения или уменьшения (путем компенсации) результирующей компенсирующей примеси у поверхности полупроводника.

Ионнолегированные слои позволяют использовать подложки с наименьшей концентрацией примеси, что увеличивает быстродействие ИС.

Пороговое напряжение U_T для такого типа транзисторов определяется как

$$U_T = V_{SF} + V_{un} + |\phi_P| + |\phi_{PS}| + \frac{eN_0}{C_{OX}} + \frac{1}{C_{OX}} \left[2eN_A \epsilon_S |\phi_{PS}| + |\phi_P| - U_{un} - e^2 x_i N_A N_0 \right]^{1/2}.$$

В этом уравнении присутствует зависимость примесной дозы eN_0/C_{OX} .

U_T имеет произвольный уровень отсчета, поэтому в качестве нулевого потенциала выбирают потенциал U . Из уравнения следует, что ионное легирование влияет на потенциал U_T тремя способами:

1) падение напряжения на приповерхностной области при инверсии. В данном случае учитывают V_{in} ;

2) в уравнении присутствует линейная зависимость от примесной дозы eN_0/C_{OX} ;

3) зависимость по выражению в квадратных скобках в степени $\frac{1}{2}$ от заряда обедненной области за счет дополнительного члена $e^2 x_i N_A N_0$.

Доминирующее влияние на U_T имеет второй эффект.

Обеднение МОП-транзистора

В обедненном МОП-транзисторе канал между стоком и истоком существует при напряжении $U_{3И} = 0$. Этот канал при $U_{3И} = 0$ важен, если МДП используется в качестве нагрузочного элемента в инвертированных схемах.

В качестве переключающего транзистора используют обогащенный прибор, поэтому для применения обедненной нагрузки в составе первой схемы используют МОП-транзистор с двумя разными U_T .

Структура и сечение обедненного МОП-транзистора показаны на рис. 6.14.

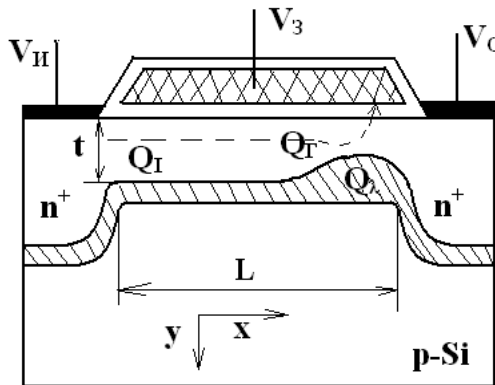


Рис. 6.14. Сечение p-канального обедненного МДП-транзистора

В самом канале образуется тонкий слой n -типа, результирующий заряд новой примеси в канале Q_I образует p - n -переход, удаленный от границы Si-SiO₂ на глубину t . Q_T – заряд, модулированный напряжением затвора. Q_λ – заряд обедненной области перехода коллектор–подложка.

Проводимость встроенного канала можно уменьшать, подавая $U_{3И} < 0$, или увеличивать – $U_{3И} > 0$.

Для построения модели ВАХ, которая аналогична характеристикам обычного МДП-транзистора, необходимо выразить все плотности заряда через $U_{см}$ для всех возможных значений их комбинаций.

6.8. Полевой транзистор с плавающим затвором

Структура полевого транзистора с плавающим затвором, который является p -канальным прибором, изображена на рис. 6.15.

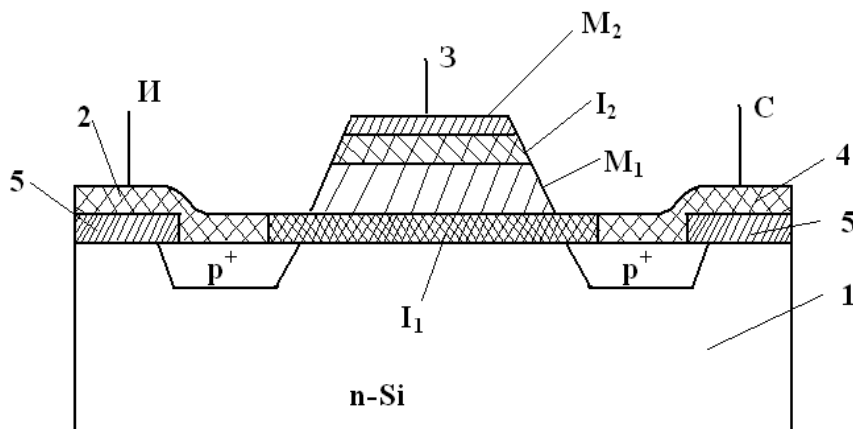


Рис. 6.15. Структура транзистора с плавающим затвором:

M_1 – металлический электрод плавающего затвора; M_2 – металлический электрод внешнего затвора; 1 – полупроводниковая подложка n -типа; 2, 4 – омические контакты к истоку и стоку; 3 – омический контакт к плавающему затвору; 5 – изолятор

Зонная диаграмма этой структуры представлена на рис. 6.16.

Если I_1 мала, то возможен контролируемый полем туннельный механизм перехода электронов и положительное смещение на M_2 относительно полупроводника, который вызовет накопление элект-

ронов в плавающем затворе M_1 при условии, что перемещение электрона через диэлектрик I_2 отсутствует. Толщина M_1 должна быть большой, чтобы эмиттерные электроны были близки к уровню ферми. Толщина I_2 должна быть также большой, чтобы не допустить перенос носителей заряда через него.

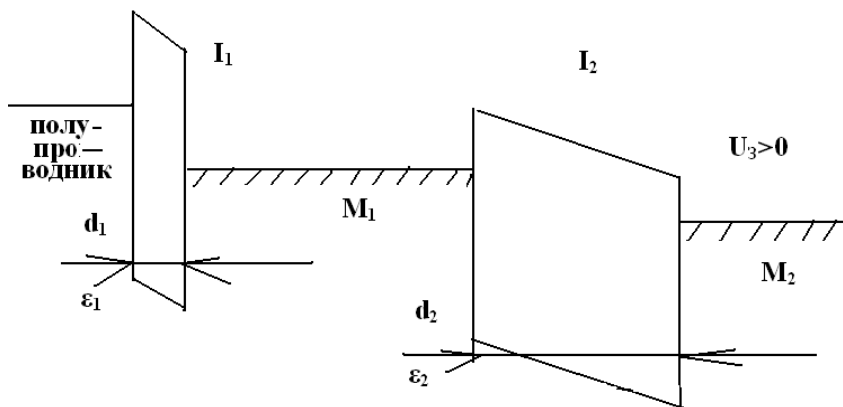


Рис. 6.16. Зонная диаграмма структуры с плавающим затвором

6.9. Тонкопленочные приборы

Перенос носителей заряда в пленочных структурах.

Поверхность тонкой пленки существенно влияет на электрические, кинетические свойства как полупроводника, так и металла, ограничивая поперечное сечение носителей заряда и их длину свободного пробега.

При толщине пленки, равной длине свободного пробега или меньше ее, рассеяние электронов и дырок на поверхности пленки приводит к значительному изменению кинетических свойств носителя заряда и влиянию на электрические характеристики пленки (объемное удельное сопротивление). Причем степень влияния поверхностного рассеяния зависит от природы механизма рассеяния в данном материале.

Возможно два следующих предельных случая:

1. Зеркальное отражение. В результате у носителей заряда лишь нормальные к поверхности компонента скорости изменяют значе-

ние на противоположное, а энергия постоянна. Нет и влияния на проводимость.

2. Диффузное отражение. После рассеяния носители заряда уходят от поверхности со скоростью, независимой от исходной скорости, т. е. имеет место неупругое рассеяние на произвольные углы. Возникшее изменение импульса частиц приводит к соответствующему изменению проводимости. Диффузионное рассеяние может приводить к уменьшению подвижности в пленках более чем на порядок по сравнению с исходной величиной в объеме кристалла, следовательно изменяется проводимость σ .

В случае реальной поверхности рассеяние является частично зеркальным и диффузионным, и электрические характеристики являются промежуточными:

$$j_x = en\mu'E,$$

где μ' – эффективная подвижность носителей заряда в пленке.

6.10. Тонкопленочные полевые транзисторы с изолированным затвором

Тонкопленочные полевые транзисторы с изолированным затвором могут быть сформированы структурами, представленными на рис. 6.17.

В структуре со ступенчатым расположением электродов (рис. 6.17, *a*) на изолированную подложку вначале наносят методом напыления металлические электроды стока и истока, разделенные узким промежутком, равным длине канала. Затем наносят слой полупроводника и диэлектрика, сверху которых формируется электрод затвора. Регистрируется канал.

Триодный диод (рис. 6.17, *б*) – порядок нанесения элементов противоположен предыдущему. Структуры с компланарными электродами (рис. 6.17, *в*, *г*) формируются с помощью масок. В качестве изолирующей подложки используется ситалл, а подложкой является сульфид или силинид кадмия. Металлические электроды – алюминий, золото. Изолятор затвора – Al_2O_3 , SiO_2 .

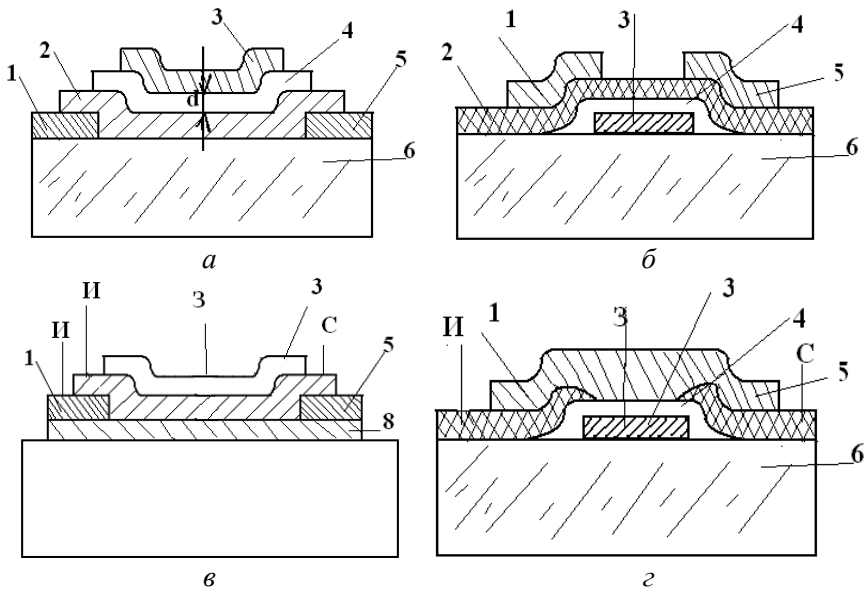


Рис. 6.17. Структура тонкопленочных транзисторов с изолированным затвором:
a, б – структуры со ступенчатым расположением электродов;
в, г – структуры с планарными электродами;
 1 – исток; 2 – полупроводник; 3 – затвор; 4 – диэлектрик; 5 – сток;
 6 – диэлектрическая подложка

Длина канала в тонкопленочном транзисторе определяется длиной электрода затвора.

Полная величина тока стока I_C :

$$I_C = (hz)[\sigma_0 + \Delta\sigma(y)]E_y = hze\mu_n [n_0 + \Delta n(y)]E_y,$$

где h – толщина диэлектрика;

z – ширина диэлектрика;

$\sigma_0, \Delta\sigma$ – начальная проводимость и увеличение проводимости за счет индуцирования заряда.

В конечном виде ВАХ тонкопленочного транзистора определяется выражением

$$I_C = \frac{ze\mu_n c}{L} \left[(U_3 - U_T)U_{СИ} - \frac{1}{2}U_{СИ}^2 \right]. \quad (6.19)$$

Результатирующие характеристики из этого уравнения для тонкопленочного полевого транзистора отображены на рис. 6.18.

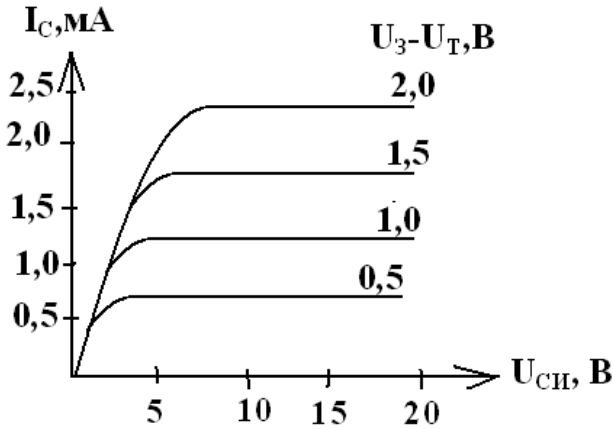


Рис. 6.18. Семейство ВАХ тонкопленочного полевого транзистора

Семейство выходных характеристик аналогично семейству характеристик типового МДП-транзистора. После изгиба считается $I_C = \text{const}$ – область насыщения транзистора.

В области ниже изгиба кривые J_C и S находят из:

$$J_C = \frac{\partial I_C}{\partial U_{СИ}} = \frac{Z\mu_n C_i}{L} (U_3 - U_T);$$

$$S = \frac{\partial I_C}{\partial U_{ЗИ}} = \frac{Z\mu_n C_i}{L} U_{СИ}.$$

То есть проводимость полевого транзистора изменяется линейно с изменением толщины затвора, а S увеличивается с изменением $U_{СИ}$.

Ток насыщения стока I_C в области изгиба находится из выражения

$$I_C^{\text{нас}} = \frac{Z\mu_n C_i}{L} (U_3 - U_T)^2, \quad (6.20)$$

из него определяется S в области насыщения:

$$S = \frac{\alpha Z \mu_n C_i}{L} (U_3 - U_T),$$

где S транзистора находится в пределах 1,5–5 мА/В;
 F_{\max} = десятки МГц.

6.11. Транзисторы на горячих электронах

Горячие электроны в металле.

Под горячими электронами в металле понимают электроны с энергией, превышающей энергию Ферми на несколько nkT , т. е. горячие электроны не находятся в тепловом равновесии с решеткой. В соответствии с принципом Паули, возбуждение электронов с энергией $(E - E_F) > E_F$ может взаимодействовать с электронами проводимости в диапазоне энергий $(E - E_F)$ относительно E_F .

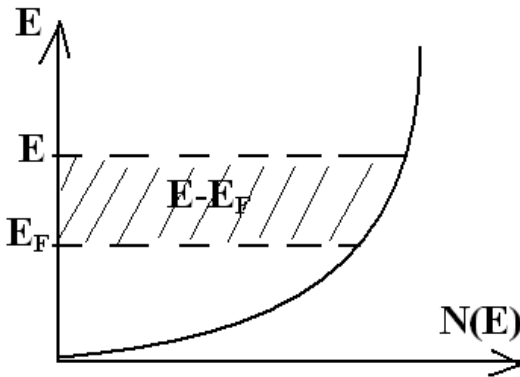


Рис. 6.19. Энергетическая диаграмма горячих электронов

Структура прибора с горячими электронами представлена системой типа металл – диэлектрик – металл – диэлектрик – металл (М-I-M-I-M).

В структуре транзистора с горячими электронами (рис. 6.20) ток течет через слой диэлектрика в результате туннелирования, и в зависимости от напряжения U_B и его знака определяется ток коллектора I_K .

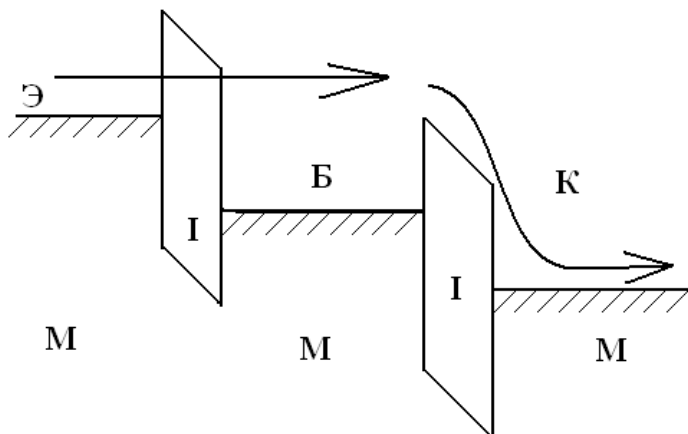


Рис. 6.20. Зонная диаграмма транзистора на горячих электронах

Процессы переноса и туннелирования горячих электронов в различных тонкопленочных структурах отображены на рис. 6.21.

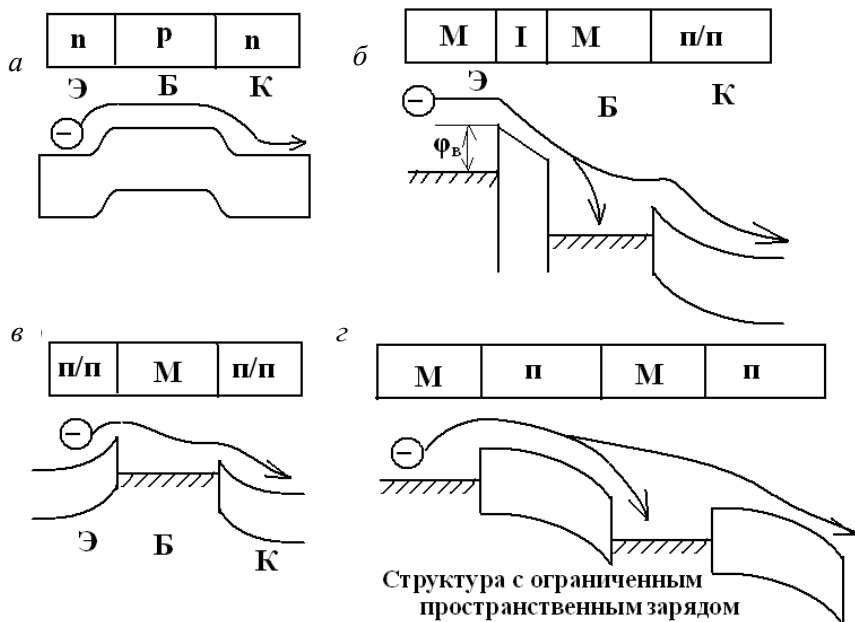


Рис. 6.21. Структуры транзисторов с горячими электронами

В случае туннельного транзистора (ис. 6.21, б) горячие электроны вводятся через тонкий слой диэлектрика, плотность которого регулируется базой и достигает коллекторной области. В транзисторе со структурой п-м-п (рис. 6.21, в) электроны эмитируются в процессе термоионной эмиссии, причем ток коллектора регулируется напряжением базы. Структура (рис. 6.21, з) – транзистор с ограниченным пространственным зарядом, причем движение электронов от эмиттера к коллектору ограничивается пространственным зарядом базы.

Таблица 6.2

Основные характеристики транзисторов
на горячих электронах

Тип транзистора	Теоретическая ВАХ	Емкость эмиттера $C_{\text{Э}}$	Проводимость эмиттера $g_{\text{Э}}$
Транзистор структуры п-М-п	$I_{\text{Э}} = I_S \left(e^{U_{\text{БЭ}}/kT} - 1 \right)$ $I_S = A T e^{-\frac{e\phi_{\text{Б}}}{kT}}$	$\frac{\epsilon_S N_{\text{Э}}}{2(V_0 - U_{\text{БЭ}})}$	$4 \cdot 10^4$
Туннельный	$I = eV \eta e^{\left(\frac{4\sqrt{2}m(e\phi_{\text{Б}})^{3/2} d_{\text{Э}}}{3 eh U_{\text{БЭ}}} \right)}$	$\frac{\epsilon_C}{d_C}$	$1,4 \cdot 10^3$
Транзистор с ограниченным пространственным зарядом	$I_{\text{БЭ}} = \frac{9}{8} \mu \epsilon_{\text{Э}} \frac{U_{\text{БЭ}}^2}{d}$	$\frac{3\epsilon_S}{2d_{\text{Э}}}$	10^3

Глава 7. ЭЛЕМЕНТЫ МАГНИТО-, АКУСТО-, КРИОЭЛЕКТРОНИКИ

7.1. Приборы на основе гальвано- и термомагнитных эффектов в твердом теле

К ним относятся магнитоэлектрические приборы, функционирующие на эффекте Холла и Гаусса.

7.1.1. Преобразователи Холла

Преобразователь Холла представляет собой магнитоэлектрический полупроводниковый прибор, основанный на использовании эффекта Холла. Такие приборы могут быть изготовлены в виде пластинок или тонких пленок 1–10 мкм, нанесенных на изолирующую подложку.

Материалы для преобразователей Холла: селениды HgSe , HgTe , Ge , ZnSb , GaAs . Структурная схема преобразователя Холла изображена на рис. 7.1.

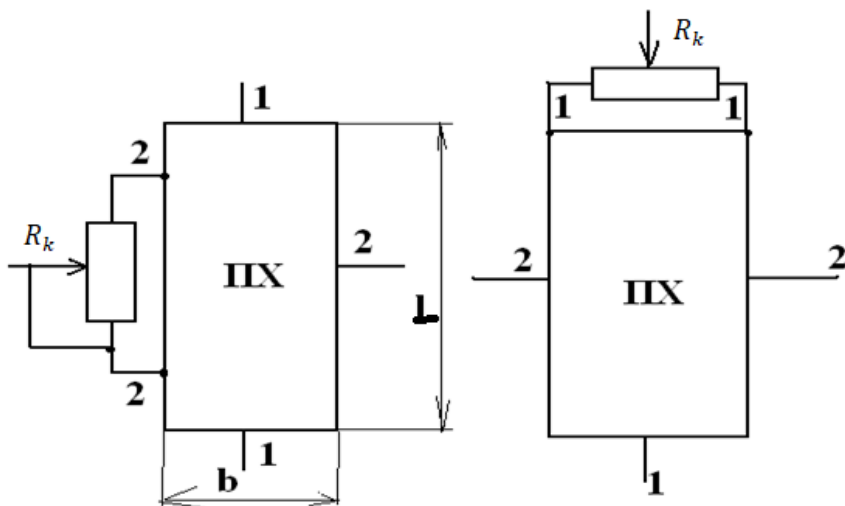


Рис. 7.1. Структурная схема преобразователя Холла

Для компенсации паразитных ЭДС вследствие неэквипотенциальности холловских электродов используется схема с подключением компенсирующих резисторов, R_k .

Сопротивление преобразования между токовыми электродами 1-1 – входное сопротивление $R_{вх}$, а между холловскими (потенциальными) электродами 2-2 – $R_{вых}$.

При работе преобразователя Холла в режиме холостого хода, электроды, с которых снимается ЭДС-Холла, разомкнуты.

Схема включения преобразователя Холла при работе на внешнюю нагрузку приведена на рис. 7.2.

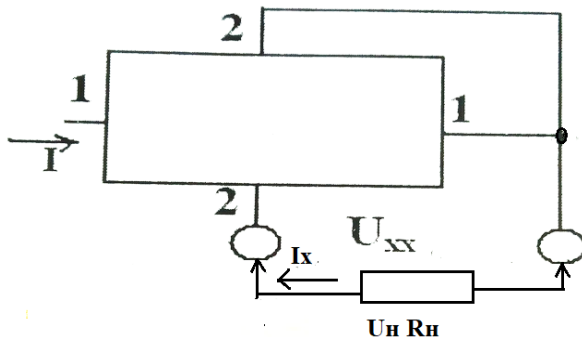


Рис. 7.2. Структурная схема ПХ в режиме холостого хода

ЭДС Холла $U_x = U_n + I_x R_x$, где U_n – падение напряжения на нагрузке.

Поскольку $I_x = U_n / R_n$, то $U_n = \frac{U_x}{1 + R_x / R_n}$.

ЭДС на потенциальных электродах:

$$U_x = R_x \frac{BI}{d},$$

где d – толщина полупроводниковой пластины.

Если к потенциальным электродам подключена нагрузка:

$$U_x = U_n + I_x R_x,$$

где U_n – падение напряжения на нагрузке;

R_x – внутреннее сопротивление холла в выходной цепи в магнитном поле;

I_x – ток в выходной цепи.

Подводимая мощность $P_{вх} = I^2 \rho e / Bd$, где ρ – удельное сопротивление полупроводника, e , b , d – длина, ширина и толщина полупроводника в направлении магнитного поля.

Мощность, выделяемая на внешнем электроде:

$$R_{вых} = I^2 R_n - U_n^2 R_n / (R_x + R_n)^2.$$

Характеристики и параметры преобразователей Холла

Основные характеристики – это выходные характеристики: $U_2 = f(I_2)$.

Семейство ВАХ для одинакового значения выходного тока и нескольких значений магнитной индукции B_y приведены на рис. 7.3.

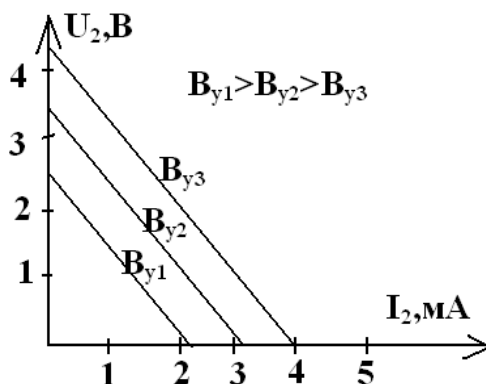


Рис. 7.3. ВАХ преобразователей Холла

К основным параметрам преобразователей Холла относятся:

$R2 = R_{вых} = \rho \frac{b}{ld}$ – величина выходного сопротивления между

токовыми контактами;

$R1 = R_{вх} = \rho \frac{l}{bd}$ – сопротивление между холловскими контактами.

Важным параметром является коэффициент передачи:

$$k = \frac{U_2}{U_1} = R_x / qe.$$

Для оценки качества преобразователей Холла (ПХ) используется вольтовая чувствительность γ – это отношение ЭДС Холла к величине магнитного поля:

$$\gamma = \frac{U_{x \max}}{B} = R_x \sqrt{\frac{eB\Delta T}{\rho d}}.$$

Магнитная чувствительность: $\gamma_n = \frac{U_2}{B} = R_x = \frac{I_1}{d}$.

Характеристики преобразователей Холла приведены в табл. 7.1.

Таблица 7.1

Характеристики преобразователей Холла

Материалы	Тип электропроводности	Размеры ПХ, мм	R_x , м ³ /К	Сопротивление ПХ		Номинальный ток, мА
				Входное, Ом	Выходное, Ом	
Ge	n	6 · 4 · 0,5	0,035	45	50	30
Si	p	6 · 3 · 0,6	$2 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^3$	10^3	6
Si	n	6 · 3 · 0,4	$2 \cdot 10^{-2}$	700	600	9
InSb	n	6 · 3 · 0,37	$5 \cdot 10^{-4}$	0,4	0,3	100
InSb	p	6 · 3 · 0,37	$5 \cdot 10^{-4}$	1,2	1,3	200
InAs	n	12 · 8 · 0,3	$8 \cdot 10^{-3}$	0,4	0,8	100

7.1.2. Магниторезисторы

Магниторезистор – полупроводниковый резистор, основное свойство которого заключается в способности изменять свое электрическое сопротивление под действием магнитного поля.

Магниторезистивный эффект (Гаусса): изменение удельного сопротивления полупроводника при изменении воздействующего на него магнитного поля.

Магнитосопротивление можно определить как разность между сопротивлением магниторезистора в магнитном поле R_B и без него R_0 (начальное сопротивление). R_0 определяется материалом и используемой конфигурацией магниторезистора. Приращение сопротивления магниторезистора:

$$\Delta R = R_B - R_0, \text{ следовательно } R_0 = R_B - \Delta R.$$

К факторам, влияющим на магнитосопротивление, относятся:

- геометрия полупроводниковой пластины;
- концентрация и подвижность носителей заряда.

Приращение ρ полупроводника в области слабого магнитного поля определяется:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = A(\mu B)^2,$$

где A – константа, зависящая от материала полупроводника;

ρ_0 – удельное сопротивление при $B = 0$.

Магнитосопротивление максимально у образцов, имеющих конфигурацию диска Карбино (рис. 7.4).

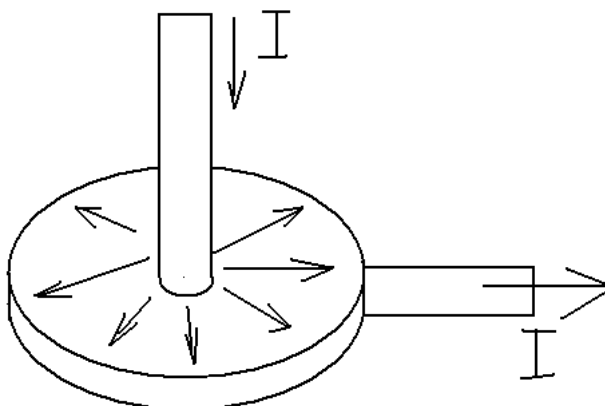


Рис. 7.4. Магнитосопротивление типа диска Карбино

Приращение ρ полупроводника в области слабых магнитных полей:

$$\Delta\rho/\rho_0 = A(\mu B)^2,$$

где A – постоянная, зависящая от материала полупроводника;

ρ_0 – удельное сопротивление полупроводника при $B = 0$.

Линии тонких полей имеют вид радиальных лучей, расходящихся от центра диска. Магниторезистор в виде диска Карбино имеет низкое начальное сопротивление. Одна из основных характеристик магниторезистора – это зависимость $R_B = f(B)$.

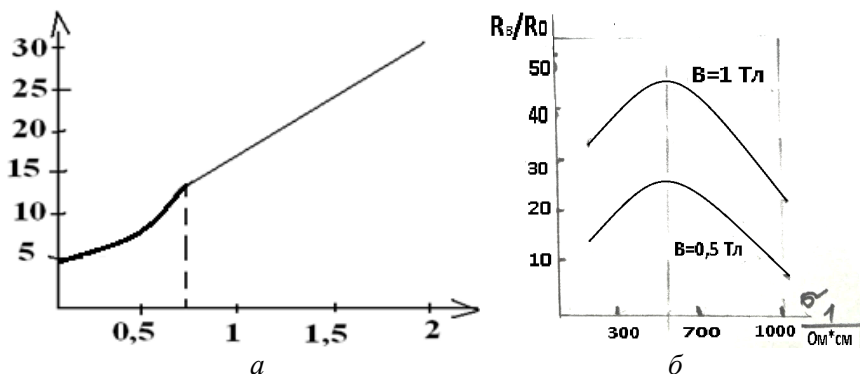


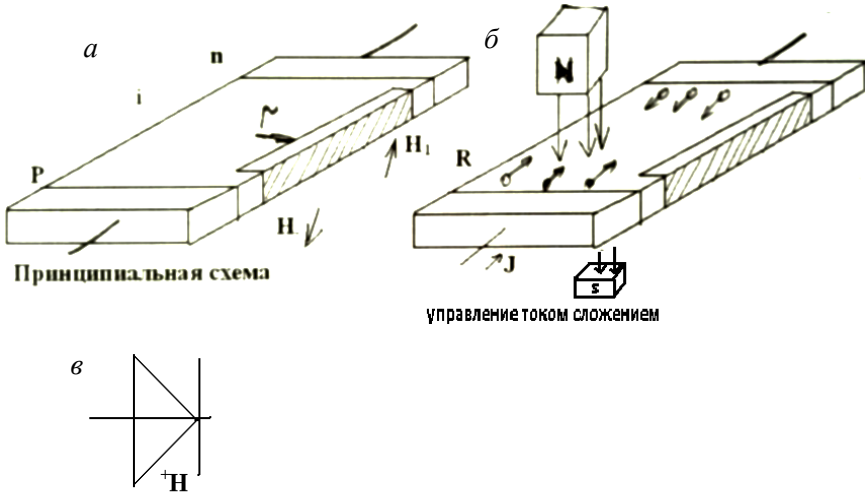
Рис. 7.5. Магниторезистивная характеристика магниторезистора

Эта зависимость при малых B квадратична относительно B , а при больших – линейна. На рис. 7.5, б представлена зависимость $\frac{R_B}{R_0} = \frac{(InSG)}{f(\delta)}$. Наибольшее значение R_B/R_0 при использовании материала с $\delta = 300$ (Ом · см)⁻¹. Характер магниторезистора зависит от температуры.

7.1.3. Магнитодиоды

Магнитодиод (МД) – полупроводниковый прибор с p - n -переходом, предназначенный для преобразования магнитных величин в электрические.

Полупроводниковый магнитодиод имеет структуру, подобную длинному $p-i-n$ -диоду (рис. 7.6).



Графическое изображение

Рис. 7.6. Структура и схемное обозначение магнитодиода

Область i – прямоугольный участок собственного полупроводника, который имеет зону рекомбинации r . Две другие области p^+ и n^+ имеют большую концентрацию акцепторов и доноров для получения эффективной дырочной инжекции в i -область, электронов и дырок.

Магнитодиод работает при подаче на него напряжения в прямом направлении, и при наложении поперечного магнитного поля H . Расстояние между p - и n -областями много больше длины носителей заряда.

Зона рекомбинации создается путем диффузии рекомбинационной примеси в i -область. Рекомбинация неравновесных электронов и дырок в i -области происходит с большой скоростью. При подаче напряжения на $p-i-n$ -структуру в прямом направлении возникает ток, описываемый уравнением:

$$I = I_0 \left(\exp \left(\frac{e(U - J_r)}{\beta k T} \right) - 1 \right), \quad (7.1)$$

где U – напряжение на структуре,
 r – сопротивление i -го слоя;
 β – коэффициент корректировки $1 \leq \beta \leq 2$.

Из уравнения (7.1) следует, что приложенное напряжение:

$$U = \frac{\beta k T}{e} \ln(1 + J_0^{-1}) + J_{ri} = U_0 + U_i,$$

где первое слагаемое определяет падение напряжения на p - i -, i - n -переходах, а второе падение напряжения на i -области.

ВАХ при воздействии на диод магнитного поля показана на рис. 7.7.

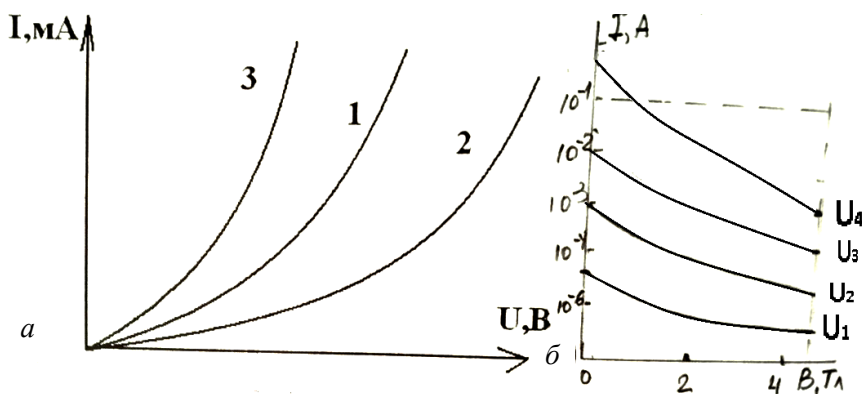


Рис. 7.7. ВАХ магнитодиода – а, $I=f(B)$ – б:
 1 – без наложения поля; 2, 3 – с наложением магнитного поля

Когда на диод воздействует H_+ , прямой ток (2) уменьшается и тот ток будет увеличиваться, когда H_- (3).

Магнитное поле незначительно влияет на обратный ток диода. При приложении H_+ сила Лоренца отклоняет носители заряда в зону рекомбинации, в результате чего τ и l диффузии уменьшатся, возрастает p i -области.

Когда возникает H_- электроны и дырки отклоняются от зоны рекомбинации, τ_{cp} возрастает и напряжение i -области уменьшается. В результате увеличивается ток, протекающий через диод.

На рис. 7.7, б представлена зависимость тока в *p-i-n*-диоде от индуктивности магнитного поля при постоянном напряжении. Точковая чувствительность диода $S_i = \nu I/dB$ больше в области слабых полей. Частотные свойства магнитодиода аналогичны свойствам *p-i-n*-приборных структур.

Сопротивление диода чувствительно к изменению температуры, что используется для обнаружения изменений импульса магнитного поля в приборах. Диод используется для измерения магнитного поля и неэлектрических величин.

7.2. Полупроводниковые тензометры

Это полупроводниковые приборы для определения деформации, сопротивление полупроводниковых материалов изменяется при механической деформации и это явление – тензоэффект.

Тензочувствительность полупроводников зависит от типа электропроводности материалов, величины удельного сопротивления и направления приложенной механической силы.

7.2.1. Тензорезистор

Полупроводниковый тензорезистор – преобразователь линейной деформации в изменении активного сопротивления, принцип действия которого основан на тензорезистивном эффекте, а чувствительный элемент его выполнен из полупроводника (рис. 7.8).

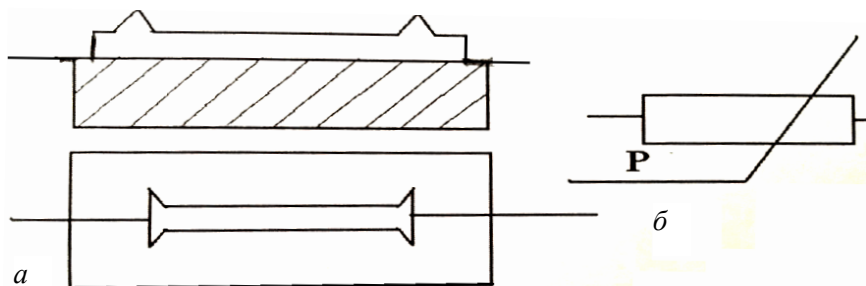


Рис. 7.8. Структура и схемное обозначение тензорезистора

Тензорезистор представляет собой полупроводниковую тонкую пленку, нанесенную на изоляционную подложку, имеющую выводы.

ВАХ полупроводникового тензорезистора, вид которой зависит от температурной характеристики его сопротивления, показан на рис. 7.9.

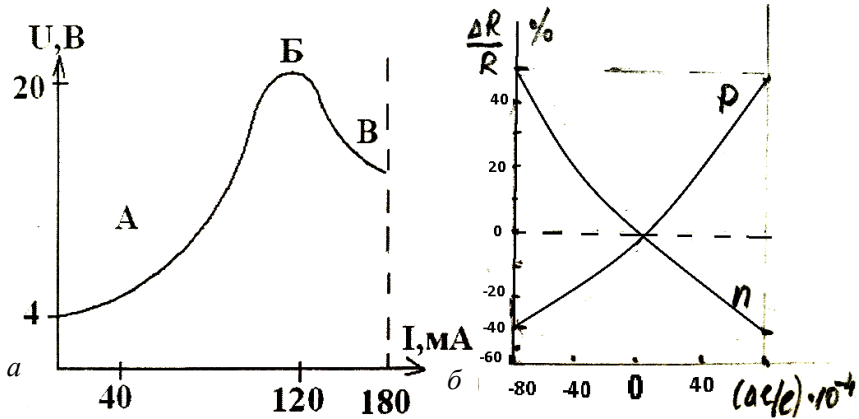


Рис. 7.9. ВАХ тензорезистора (а), график $\Delta R/R$ (б)

Каждая точка характеристики соответствует определенной величине рассеиваемой мощности, т. е. определенной температуре. ВАХ разделена на два участка: АБ – восходящая ветвь от начала до точки максимума, ВБ – участок ВАХ с отрицательным наклоном от точки максимума до точки соответствующей максимальной температуре. Основным параметром тензорезистора является начальное сопротивление R_0 (при нормальной температуре) и начальное значение деформации ϵ_0 .

Сопротивление $R_0 = \rho \frac{l}{bd}$, где l , b , d – длина, ширина, высота кристалла, ρ – удельное сопротивление полупроводника.

Дифференциальное сопротивление: $r = \frac{dU}{dI}$.

На рис. 7.9, б изображены характеристики зависимости $\Delta R/R = f(\Delta l/l)$ для n - и p -типа полупроводниковых структур.

Чувствительность тензорезистора: $S = \frac{\Delta R/R}{\Delta l/l}$, β , представляющий относительное изменение сопротивления при $\Delta T = 1^\circ\text{C}$.

$$\beta = (\Delta R/R)/\Delta T \cdot 100 \%$$

К предельным параметрам транзистора относятся P_{\max} – максимально допустимая мощность, T_{\max} – максимально допустимая температура, $\varepsilon_{\text{пред}}$ – предельная деформация.

Для использования тензорезисторов используются материалы: Ge, Si, GaAs, InSb, монокристаллы или поликристаллы.

Тензодиод – это полупроводниковый прибор с p - n -переходом, предназначенный для преобразования механических деформаций в электрические сигналы.

При механической деформации высота потенциального барьера p - n -перехода изменяется вследствие изменения ширины запрещенной зоны. Пластическая деформация кристалла ведет к возникновению дислокаций, плотность которых в окрестностях p - n -перехода изменяется. Недостаток данных тензодиодов – это сильная зависимость тензочувствительности и сопротивления от температуры и трудность измерения деформаций. Поэтому используются туннельные тензодиоды, крутизна ВАХ которых сильно зависит от деформации, что связано с изменением E_g (рис. 7.10).

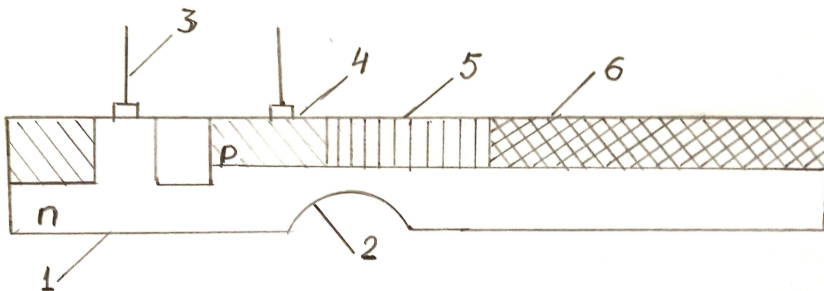


Рис. 7.10. Структура тензодиода

1 – кремний n -типа; 2 – канавки; 3 – выводы; 4 – p -область перехода;
5 – напущенная область; 6 – окисный слой

На поверхности подложки *n*-типа выращивается окисный слой, часть которого стравливается и на поверхности пластины остаются многочисленные островки с оксидом. Затем проводится диффузия примеси *p*-типа, полученная *p*-область состоит из пересекающихся каналов, образующих структуру сетки. При приложении усилий к диоду на переход воздействуют растягивающие или сжимающие силы, в зависимости от направления сгибающего момента, дислокации играют основную роль в работе прибора.

Зависимость обратного тока диода от приложенного усилия имеет линейный характер. При воздействии на *p-n*-переход сжимающей силы обратный ток возрастает, при воздействии растягивающей силы обратный ток уменьшается. Тензодиоды используются для измерения малых цепей, в качестве сейсмографов.

7.2.2. Тензотранзисторы

Тензотранзистор – транзистор, чувствительный к изменению деформации. По сравнению с обычными они имеют низкий коэффициент передачи тока (порядка 5).

В основе конституции тензотранзистора (с переходом Шоттки) используется Si планарный транзистор *n-p-n*-типа с кольцевым эмиттером (рис. 7.11).

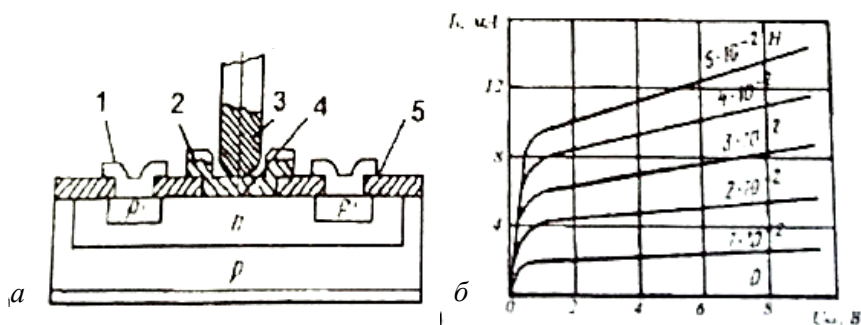


Рис. 7.11. Конструкция тензотранзистора (а), его ВАХ (б):
 1 – пленка алюминия; 2 – пленка молибдена; 3 – наконечник;
 4 – переход Шоттки, 5 – пленка SiO₂

Контакт к коллектору – с тыльной стороной пластины. Контакт к центральной части базы – молибден через окна SiO₂. К молибде-

новому контакту прижимается сапфировая игла, которая служит для передачи давления на прибор. Между выводом эмиттера и базой подается напряжение прямое – к эмиттеру. При этом переход Шоттки между молибденовым контактом и реальной базой транзистора оказывается смещенным в обратном направлении. Действие прибора основано на эффекте увеличения обратного тока перехода Шоттки при увеличении давления. Изменение выходного тока линейно зависит от величины давления, прикладываемого к области базы. При подаче давления на иглу обратный ток диода Шоттки, то есть базовый ток транзистора, возрастает, I_k при этом пропорционально увеличивается. Вольт-амперная характеристика $I_k = f(U_{кз})$ транзистора приведена на рис. 7.11, б.

Тензотранзистор применяют в устройствах бесконтактного управления и регулирования, а также в клавишных машинах.

7.3. Устройства на объемных и поверхностных акустических волнах

Акустоэлектронные устройства – это устройства, работа которых основана на механических, резонансных эффектах, пьезоэлектрическом и эффекте, на взаимодействии электрического поля с волновым акустическим напряжением в пьезоэлектрическом материале. Эти устройства обеспечивают преобразование акустических сигналов в электрические и электрических в акустические.

Упругая звуковая волна рассматривается как поток фононов с энергией $\hbar\omega$, импульсным $\hbar q$. При движении волны в кристаллическом полупроводнике происходит взаимодействие фононов с электронами, сопровождающееся поглощением фононов электронами, т. е. $p_2 = p_1 + \hbar q$, где p_1, p_2 – импульсы электронов до и после воздействия.

Распространяющаяся в кристалле акустическая деформирующая волна описывается уравнением

$$U = A \exp(jqx - \omega t),$$

где A – амплитуда колебаний;

ω – угловая частота колебаний.

Она может сопровождаться электрической поляризацией и возникновением электрического поля с напряженностью E . Наряду с прямым пьезоэлектрическим эффектом, обусловленным возникновением поляризации при деформации, возможен обратный пьезоэффект, причем деформация:

$$S = kU + \beta E, \quad (7.2)$$

где k – модуль упругости;

β – пьезоэлектрический модуль кристалла.

Переменное электрическое поле, вызванное пьезоэлектрическим эффектом при условии $\nabla D = 0$, находится из выражения

$$E = (4\pi\beta / e)U.$$

Переменное электрическое поле возбуждения упругой волной определяется как деформацией среды, так и наличием свободных носителей заряда:

$$E = U(4\pi\beta / \varepsilon) + j(4\pi e / q)n.$$

При взаимодействии упругих волн с электронами проводимости в кристаллическом полупроводнике между разомкнутыми гранями кристалла возникает ЭДС, называемая акустоэлектрической ЭДС. При этом происходит передача импульсов волны электронам проводимости и появляется средняя электрическая сила F , действующая на электроны и направленная в сторону распространения волны.

Полная ЭДС в слое полупроводника, длиной l с учетом захвата свободных электронов ловушками и дополнительного поглощения волны решеткой, равна

$$E_\lambda = \frac{f\mu}{\sigma V_s} \cdot \frac{\gamma}{\gamma + \gamma_{\text{реш}}} \left[I_s^{(0)} - I_s^{(e)} \right],$$

где f – фактор прилипания электронов;

$\gamma_{\text{реш}}$ – решетчатый коэффициент поглощения волны;

σ – электропроводность полупроводника;

V_s – скорость распространения волны;

$I_s^{(0)}$, $I_s^{(e)}$ – интенсивность волны в начале и конце слоя.

7.3.1. Разновидность акустоэлектрических приборов

На принципе электромеханического резонанса создан прибор, представляющий собой транзистор с резонированным затвором, конструкция которого представлена на рис. 7.12. Затвор представляет собой часть балки, противоположный конец которой закреплен на изоляторе, размещенном между стоком и истоком.

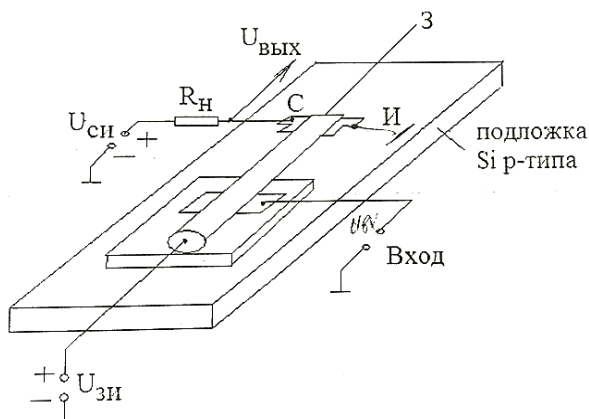


Рис. 7.12. Структура транзистора с резонированным затвором

Под балкой на изоляторе расположен электрод, на который подается входной сигнал. Сила электростатического взаимодействия сигнала электрода с затвором, на который также подано постоянное напряжение смещения, раскачивает балку, когда частота сигнала совпадает с механическим резонансом балки. Вибрирующий затвор модулирует канал, обуславливая наличие переменного тока в нагрузке, в которой выделяется усиленный электрический сигнал. Данный резонатор на частоте $f = 1\text{--}45$ кГц имеет добротность $Q = 100\text{--}500$. В некоторых материалах ориентация молекул под действием поля сопровождается структурными изменениями, что приводит к изменению размеров образца. Эти явления позволяют создавать линей-

ные и нелинейные акустоэлектронные устройства. Такие процессы называются пьезоэлектрическим эффектом, а материалы – пьезоэлектриками (кварц, турмалин). На пьезоэлектрическом эффекте основана работа кварцевых генераторов и кварцевых фильтров.

К данному классу приборов относятся ультразвуковые линии задержки, работающие на объемных акустических волнах, которые позволяют задерживать сигналы от тысячных долей $t_3 = 10^{-6} - 10^{-2}$ с, а также акустоэлектрические преобразователи.

Базовый материал – кварц. На рис. 7.13 приведена линия задержки электрических сигналов.

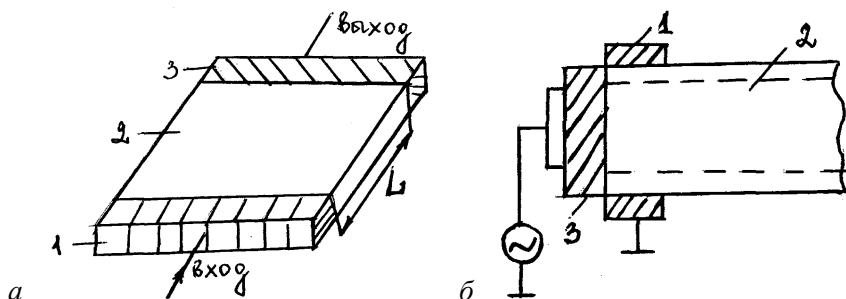


Рис. 7.13. Линия задержки электрических сигналов (а), акустический преобразователь с пленкой CdS (б):

1 – входной преобразователь; 2 – звукопровод; 3 – выходной преобразователь

Представленная на рис. 7.13 линия задержки работает на объемных акустических волнах. Она содержит стержень твердого тела длиной L , к противоположным концам которого прикреплены пьезоэлектрические преобразователи. На вход подается радиосигнал с несущей частотой $f = 10 - 80$ МГц. Электрические колебания во входном пьезоэлектрическом преобразователе превращаются в акустические и излучаются в звукопровод (2). Достигая выходного преобразователя акустические колебания возбуждают в нем ЭДС, которая после усиления и детектирования преобразуется в выходной задержанный сигнал.

Пьезоэлектрические преобразователи используют для возбуждения с помощью электрических сигналов акустических волн в ультразвуковых линиях задержки и обратного преобразования их в электрический сигнал. На рис. 7.13, б изображен пьезоэлектрический преобразователь, реализованный на CdS. Преобразователь состоит

из пленки CdS, осажденной на металлическую пленку, которая нанесена на торце звукопровода.

Используя явление взаимодействия акустических волн с электронами, разработаны приборы для усиления электрических колебаний посредством усиления бегущей ультразвуковой волны. Для этого используются диффузионные преобразователи с p - n -переходом. Усилитель на частоту 1 ГГц с коэффициентом усиления оптических волн $K_u = 40$ Дб, работающий на продольных акустических волнах, показан на рис. 7.13, в.

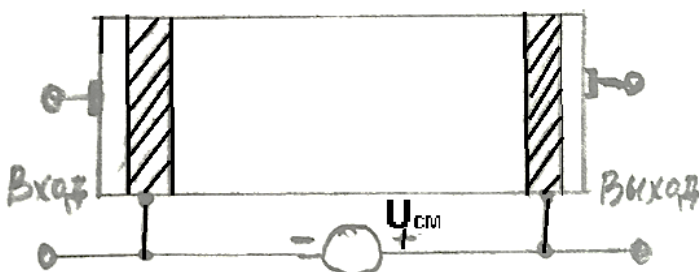


Рис. 7.13. Объемный акустический усилитель (в)

На торцах исходного стержня с p - n , достаточным для усиления, путем диффузии индия создается слой с высокой проводимостью. Эти слои (заштрихованы) служат электродами для постоянного поля дрейфа, а также внутренними электродами преобразователей.

Усилитель размером $1,3 \times 0,6 \times 0,6$ мм питается напряжением 230 В, частотой $f = 300$ МГц, обладает мощностью $P = 3,8$ Вт.

Наиболее эффективны приборы на поверхностных акустических волнах. Поверхностные волны обладают всеми свойствами объемных волн, доступны для воздействия на всем пути их распространения вдоль ультразвукового диапазона. На поверхностных волнах разработаны резонаторы, полосовые фильтры, фазовращатели и другие элементы электроники, в основу работы которых положено использование упругих релеевских или поверхностных акустических волн, распространяющихся вдоль границы твердого упругого полупространства с разреженной средой.

Разработан акустоэлектронный усилитель на поверхностных волнах. Его дрейфовая частота представляет монокристаллический слой

Si *n*-типа толщиной 1 мкм, выращенный на сапфировой подложке. Его $\rho_V = 100 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, воздушный зазор для работы на $f = 300 \text{ МГц}$ составляет 50 нм. Усилитель на частоте $f = 100 \text{ МГц}$ имеет усиление 30 Дб на длине 10 нм, ширине 1,25 мм при $P_{\text{вax}} = 0,7 \text{ Вт}$.

На основании ПАВ могут быть разработаны запоминающие устройства, частотные фильтры, генераторы, Фурье-преобразователи.

7.4. Явление сверхпроводимости. Сверхпроводящие элементы и устройства

Сверхпроводимость (СП) и явления в сверхпроводниках (СПР)

Сверхпроводимость возникает в твердых телах, если электроны в веществе вблизи поверхности Ферми (с противоположными спинами и импульсами) притягиваются друг к другу благодаря электронфононному взаимодействию и образуют связанные Куперовские пары. Притяжение между электронами, большее кулоновского отталкивания, появляется в тех материалах, у которых диэлектрическая проницаемость $\epsilon(\omega, k)$ в определенной области фононных частот ω становится отрицательной. Это приводит к тому, что коэффициент, характеризующий потенциальную энергию взаимодействия электронов между собой в кристаллической решетке, вследствие обмена фононами составляет:

$$U = \frac{4\pi e^2}{(\epsilon(\omega, k)k^2)} < 0,$$

где k – волновой вектор.

Кулоновские пары электронов имеют нулевой суммарный спин и подчиняются статистике Бозе-Энштейна. Волновые функции электронных пар ξ_0 оказываются много больше расстояния между соседними парами. Причем они перекрываются и во всем СПР возникают микроскопические квантовые когерентные явления, обусловленные возникновением дальнего порядка. Для описания поведения ансамбля электронов в этой системе для слабо взаимодействующих частиц используется нестационарное уравнение Шредингера:

$$i\hbar\left(\frac{\partial\Psi}{\partial t}\right) = H\Psi,$$

где ψ – волновая функция;

H – оператор Гамильтона, имеющий размерность энергии.

В стационарном случае $E = H$, а ψ с фазой φ связаны $\psi = |\psi| e^{-i\varphi}$.

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = i\psi \frac{\partial \varphi}{\partial t} \Rightarrow \hbar \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) = E.$$

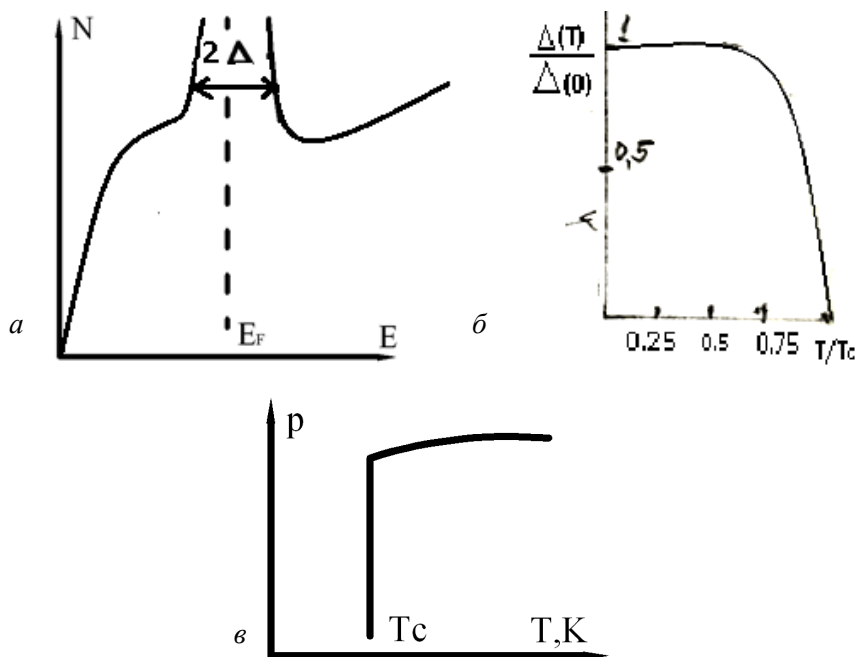


Рис. 7.14. Зависимость плотности состояний электронов в СП от энергии при $T = 0$ К (а), зависимость относительной ширины щели Δ от отношения T/T_c (б), зависимость сопротивления СПР от температуры (в)

У ансамбля электронных пар, являющихся Бозе-частицами и сконцентрировавшихся на нижнем энергетическом уровне при $T \rightarrow 0$ К, значение фазы волновой функции у разных частиц может отличаться только на постоянную величину. Таким образом, фазы φ и волновые функции ψ всех пар, находящихся в данной точке СПР, совпадают так, что ψ не зависит от индекса пары и описывает конденсат электронных пар как единую квантовую когерентную систему.

Следовательно при $T = 0$ К СПР состояние представляет собой сильно коррелированное состояние электронных пар. Для него в пространстве импульсов нормальные электроны в тонком слое, в пределах $\pm \hbar W_{\text{Дебая}}$ (дебаевская энергия) вблизи поверхности Ферми, плотно заполняют парные состояния с противоположными спином и импульсом. Основное уравнение, позволяющее определять зависимость ширины энергетической щели Δ в СП состоянии от функции распределения возбуждений частиц по энергии E_k , и записывается в виде

$$\int_{-W}^W \frac{dE_k}{\left[\varepsilon_k^2 - b\right]^{1/2}} = \frac{2}{N(0)Vk},$$

где $N(0)$ – плотность состояний на границе Ферми для свободных электронов;

Vk – коэффициент, характеризующий энергетическое взаимодействие электронов и зависящий от диэлектрической проницаемости, $< \pm \hbar W_{\text{Дебая}}$.

Обычно $N(0)Vk \ll 1$, то есть в СП слабая связь между электронами и фононами.

Зависимость $N(0)$ от энергии при 0 К представлена на рис. 7.14, а.

Выражение для определения энергетической щели имеет вид $\Delta = 2\hbar w_{\text{Дебая}} \exp(-1/(N(0)Vk))$. Для типичных величин $\omega_p = 10^{-13} \text{ с}^{-1}$, $N(0)Vk = 0,5$ Δ составляет порядка 1 эВ. Каждый СПР характеризуется температурой, при которой он переходит из нормального состояния в СП. Емкость перехода называется критической, лежит в пределах от долей К и выше и находится как $T_c = 1,13(\hbar w_{\text{Дебая}} / K) \exp(-1/(N(0)Vk))$. При $T = 0$ К ширина энергетической щели $2\Delta(0) = 3,5$ кТс, а зависимость:

$$\Delta(T)/\Delta(0) = \text{th} \left[\left(\frac{T_c}{T} \right) \left(\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \right) \right].$$

Явление СП характеризуется критическим значением тока:

$$I_c = enl\Delta E / (mV),$$

где m – масса частицы;

V – дрейфовая скорость электронов.

При 0 К в СПР появляется сопротивление, если плотность тока $I > I_c$. В СП материале внутреннее магнитное поле $H = 0$, то есть если $T < T_c$, то магнитный поток как бы выталкивается из материала и $H \rightarrow 0$. Вследствие образования экранирующего тока на поверхности образца, если $H > H_c$, то экранирующий ток на поверхности превзойдет I_c , и материал из СП состояния перейдет в нормальное состояние. Зависимость сопротивления СПР от температуры отображена на рис. 7.14, б.

Кроме критических величин (T_c , H_c , I_c) сверхпроводники характеризуются длиной когерентности сконденсированных сверхпроводящих электронов ξ_0 и глубиной проникновения магнитного поля в сверхпроводнике λ , причем

$$\xi_0 = \hbar V_F / \pi \Delta.$$

Существование в сверхпроводнике СПР когерентного конденсата Куперовских пар приводит к двум основным квантовым макроскопическим эффектам: эффекту квантования магнитного потока и эффекту Джозефсона.

Туннельные явления в СП

Обычно рассматривают 3 вида туннелирования, имеющих практическое значение при разработке приборов:

1. Туннельный переход структуры Ме-Д-СПР.
2. Переход в структуре СПР-Д-СПР.
3. СП1-Д-СП2.

На рис. 7.15 показана энергетическая диаграмма в структуре СП1-Д-СП2 с различными запрещающими зонами и в отсутствии внешних напряжений.

При $T > 0$ К в зонах А и В существует некоторое число возбужденных за счет тепловой энергии электронов, а в Б и Г – некоторое число дырок. Если на СП1 подать напряжение U_a , то энергетические уровни в СП1 увеличатся относительно уровней в СП2. Если $U_a > 0$ и растёт, зона А будет перемещаться вверх и сравнится по высоте с В, и электроны из А смогут туннелировать через Д на вакантные уровни в В. Когда А будет полностью напротив В, то ток достигнет максимального значения, а затем уменьшится до 0, когда

А пройдет В. Когда же к зоне В приблизится зона Б, ток вновь возрастет за счет электронов, туннелирующих из Б в В. В общем случае полный ток в структуре содержит 2 компонента: нормальный и сверхтоковый. Нормальный обусловлен туннелированием электронов в структуре через потенциальный барьер, к которому приложено напряжение U_a . Сверхтоковый компонент обусловлен взаимодействием конденсата куперовских пар в каждом из двух сверхпроводящих электронов между собой.

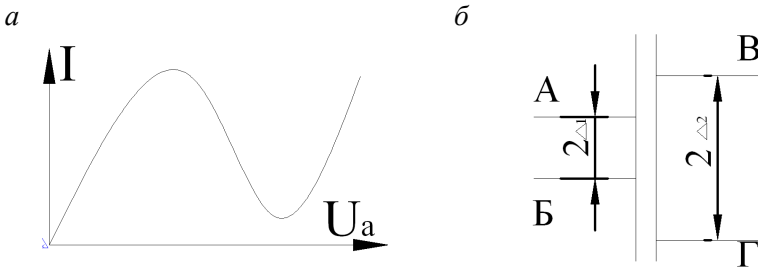


Рис. 7.15. Энергетическая диаграмма (а) и ВАХ структуры СП1-Д-СП2 (б)

Энергетические диаграммы и ВАХ для указанных структур приведены на рис. 7.16.

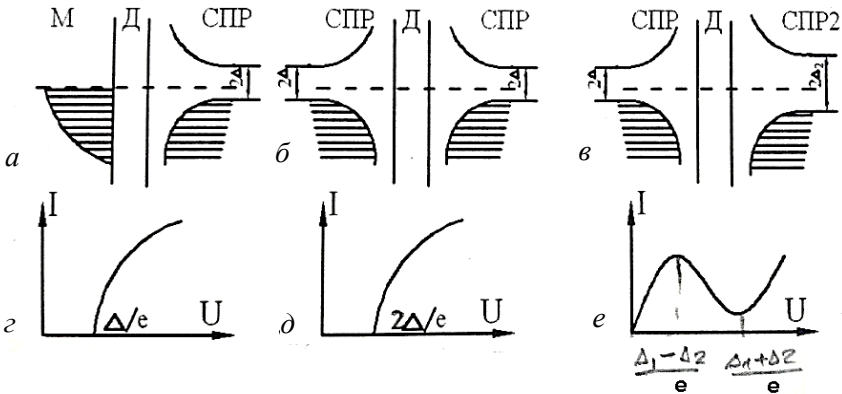


Рис. 7.16. Зонные диаграммы и ВАХ сверхпроводящих структур М-Д-СПР:
 а, з – энергетические диаграммы и ВАХ между металлом и СПР;
 б, д – энергетические диаграммы и ВАХ между одинаковыми СПР;
 в, е – энергетические диаграммы и ВАХ между различными СПР;
 Δ_1 и Δ_2 – запрещенные зоны в СПР

7.5. Эффекты Джозефсона в сверхпроводимых структурах

Эффекты Джозефсона являются проявлением квантовой макроскопической природы сверхпроводимости, обусловленной большими эффективными размерами кулоновских пар электронов. При этом весь сверхпроводящий конденсат описывается одной волновой функцией и наблюдается интерференция волновых функций электронов. **Первый эффект Джозефсона** состоял в том, что благодаря интерференции волновых функций плотность сверхпроводящего тока, т. е. сверхток зависит от разности фаз $\Delta\varphi$ волновой функции.

$$j = j_C \sin \Delta\varphi.$$

Причем $\Delta\varphi$ определяется величиной индукции внешнего магнитного поля B или количеством квантов Φ_0 . Если $B = B_x + B_y$, проникает в плоскость перехода x и y на расстояние d , то:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x} = \left(\frac{ed}{\hbar}\right)B_y, \quad \frac{\partial\varphi}{\partial y} = \left(\frac{ed}{\hbar}\right)B_x. \quad (7.3)$$

С учетом (7.3) разность фаз можно представить как

$$\Delta\varphi = \left(\frac{ed}{\hbar}\right)(B_y x + B_x y) + \alpha,$$

где α – постоянная интегрирования;

d – расстояние в плоскости перехода в направлении x и y .

Второй эффект Джозефсона

Если вдоль Джозефсонского перехода в отсутствие полей распространяются электромагнитные волны с частотой ω , то при $\omega = \omega_{\text{рез}}$ в переходе возникает Джозефсонский плазменный резонанс. Как и для других реактивных элементов, предельные характеристики Джозефсонского перехода определяются между нормальным током через переход, характеризуемый сопротивлением на единицу площади R_N и током смещения, определяемым емкостью C между электродами этого перехода. Эквивалентная схема Джозефсонского перехода состоит из соединенных трех элементов, включенных параллельно L , R_N , C (рис. 7.17).

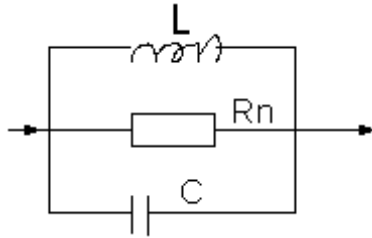


Рис. 7.17. Эквивалентная схема Джозефсона перехода

К элементам, основанным на явлениях в слабосвязанных сверхпроводниках, относят все виды туннельных переходов микросужения в тонких сверхпроводящих пленках, мостики переменной толщины и точечные сверхпроводящие контакты, получившие название Джозефсонские переходы (рис. 7.18).

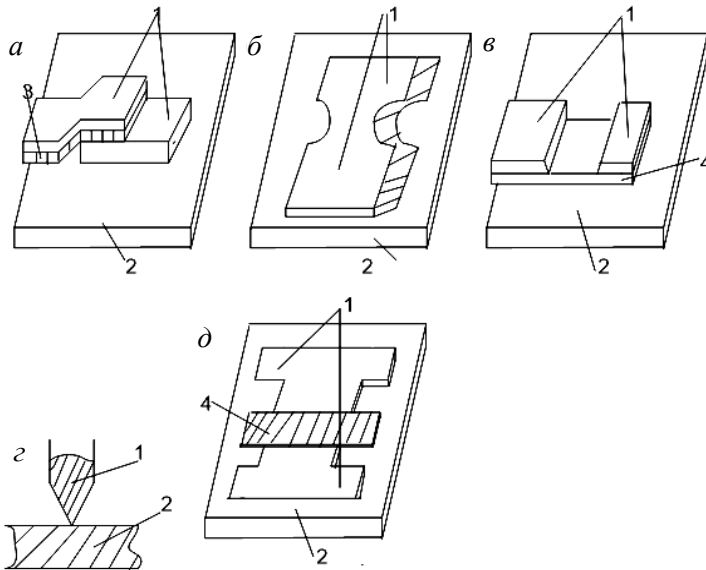


Рис. 7.18. Структуры переходов Джозефсона:

1 – сверхпроводящий электрод; 2 – подложка; 3 – изолирующий слой;
4 – пленка мостика; а – туннельный переход; б – мостик с микросужением;
в – мостик переменной толщины; з – точечный контакт; д – мост, созданный на эффекте близости

На рис. 7.19 представлена ВАХ туннельного перехода и мостика.

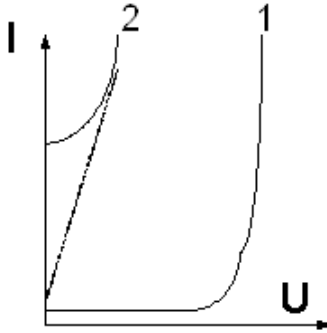


Рис. 7.19. ВАХ туннельного перехода и мостика:
1 – ВАХ туннельного перехода; 2 – ВАХ мостика

К основным электрофизическим параметрам таких структур относятся:

- характеристическое напряжение перехода $U_C = I_C R_N$;
- критический ток перехода I_C , R_N – нормальное сопротивление.

$$I_C = \frac{U_C}{\Phi_0} = 483 \text{ МГц/мкВ}.$$

Напряжение U_C определяет высокочастотные свойства перехода: в логических ячейках быстроту переключения и уровень выходного сигнала.

7.6. Бысторедействующие криоэлементы

Криоэлектронный переключатель. Криотрон – сверхпроводящий клапан, который можно переключать из состояния с нулевым сопротивлением в нормальное состояние при помощи магнитного поля благодаря протекающему по другому сверхпроводнику электрическому току. Вывод, переключаемый из нормального состояния в сверхпроводящее и обратно, называют вентиляльным проводом, его $T_c = 4,4 \text{ К}$. Другой провод – из ниобия, управляющий, его $T_c = 8,0 \text{ К}$. В криотронном переключателе важны два значения тока: критический ток вентиля $I_{\text{вент.кр}}$ (максимальный ток вентиля в присутствии магнит-

ного поля в управляющей цепи, не вызвав переключения вентиля из сверхпроводящего в нормальное состояние); управляющий ток $I_{упр.0}$, необходимый для переключения вентиля из сверхпроводящего в нормальное состояние. Коэффициент усиления по току $G = I_{вент.кр} / I_{упр.0}$.

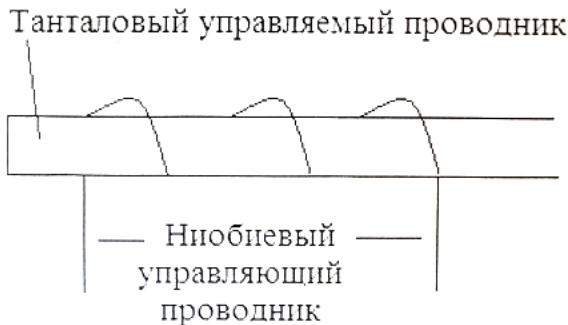


Рис. 7.20. Криоэлемент

Криогенный запоминающий элемент.

На рис. 7.21, *a* представлен контур, в котором сопротивление в левой ветви можно включать или выключать. В нем параллельно включены два различных сверхпроводника. Правый постоянно поддерживается в сверхпроводящем состоянии, а левый переключается из нормального состояния в сверхпроводящее и обратно. Внешний импульс тока I имеет призму (рис. 7.21, *б*). Импульс тока издает в контуре постоянно циркулирующий ток, который продолжает существовать и после переключения внешнего импульса, если сопротивление R включать и выключать в надлежащие моменты времени.

На этом принципе основано действие тиристора – запоминающего элемента для ЭВМ, в котором используется незатухающий ток.

В контуре цепи изолирует незатухающий ток $I_{незат.} = \frac{L_2}{L_1 + L_2} I_0 - tI_1$,

формирующий выходной сигнал. Величина незатухающего тока максимальна, если R остается в контуре до тех пор, пока левый ток не перейдет в правую ветвь, т. е. пока ток tI_1 не станет $= 0$.

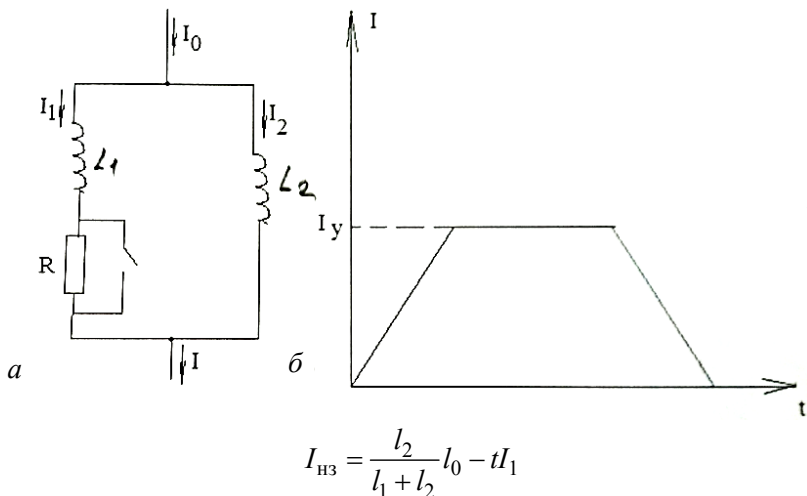


Рис. 7.21. Схема когерентного запоминающего элемента

Криотрон на скрещенных пленках. В криотронах этого типа вентильный и управляющий провода выполнены в виде тонких пленок (порядка 1 мм шириной и 1 мкм толщиной).

На рис. 7.22 представлена структура криотрона на скрещенных пленках. Две металлические пленки (для увеличения тока их делают разной ширины), разделенные осажденным слоем диэлектрика, устанавливаются на подложке из материала типа стекла. Широкая вентильная пленка обеспечивает большую величину критического тока вентилля $I_{\text{вент.кр}}$, а узкая управляющая пленка позволяет уменьшить величину управляющего тока $I_{\text{упр.0}}$. Образец имеет либо нулевое, либо неизменное состояние, в исходном состоянии (положении).

Переключение с нулевого R_0 на $\text{max } R_{\text{max}}$ происходит при увеличении разряженности магнитного поля выше критического. В запоминающем устройстве на незатухающем токе переход из сверхпроводящего состояния в нормальное осуществляется путем увеличения тока в сверхпроводнике выше критического значения. Сверхпроводящий заземляющий экран переключает любое воздействие внешнего магнитного поля, т. к. на его поверхности возникают токи, стремящиеся нейтрализовать внешнее поле. Представленное на

рис. 7.22 устройство является криотроном с вентилем на основе Джозефсона перехода.

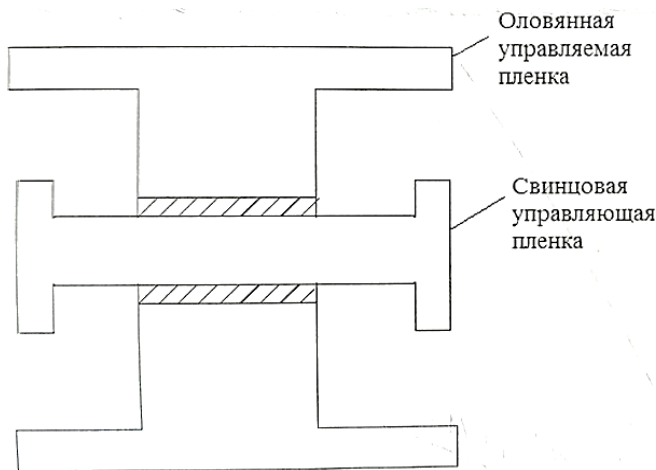


Рис. 7.22. Структура криотрона на скрещенных пленках

Логические устройства на Джозефсонских элементах. Создание образцов Джозефсонских логических структур. Устройства построены на элементах, общая схема которых показана на рис. 7.23.

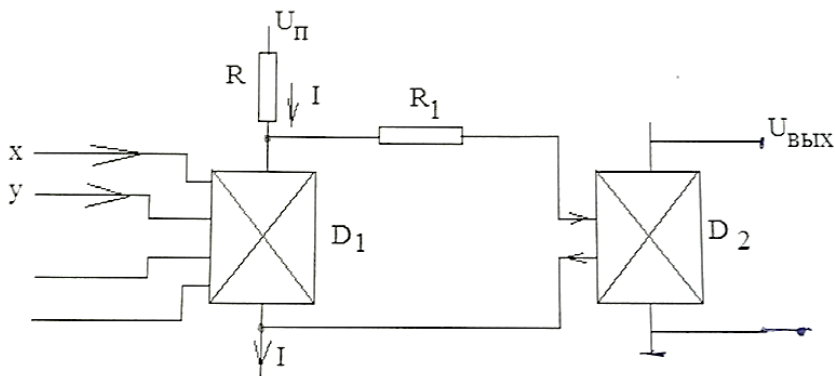


Рис. 7.23. Структурная схема логического устройства

К источнику питания $U_{и.п.}$ последовательно с ограничивающим резистором R подключен Джозефсонский вентиль П1, зашунтиро-

ванный выходной шиной. В качестве вентиля D_1 используется либо одиночный Джозефсонский контакт (туннельный), либо несколько контактов, соединенных друг с другом с помощью индуктивностей или резисторов. При отсутствии входных сигналов критический ток вентиля I_c превышает ток источника питания I и вентиль остается открытым (сверхпроводящим). Когда входные переменные поступают на входы X, Y в состоянии, соответствующем выполняемой логической функции, критический ток становится ниже тока питания и вентиль запирается. В результате этого часть тока источника питания I ответвляется в нагрузку и является входным сигналом для следующего элемента D_2 . Входной сигнал воздействует на вентиль либо за счет создаваемого им магнитного поля, либо инъекцией дополнительного тока непосредственно в Джозефсонский контакт, на D_2 формируется выходной сигнал.

7.7. Эффект Ганна, генератор Ганна

В приборах с дифференциальным отрицательным сопротивлением, что соответствует эффекту Ганна, управляемых напряжением, в нестационарных условиях могут формироваться либо слои, в которых аккумулируется избыточный заряд, либо дипольные слои, т. е. домены. Процесс формирования сильных неоднородностей пространственного заряда зависит от того, будет ли заряд в кристалле достаточно велик и достаточно ли длина образца для того, чтобы пространственный заряд необходимой величины образовался за время пролета электронов через полупроводниковый образец.

Критерий формирования сильных нестабильностей пространственного заряда: на начальной стадии образования пространственного заряда скорость роста слоев пространственного заряда задается выражением

$$Q(x, t) = Q(x - vt, 0) \exp(t / \tau_D), \quad (7.4)$$

$$\text{где } \tau_D = \frac{\epsilon_S}{\sigma} = \frac{\epsilon_S}{en_0 |\mu_D|};$$

ϵ_S – диэлектрическая проницаемость полупроводника;

n_0 – концентрация легирующей примеси;

μ_D – отрицательная подвижность;

v – скорость движения пространственного заряда,

t – время процесса.

Чтобы рост величины пространственного заряда был большим, необходимо выполнение следующего условия:

$$n_0 L > \frac{\epsilon_S U}{e |\mu_D|}, \quad (7.5)$$

где U – приложенное напряжение;

L – длина образца.

Образцы с произведением $n_0 L < 10^{12} \text{ см}^{-2}$ не могут обеспечить существования движущихся дипольных доменов, но у них могут возникать нарастающие волны пространственного заряда и они могут быть использованы в качестве стабильных линейных усилителей СВЧ-колебаний. Если такой образец включить в резонансную цепь с достаточным нагрузочным сопротивлением, он будет использовать колебания в режиме со слоем накопления пространственного заряда.

Образцы с $n_0 L > 10^{12} \text{ см}^{-2}$, помещенные в цепь с постоянным напряжением, способны обеспечить существование полностью формирующихся движущихся дипольных доменов, которые работают в пролетном (Ганновском) режиме, при котором частота генерируемых колебаний определяется дрейфовой скоростью носителей и длиной образца. Диод Ганна – это полупроводниковый диод, действие которого основано на появлении отрицательного объемного сопротивления под действием сильного электрического поля, предназначенный для генерирования и усиления СВЧ-колебаний. Для работы диода Ганна в генераторном режиме необходимо: источник постоянного тока, объемный резонатор и кристалл GaAs без p - n -перехода (рис. 7.24, а).

Когда $U > U_{кр}$ в монокристалле диода появляется электрический домен (рис. 7.24, б, в), который смещается к аноду, во внешней цепи с резонатором формируются незатухающие колебания формой (рис. 7.24, г). Рабочей областью ВАХ диода является участок БВ с отрицательным R . Критическое напряжение диода Ганна, изготовленного на основе GaAs, составляет 3 кВ/см, выходная мощность единицы Ватт.

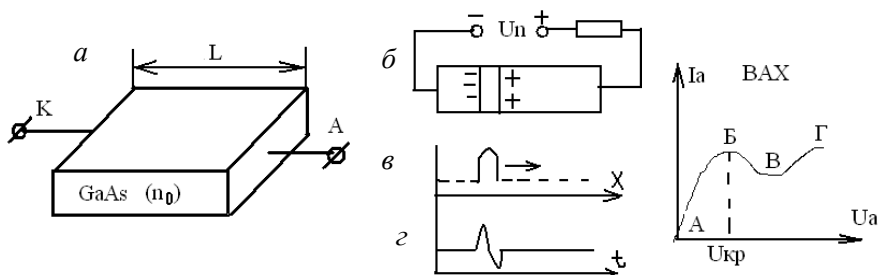


Рис. 7.24. Структурная схема и ВАХ диода Ганна:
 а – структура диода; б – цепь включения диода; в – движение домена;
 г – выходное напряжение

При равномерной концентрации образца время формирования диода – $\tau_{\phi} = 10^6 / \Pi$, с. Размеры домена составляют $0,03 / 0,1 L$. Домен дрейфует от катода к аноду со скоростью $v = 10^6$ м/с. Домен образуется в непосредственной близости от катода. Рабочая частота определяется временем дрейфа домена, периодом колебания тока $T = L / v$, где L – длина образца, v – дрейфовая скорость электрона.

7.8. Основы молекулярной электроники

Тенденции в повышении степени интеграции полупроводниковых приборов.

Повышение степени интеграции полупроводниковых приборов связано с уменьшением размеров элементов в плоскости полупроводникового кристалла и сопровождением в направлении, перпендикулярном плоскости кристалла. Толщина подзатворного слоя МДП-транзисторов – ~ 10 нм. Благодаря успехам микроэлектронной технологии длина базы (БТ), длина канала МОП-транзисторов и толщина биполярного транзистора (БТ) стали соизмеримы со средней длиной свободного пробега носителей заряда (НЗ), т. е. НЗ перемещаются в пределах базы почти без рассеяния. В связи с этим появляется возможность разработки нового класса приборов с баллистическим переносом. В частности структуры типа Si на изоляторе, получаемые нанесением тонкой пленки Si на SiO_2 , можно использовать для создания новых приборов с трехмерной интеграцией. Полевой транзистор характеризуется следующими размерами: W, L –

ширина и длина канала, $d_{\text{ок}}$ – толщина оксида, глубина диффузии примеси в области истока и стока X_J , ширина, толщина, длина токоведущих дорожек W_L, H_L, L_L . При изменении всех линейных размеров транзистора в K раз необходимо применять условие масштабирования питания и уровней легирования. Рассмотрим три случая:

- 1 – постоянная напряженность электрического поля ($E = \text{const}$);
- 2 – постоянное напряжение питания ($U_{\text{инп}} = \text{const}$);
- 3 – квазипостоянное напряжение питания ($U_{\text{кв}} = K_v U_{\text{но}}$).

Таблица 7.2

Масштабные коэффициенты при различных условиях масштабирования

Закон масштабирования	$E = \text{const}$	$U_{\text{инп}} = \text{const}$	$U_{\text{кв}} = K_v U_{\text{инп}} = \text{const}$
Напряжение питания	K	1	$K < K_v < 1$
Размер транзистора	K	K	K^{-1}
Толщина подзатворного оксида	K	K, \sqrt{K}	K
Уровень легирования подложки	K^{-1}	K^{-1}	K^{-1}

Пусть одновременно с уменьшением размеров уменьшаются параметры W_L и H_z токоведущих дорожек, электрических соединений между структурами, а удельное сопротивление не меняется. При условии постоянного поля получаем изменение различных параметров ИС. Они приведены в табл. 7.3.

Таблица 7.3

Параметр	Масштабный коэффициент
Рассеив мощность	K^2
Размеры прибора	K
Напряжение питания	K
Уровень легирования подложки	K
Ток питания	K
Емкость	K
Сопротивление дорожек	K^{-1}
Быстродействие	K

Как следует из табл. 7.3 уменьшение линейных размеров МДП-структуры в K раз повышает его быстродействие и понижает мощность в K^2 , а плотность выделяемой мощности постоянна. Следовательно, стратегия одновременного уменьшения всех линейных размеров при миниатюризации ИМС на МОП-структурах является оптимальной. В практически важных случаях различным варьируемым величинам придаются различные масштабные коэффициенты.

В биполярных транзисторах масштабируется длина и ширина эмиттерного контакта ($L_э, W_э$), толщина базы $W_б$, уровень легирования базы $N_б$, напряжение источника питания $U_{инп}$. Выбор значения этих величин позволяет вычислить параметры, такие как ток эмиттера ($J_э$), емкости переходов $C_{эб}, C_{кб}, C_{кэ}$, сопротивление базы, время задержки переключения, рассеиваемая мощность, плотность мощности $P_Σ$. Емкость переходов связана нелинейно с напряжением питания, а время задержки переключения состоит из ряда слагаемых, обусловленных перезарядкой емкостей при переключении транзистора.

Таблица 7.4

Коэффициент масштабирования

Параметры	$U_{инп} = \text{const}$	$N_б, W_б = \text{const}$	Параметры	$U_{инп} = \text{const}$	$N_б, W_б = \text{const}$
$L_э, W_э$	K	K	$C_{кэ}$	K^2	K^2
$W_б$	K	1	$\tau_б$	1	1
$N_б$	1	K	τ	K^2	K^2
$U_{инп}$	1	K	P	K^2	K^3
$J_э$	K^2		$P_Σ$	1	K
$C_{эб}$	$K^{3/2}$		$C_{кб}$	$K^{5/2}$	

Приведенные результаты по миниатюризации полупроводниковых приборов путем масштабирования показывают сильную зависимость важнейших параметров от масштабного коэффициента.

Функциональную сложность ИС характеризуют степенью интеграции N (число элементов в кристалле ИС). Технологически сложность ИС характеризуют площадью кристалла СБИС и минимальной шириной линии в рисунке l (минимальный размер элемента СБИС). Максимальные значения степени интеграции и площади

кристалла увеличиваются со временем, в то время как минимальные размеры элемента СБИС уменьшаются.

$$S = 25 \cdot 10^{-10} \exp(0,178(t - 1900)) \text{ см}^2;$$

$$L = 10^{-5} \exp(-0,135(t - 1900)) \text{ см},$$

где время t измеряется годом исчисления.

Эти закономерности носят эмпирический характер. Экстраполяция функций $S(t)$ и $L(t)$ дает величину максимальной площади кристалла СБИС 200 мм^2 , а минимальный размер элемента рисунка $0,5 \text{ мкм}$. Эти величины обычно относятся к максимально допустимым в технологии ИС.

Глава 8. ПРИКЛАДНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

8.1. Электронные цепи и сигналы

8.1.1. Сигналы. Основные определения и классификация

Электрические колебания, отражающие передаваемые сообщения или информацию о состоянии исследуемого объекта, называются сигналом. Колебания, мешающие принять сигнал или измерить состояние объекта, называются помехой. С помощью преобразователей, установленных на источнике сообщения, формируется первичный сигнал. Для передачи на большие расстояния первичный сигнал с помощью модуляторов преобразуется в высокочастотный сигнал. Если функция $S(t)$, описывающая сигнал, может принимать только дискретные значения S_n (1 или 0), то сигнал называется дискретным. Если функция $S(t)$ может принимать любые значения, то сигнал называют непрерывным по состояниям или аналоговым. Когда сигнал задается не на всей оси времени, а в определенные моменты t_n , он называется дискретным во времени в отличие от непрерывных во времени сигналов. Сигналы дискретные во времени и по состояниям, называются цифровыми. Современные методы преобразования сигналов позволяют непрерывные сигналы представлять эквивалентными дискретными и последние – непрерывными.

Электрические сигналы могут быть случайными и детерминированными. Случайным или нерегулярным называют электрический сигнал, функция времени $S(t)$ которого неизвестна и непредсказуема. Случайные колебания анализируются вероятностными методами. Детерминированными или регулярными называются сигналы, функция $S(t)$ которых известна. Детерминированные электрические сигналы применяются как переносчики энергии в устройствах питания, как управляющие сигналы в различных устройствах управления и в преобразователях спектра, как сигналы в устройствах выделения информации. Детерминированные сигналы как полностью известные обозначаются термином колебания.

Наряду с полезными случайными сигналами функционируют случайные сигналы – помехи, которые называются шумами. Уровень шумов является основным фактором, ограничивающим скорость передачи информации при заданном сигнале. Поэтому изучение случайных сигналов неотделимо от изучения шумов. Полезные случайные сигналы, а также помехи, обычно объединяются термином случайные колебания или случайные процессы. Сигналы, формируемые в радиопередающих устройствах и излучаемые в пространство, а также поступающие в приемное устройство, являются физическими процессами. Сигналы в канале радиосвязи подразделяются на управляющие сигналы и радиосигналы; под первыми понимают модулирующие, а под вторыми – модулированные колебания. Обработка сигналов в виде физических процессов осуществляется с помощью аналоговых электронных цепей (усилителей, фильтров и т. д.). Обработка закодированных в цифру сигналов осуществляется с помощью вычислительной техники. Применяемые в радиоэлектронике сигналы разделяются на следующие классы (рис. 8.1).

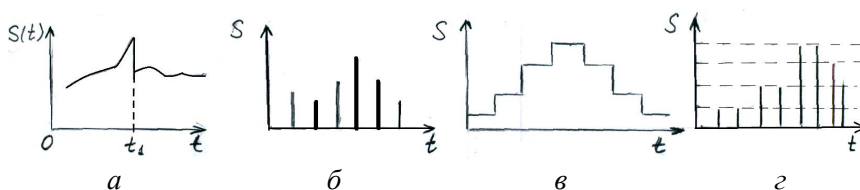


Рис. 8.1. Форма электрических сигналов:

a – произвольные по величине и непрерывные во времени; *б* – произвольные по величине и дискретные по времени; *в* – квантовые по величине и непрерывные во времени; *г* – квантованные по величине и дискретные по времени

Сигналы первого класса – аналоговые, представляют электрические модели физических величин, непрерывные множества, называют континуальными. По оси ординат сигналы принимают любые значения в определенном интервале. Такие сигналы обозначают термином континуальный; он является функцией непрерывной переменной t , а дискретный сигнал $S(t)$ – функцией дискретной переменной t , принимающей только фиксированные значения. Представленный на рис. 8.1, *б* сигнал задан при дискретных значениях времени t ; величина сигнала в дискретных точках может принимать любые значения, т. е. термин дискретный характеризует способ задания сигнала на временной оси. Таким образом, различают аналоговые, дискретные, квантованные и цифровые сигналы, каждому из которых можно поставить в соответствие аналоговую, дискретную или цифровую цепь. Связь между видом сигнала и видом цифровой цепи показана на рис. 8.2.

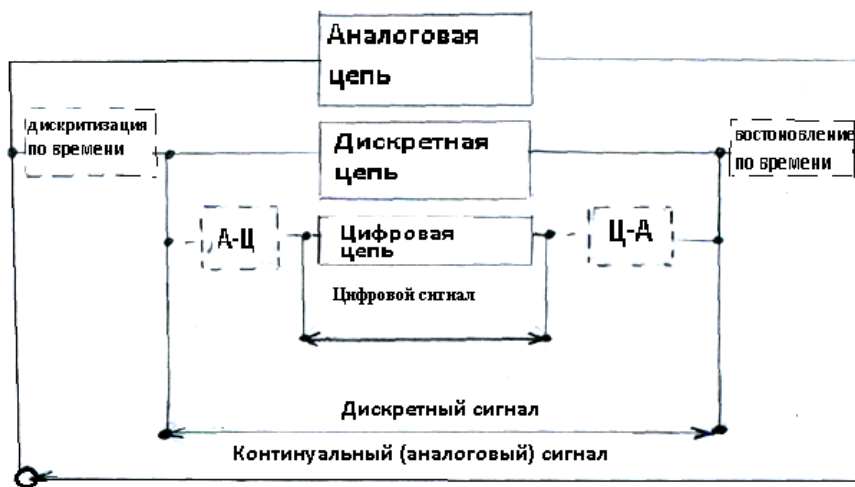


Рис. 8.2. Виды сигналов и соответствующие им цепи

При обработке аналогового сигнала с помощью аналоговой цепи не требуется его дополнительных преобразований. При обработке континуального сигнала с помощью дискретной цепи необходимы два преобразования: дискретизация сигнала по времени во входной цепи и обратное преобразование на выходе дискретной цепи. При

цифровой обработке непрерывного сигнала требуются еще два дополнительных преобразования: аналог – цифра (квантование «кодирование») на входе цифровой цепи и обратное преобразование цифра – аналог, то есть декодирование на выходе цифровой цепи.

8.2. Спектральный и корреляционный анализ детерминированных колебаний. Представление гармонических колебаний

Электрические колебания, описываемые гармоническими (\sin и \cos) функциями времени, называются гармоническими. Такие колебания (рис. 8.3) записываются в виде

$$S(t) = A_m \cos(\omega t - \varphi), \quad (8.1)$$

где A_m – амплитуда;

$\omega t - \varphi = \theta(t)$ – фаза, которую в момент времени ($t = 0$) называют начальной фазой.

$$\theta(t = 0) = \theta_0;$$

T – период колебания, с;

$$\omega = 2\pi f \text{ – угловая частота, рад/с.}$$

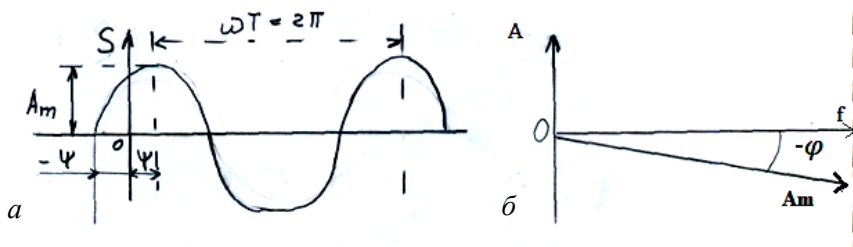


Рис. 8.3

Из формулы (8.1) следует, что гармоническое колебание характеризуется двумя величинами: амплитудой A_m и фазой θ . Гармоническое колебание можно условно изображать вектором на плоскости. Изображающий колебание вектор вращается с постоянной угловой скоростью ω . При анализе электрической цепи, находящейся

под воздействием источников гармонических ЭДС с одинаковыми частотами, токи и напряжения в цепи изображают неподвижными векторами, длина которых принимается равной амплитуде колебания, а угол поворота – начальной фазе (рис. 8.3, б). Гармонический сигнал также представляют в комплексной форме, причем комплексное число $A_m^* = A_m e^{-j\varphi}$ называется комплексной амплитудой гармонического колебания. Гармонический сигнал:

$$S(t) = A_m \cos(\omega t - \varphi) = A_m^* e^{j\omega t}. \quad (8.2)$$

Производная сигнала:

$$\frac{dS}{dt} = -\omega A_m \sin(\omega t - \varphi) = \omega A_m \cos(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}) = \omega A_m^* e^{j\omega t} \cdot e^{j\pi/2},$$

т. к. $e^{j\pi/2} = j$, то

$$\frac{dS}{dt} = j\omega A_m^* \cdot e^{j\omega t}. \quad (8.3)$$

Интегрирование гармонической функции:

$$\begin{aligned} \int S(t) dt &= \frac{1}{j\omega} A_m^* e^{j\omega t} = \frac{A_m}{\omega} \sin(\omega t - \varphi) = \frac{A_m}{\omega} \cos(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}) = \\ &= \frac{A_m}{\omega} e^{j\omega t} e^{-j\pi/2} = \frac{A_m}{j\omega} e^{j\omega t}. \end{aligned} \quad (8.4)$$

Следовательно, дифференцирование гармонической функции соответствует умножению комплексной амплитуды на величину $j\omega$, т. е. поворот A_m на диаграмме на угол $\frac{\pi}{2}$ против часовой стрелки и умножение модуля на ω ; интегрирование гармонической функции соответствует делению комплексной амплитуды на $j\omega$ и поворота по часовой стрелке на угол $\frac{\pi}{2}$.

8.2.1. Спектры периодических колебаний. Спектральный анализ периодических колебаний

Любой сложный периодический сигнал может быть представлен в виде суммы элементарных гармонических сигналов, действующих при $-\infty < t < +\infty$, т. е. с помощью ряда Фурье, который может быть записан в тригонометрической или комплексной формах:

$$\begin{aligned} S(t) &= \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\omega_x t + b_n \sin n\omega_x t) = \\ &= \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(n\omega t - \psi_n); \end{aligned} \quad (8.5)$$

$$S(t) = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{\min} e^{j(n\omega t - Y_n)} = \frac{1}{2} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{\min}^* e^{jn\omega t}, \quad (8.6)$$

где $\frac{a_0}{2}$ – постоянная составляющая (среднее значение);

a_n, b_n – амплитуды косинусоидальных и синусоидальных членов разложения $S(t)$.

Эти величины определяются выражениями

$$\frac{a_0}{2} = \frac{1}{T} \int_T S(t) dt; \quad (8.7)$$

$$a_n = \frac{2}{T} \int_T S(t) \cos n\omega t dt; \quad b_n = \frac{2}{T} \int_T S(t) \sin n\omega t dt. \quad (8.8)$$

Амплитуда (модуль) и фаза (аргумент) n -й гармоники выражаются через a_n и b_n так:

$$A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}; \quad \psi_n = \arctg \frac{b_n}{a_n}. \quad (8.9)$$

Комплексная амплитуда $A_n^* = a_n - ib_n$; $A_{-n}^* = a_n + ib_n$, где A_n^* и A_{-n}^* – комплексно-сопряженные, причем $A_n^* \times A_{-n}^* = A_n^2$.

Ряд Фурье (8.5) показывает, что периодическое колебание можно разложить на постоянную составляющую $\frac{a_0}{2}$ и совокупность гармонических колебаний с кратными частотами:

$$S_n(t) = a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t = A_{mn} \cos(n\omega t - \psi_n). \quad (8.10)$$

Обратное представление $A_{mn} = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \equiv A_n$,

$$a_n = A_{mn} \times \cos \psi_n; \quad b_n = A_{mn} \times \sin \psi_n. \quad (8.11)$$

Гармонические колебания (8.10) называются гармониками, величина $A_{mn}(A_n)$ – амплитудой, $\psi_n = \operatorname{arctg} \frac{b_n}{a_n}$ – начальной фазой n -й гармоники.

Амплитудным спектром периодического (детерминированного) колебания называют функцию $A = f(\omega)$, отражающую зависимость амплитуд гармоник от частоты.

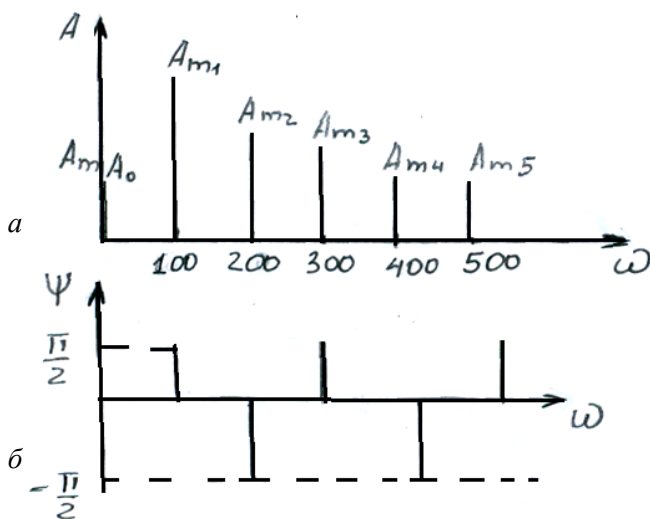


Рис. 8.4. Амплитудный спектр сигнала

При графическом изображении амплитудного спектра по оси абсцисс откладывается частота, а по оси ординат – амплитуда гармоник.

Фазовым спектром называют функцию, отражающую зависимость фаз гармоник от частоты. Ширина спектра ΔF разность наибольших и наименьших частот, в пределах которой амплитуды гармоник превышают определенную минимальную амплитуду: $\Delta f = f_2 - f_1$.

Если сигнал представляет четную функцию относительно t , т. е. $S(t) = S(-t)$ в тригонометрической записи остаются только косинусоидальные члены, так как $b_n = 0$. Для нечетной функции $S(t)$ $a_n = 0$ относительно t и ряд состоит из синусоидальных членов. Спектр периодической функции называется линейным или дискретным, т. к. состоит из отдельных линий, соответствующих дискретным частотам $0, \omega_1, \omega_2 = 2\omega_1, \omega_3 = 3\omega_1$ и т. д.

8.2.2. Спектры типичных сигналов

1. Периодическая последовательность прямоугольных импульсов (рис. 8.5).

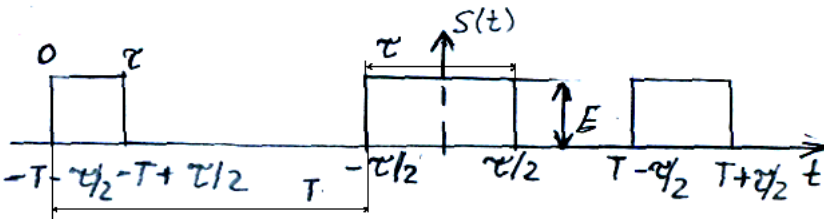


Рис. 8.5. Периодическая последовательность прямоугольных импульсов

Амплитуда импульсов равна E , длительность их – τ . Постоянная составляющая (среднее значение):

$$E_0 = \frac{a_0}{2} = \frac{1}{T} \int_0^{\tau} E dt = \frac{\tau}{T} E.$$

Амплитуда косинусоидальной составляющей n -гармоники:

$$a_n = \frac{2}{T} \int_0^{\tau} E \cos n\omega_1 t dt = \frac{2}{T} \frac{E}{n\omega_1} [\sin n\omega_1 t]_0^{\tau} = \frac{2E}{\pi n} \sin \frac{\pi\omega_1 \tau}{2};$$

амплитуда синусоидальной составляющей n -гармоники:

$$b_n = \frac{2}{T} \int_0^{\tau} E \sin n\omega_1 t dt = \frac{2}{T} \frac{E}{n\omega_1} [\cos n\omega_1 t]_0^{\tau} = \frac{E}{\pi n} (1 - \cos n\omega_1 \tau).$$

Находим с помощью (8.9) амплитуду и фазу n -гармоники:

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{E}{\pi n} \sqrt{(\sin n\omega_1 \tau)^2 + (1 - \cos n\omega_1 \tau)^2} = \\ &= \frac{E}{\pi n} \sqrt{2(1 - \cos n\omega_1 \tau)} = \frac{2E}{\pi n} \left(\sin \frac{\omega_1 \tau}{2} \right), \\ \psi_n &= \operatorname{arctg} \frac{1 - \cos n\omega_1 \tau}{\sin n\omega_1 \tau} = \sin \frac{n\omega_1 \tau}{2}. \end{aligned}$$

Подставляем найденные коэффициенты в формулу (8.5), получаем

$$\begin{aligned} e(t) &= E \left[\frac{\tau}{T} + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \sin \frac{\omega_1 \tau}{n} \cos n\omega_1 t + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \cos n\omega_1 \tau}{n} \sin n\omega_1 t \right] = \\ &= E \left[\frac{\tau}{T} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \frac{n\omega_1 \tau}{2}}{n} \cos(n\omega_1 t - \psi_n) \right]. \end{aligned} \quad (8.12)$$

2. Если сигнал представлен четной функцией, $b_n = 0$ и тригонометрический ряд принимает вид:

$$e(t) = E \left[\frac{\tau}{T} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \frac{n\omega \tau}{2}}{n} \cos n\omega_1 t \right]. \quad (8.13)$$

Так как эта функция является нечетной (рис. 8.6, *a*), ряд Фурье для нее содержит только синусоидальные члены. В конечном виде:

$$e(t) = 2E \left(\sin \omega_1 t - \frac{1}{2} \sin 2\omega_1 t + \frac{1}{3} \sin 3\omega_1 t - \frac{1}{4} \sin 4\omega_1 t + \dots \right). \quad (8.14)$$

Как следует из (8.14), амплитуды гармоник убывают по закону $1/n$, где $n = 1, 2, 3, \dots$. На рис. 8.6, б показан график суммы первых пяти гармоник.

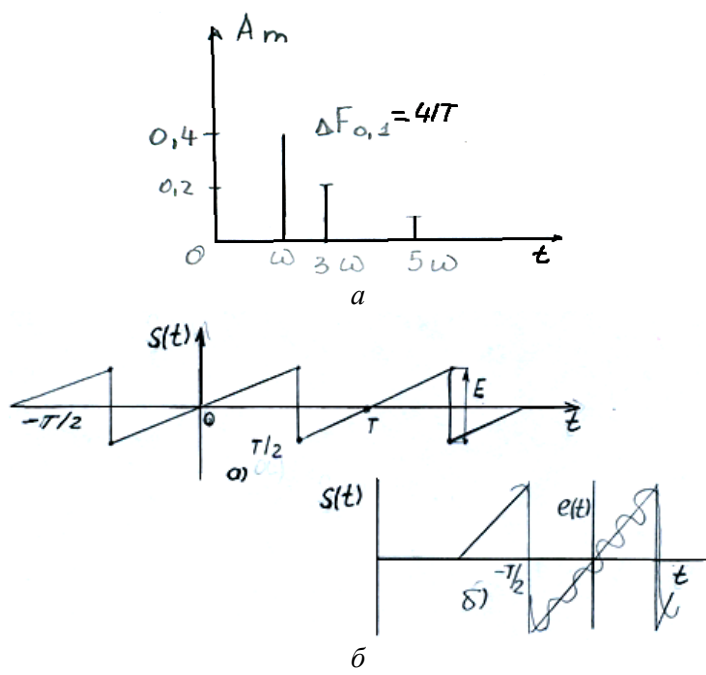


Рис. 8.6. Амплитудный спектр прямоугольных импульсов (а), последовательность пилообразных импульсов (б)

3. Последовательность треугольных импульсов представлена на рис. 8.7.

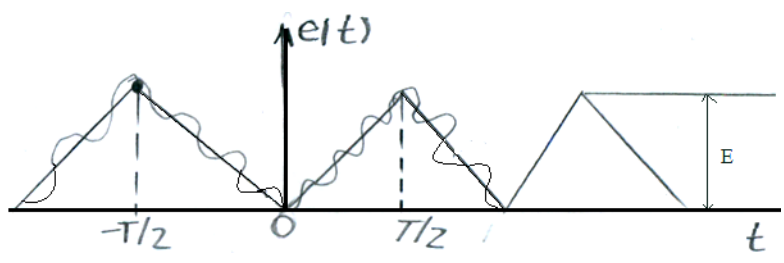


Рис. 8.7. Последовательность треугольных импульсов

Такая последовательность – функция четная, поэтому ряд Фурье для такой последовательности импульсов имеет следующий вид:

$$E(t) = E \left[\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \left(\cos \omega_1 t + \frac{1}{3^2} \cos 3\omega_1 t + \frac{1}{5^2} \cos 5\omega_1 t + \dots \right) \right]. \quad (8.15)$$

Сумма первых трех членов этого ряда изображена на рис. 8.7. Здесь убывание амплитуды гармоник подчиняется зависимости $1/n^2$.

В задачах анализа цепей при воздействии периодических колебаний пользуются комплексным рядом Фурье.

$$\lambda_n(t) = \frac{1}{2} A_{mn} e^{j(n\omega t - \psi_n)} + \frac{1}{2} A_{mn} e^{j(n\omega t - \psi_n)}. \quad (8.16)$$

Введя комплексные амплитуды $A_{mn}^* = A_{mn} e^{-j\psi_n}$, $A_{m-n} = A_{mn} e^{j\psi_n}$, $A_0 = a_0$ и подставив в (8.16), получим:

$$\begin{aligned} S_T(t) &= \frac{A_n}{2} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn}^* e^{jn\omega t} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} e^{-jn\omega t} = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{mn}^* e^{jn\omega t}. \end{aligned} \quad (8.17)$$

Этот ряд называется комплексным рядом Фурье. Так как комплексная амплитуда:

$A_{mn}^* = A_{mn} e^{-j\psi_n} = A_{mn} \cos \psi_n - j A_{mn} \sin \psi_n = a_n - j b_n$, то для расчета коэффициентов комплексного ряда Фурье

$$A_{mn} = \frac{2}{T} \int_T S_T(t) e^{-jn\omega t} dt.$$

Множество коэффициентов комплексного ряда Фурье называют комплексным спектром периодического колебания.

8.2.3. Спектры непериодических колебаний

Непериодическое колебание можно представить как периодическое с периодом $T \rightarrow \infty$. Рассмотрим спектр колебания таких сигнала

лов, приняв их период $T \rightarrow \infty$. Разность частот соседних гармоник $\omega = 2\pi/T \rightarrow 0$. Гармоники сближаются и спектр становится сплошным. Комплексная амплитуда с учетом замены множителя $2/T$ множителем $\frac{\omega}{t}$: $A_{mn}^* = \frac{\omega}{\pi} \int S(t) e^{-jn\omega t} dt$. При $T \rightarrow \infty$ дискретная переменная $n\omega$ превращается в непрерывную переменную ω , частота – в $d\omega$, а комплексная амплитуда – в непрерывную функцию частоты ω :

$$A(\omega) = \frac{d\omega}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(t) e^{-j\omega t} dt. \quad (8.18)$$

На практике спектр непериодического колебания описывается функцией спектральной плотности

$$S(j\omega) = \pi \frac{A(\omega)}{d\omega} = \int_{-\infty}^{\infty} S(t) e^{-j\omega t} dt, \quad (8.19)$$

определенной на всей оси частот: от $-\infty$ до ∞ .

Обратное преобразование Фурье:

$$S(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(j\omega) e^{j\omega t} d\omega, \quad (8.20)$$

где $S(j\omega) = S(\omega) e^{-j\psi(\omega)}$ – функция спектральной плотности.

Модуль функции $S(\omega)$ называется амплитудной спектральной плотностью или амплитудным спектром колебания, а его фаза $\psi(\omega)$ – фазовым спектром.

Амплитудный спектр – функция четная, а фазовый – нечетная. Поэтому графики этих функций достаточно изображать только над положительной полуосью частот.

8.2.4. Мощность колебаний

Мгновенная мощность на элементе цепи $p(t) = i(t) \cdot U(t)$ также переменная. Когда мгновенная мощность положительна, цепь получает энергию от источника, если отрицательна – цепь возвращает

источнику накопленную энергию. Переданная источником элементу цепи за промежутки времени t_1-t_2 энергия:

$$W = \int_{t_1}^{t_2} p(t) dt; \quad P_{\text{ср}} = \frac{W}{t_2 - t_1}.$$

Для расчета мощности в цепях переменного тока вводят понятие действующих значений напряжения и тока:

$$U = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T U^2(t) dt}; \quad I = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T I^2(t) dt};$$

$$U = U_m / \sqrt{2}; \quad I = I_m / \sqrt{2}.$$

Средняя за период колебаний мощность $P_A = \frac{1}{T} \int_0^T i(t)u(t) dt =$
 $= \frac{1}{T} \int_0^T \cos(\omega t - \psi_i) \cdot U_m \cos(\omega t - \psi_n) dt = \frac{1}{2} I_m U_m \cos \varphi = IU \cos \varphi$, где
 $\varphi = \psi_i - \psi_n$, $\cos \varphi$ – коэффициент мощности.

Реактивная мощность – $P_Q = IU \sin \varphi$.

Полная мощность – $P_S = \sqrt{P_A^2 + P_Q^2}$.

Средняя мощность периодического колебания, выделяющаяся на единичном сопротивлении:

$$P_A = \frac{1}{T} \int_0^T S^2(t) dt. \quad (8.21)$$

Подставив в (8.21) ряд Фурье, по мере интегрирования его почленно, получим

$$P_A = \frac{A_0^2}{4} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn}^2. \quad (8.22)$$

Таким образом, средняя мощность периодического колебания равна сумме мощностей всех гармоник и постоянной составляющей.

Энергия сигнала:

$$\begin{aligned} W &= \int_{-\infty}^{\infty} S^2(t) dt = W(j\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S^*(j\omega) S^*(j\omega) d\omega = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S^2(\omega) d\omega. \end{aligned} \quad (8.23)$$

Так как функция $S^2(\omega)$ четная, то

$$W = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S^2(\omega) d\omega = 2 \int_0^{\infty} S^2(2\pi f) df. \quad (8.24)$$

Величина $2S^2(2\pi f)df$ показывает, какая часть энергии сигнала приходит на полосу частот шириной df , при $df = 1 \rightarrow$ на полосу частот 1 Гц при заданной f .

8.3. Корреляционный анализ детерминированных систем

Наряду со спектральным подходом к описанию сигналов на практике необходима характеристика, дающая представление о специфических свойствах сигнала, в частности, о скорости изменения во времени, о длительности сигнала без разложения его на гармонические составляющие. В качестве такой временной характеристики используется корреляционная функция сигнала.

Для детерминированного сигнала $S(t)$ конечной длительности корреляционная функция определяется выражением

$$B_S(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S(t) S^*(t + \tau) dt, \quad (8.24)$$

где τ – временной сдвиг сигнала.

Обычно рассматриваются сигналы, являющиеся вещественными функциями времени, и обозначение комплексного сопряжения опускается, то есть:

$$B_S(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S(t) S(t + \tau) dt. \quad (8.25)$$

$B_S(\tau)$ характеризует степень связи (корреляции) сигнала $S(t)$ со своей копией, сдвинутой на величину τ по оси времени. $B_S(\tau)_{\max} \rightarrow$ при $\tau = 0$.

$$B_S(0) = \int_{-\infty}^{\infty} S^2(t) dt = W, \quad (8.26)$$

т. е. максимальное значение корреляционной функции равно энергии сигнала. С увеличением τ функция $B_S(\tau)$ убывает и при относительном сдвиге сигналов $S(t)$ и $S(t + \tau)$ на время, превышающее длительность сигнала, обращается в нуль. Построение корреляционной функции для сигнала в виде прямоугольного импульса показано на рис. 8.8.

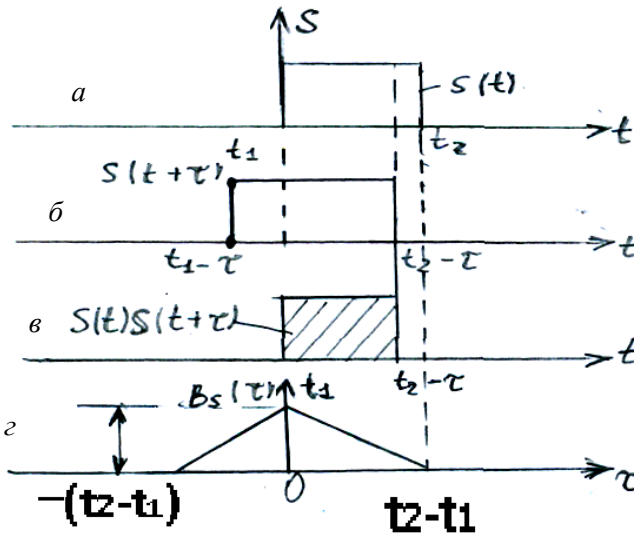


Рис. 8.8. Построение корреляционной функции для прямоугольного импульса

Сдвинутый на τ в сторону опережения сигнал $S(t + \tau)$ показан на рис. 8.8, б, а произведение $S(t)S(t + \tau)$ – на рис. 8.8, в. График функции $B_S(\tau)$ изображен на рис. 8.8, г. Каждому значению τ соот-

ветствует свое произведение $S(t)S(t + \tau)$ и площадь под графиком функции $S(t)S(t + \tau)$. Численные значения таких площадей для соответствующих τ дают ординаты функции $B_S(\tau)$. Из общего определения корреляционной функции безразлично вправо или влево относительно своей копии сдвигать сигнал на величину τ , поэтому выражение $B_S(\tau)$ обобщается:

$$B_S(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S(t)S(t + \tau)dt = \int_{-\infty}^{\infty} S(t)S(t - \tau)dt, \quad (8.27)$$

т. е. $B_S(\tau)$ является четной функцией τ . Для пачки из четырех импульсов максимальное значение корреляционной функции (при $\tau = 0$) равно учетверенной энергии одного импульса. Для периодического сигнала, энергия которого велика, корреляционная функция:

$$B_{\text{Спер}}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} S(t)S(t \pm \tau)dt = \frac{1}{T_1} \int_{-T/2}^{T/2} S(t)S(t \pm \tau)dt, \quad (8.28)$$

где T – период исходного сигнала.

Причем $B_{\text{Спер}}(0)$ равна средней мощности периодического сигнала.

Входящие в выражение интегралы – корреляционная функция сигнала на интервале T . Обозначая ее через $B_{ST}(\tau)$, получаем $B_{\text{Спер}}(\tau) = B_{ST}(\tau)/T$. Периодическому сигналу $S(t)$ соответствует периодическая корреляционная функция $B_{\text{Спер}}(\tau)$, период которой совпадает с периодом T исходного сигнала $S(t)$.

Для оценки степени связи между двумя различными сигналами $S_1(t)$, $S_2(t)$ используется взаимная корреляционная функция, определяемая выражением

$$B_{S_1S_2}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S_1(t)S_2^*(t + \tau)dt. \quad (8.29)$$

Для вещественных функций $S_1(t)$ и $S_2(t)$:

$$B_{S_1S_2}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S_1(t)S_2(t + \tau)dt. \quad (8.30)$$

Соотношение между корреляционной функцией и спектральной характеристикой сигнала равно

$$B_S(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S^2(\omega) e^{-j\omega\tau} d\omega. \quad (8.31)$$

На основании известных свойств преобразования Фурье спектральная плотность $S^2(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} B_S(\tau) e^{j\omega\tau} d\tau$.

8.4. Дискретизация непрерывных сообщений

В случае непрерывных сообщений теория информации строится на замене последних эквивалентной им по информационному содержанию совокупностью дискретных сигналов (сообщений). Операция такой замены, которую называют дискретизацией непрерывного сигнала, основывается на теореме отсчетов Котельникова: если функция $S(t)$ не содержит частот выше F_m , Гц, то она полностью определяется последовательностью своих значений в моменты, отстоящие друг от друга на $\Delta t = 1/2F_m$, с. Для аналитического задания функции $S(t)$ с помощью ее значений в моменты отсчета используется вспомогательная функция следующего вида: $g(t) = \frac{\sin 2\pi F_m t}{2\pi F_m t} = \sin \Omega_m t / \Omega_m t$.

Спектр ее равномерен в полосе частот от 0 до F_m ; в точке $t = 0$ $g(0) = 1$, а в точках $t = n\Delta t = n/2F_m$ функция $g(n\Delta t)$ обращается в нуль, n – любое целое число, положительное или отрицательное. С учетом этих свойств функции $g(t)$ сигнал $S(t)$ со спектром, ограниченным полосой от 0 до F_m , запишется:

$$\begin{aligned} S(t) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} S(n\Delta t) g(1 - n\Delta t) = \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} S(n\Delta t) \sin \Omega_m (1 - n\Delta t) / \Omega_m (1 - n\Delta t). \end{aligned} \quad (8.32)$$

Здесь $n\Delta t$ представляют отсчетные точки на оси t . Выражение (8.32) точно определяет функцию $S(t)$ в любой момент t , а не только в точках отсчета $t = k\Delta t$. Следовательно, непрерывный сигнал $S(t)$

полностью определяется дискретной последовательностью своих значений, отсчитанных через интервалы времени, равные $1/2F_m$. Эти значения функции представляют выборки сигнала.

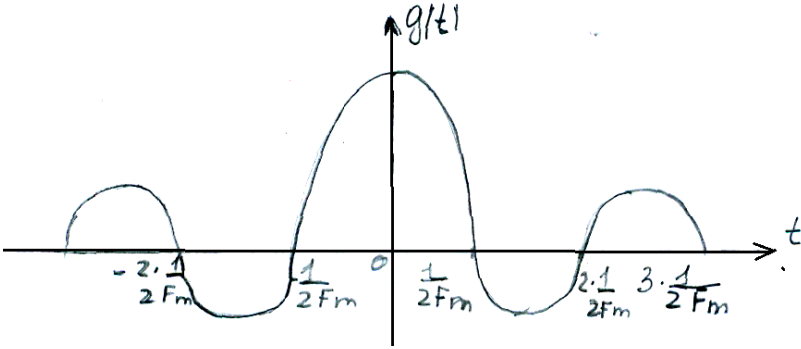


Рис. 8.9. График изменения функции $g(t)$ во времени

Если задан сигнал $S(t)$ конечной длительности T и с полосой частот F_m , общее число независимых параметров (т. е. значений $S(n\Delta t)$ для полного задания сигнала):

$$N = T/\Delta t + 1 = 2F_m T + 1. \quad (8.33)$$

При $T/\Delta t \gg 1$, $N = 2F_m T$, тогда

$$S(t) = \sum_{n=-F_m T}^{n=F_m T} S(n\Delta t) \sin \Omega_m(1 - n\Delta t) / \Omega_m(1 - n\Delta t). \quad (8.34)$$

Число N – число степеней свободы сигнала $S(t)$. Сигнал $S(t)$ можно представить с помощью выборок спектральной функции $S(\Omega)$, а не функции $S(t)$. Сигнал существует только в пределах промежутка времени от $-T/2$ до $T/2$. По аналогии с (8.32) спектральная плотность также описывается суммой

$$\begin{aligned} S(\Omega) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} S(n\Delta\omega) (\sin T/2(\Omega - n\Delta\Omega)) / T/2(\Omega - n\Delta\Omega) = \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} S\left(n \frac{2\pi}{T}\right) (\sin(\Omega T/2 - n\pi)) / (\Omega T/2 - n\pi). \end{aligned} \quad (8.35)$$

Здесь интервал $\Delta t = \frac{\pi}{2F_m}$ между выборками функции $S(t)$ замечен частотным интервалом $\Delta\Omega = \frac{2\pi}{T}$; $S\left(n\frac{2\pi}{T}\right)$ – выборки функции $S(\omega)$, т. е. значения функции $S(\omega)$ в отсчетных точках $n\left(\frac{2\pi}{T}\right)$ на оси частот. Если кроме длительности ограничен также и спектр сигнала, причем наивысшая частота есть Ω_m , то число отсчетных точек равно

$$N = \left(\frac{\Omega_m}{\Delta\Omega_m}\right) + 1 = \left(\frac{\Omega_m}{2\pi/T}\right) + 1 = F_m T + 1.$$

С учетом комплексного характера $S(\Omega)$ общее число независимых параметров (степеней свободы) $N = 2F_m T + 1 \cong 2F_m T$. Чем длиннее сигнал (при заданной F_m), тем меньше частотные интервалы $1/T$ между выборами функции $S(\Omega)$. На рис. 8.10 изображен график модуля функции $S(\Omega)$ и абсолютные значения (модули) выборов $S(n2\pi/T)$.

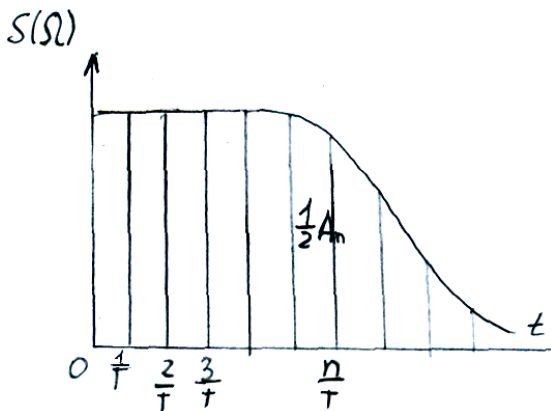


Рис. 8.10. График изменения функции $S(\Omega)$ во времени

Для полного задания спектральной функции должны быть дополнительно указаны аргументы (фазы) в выборках.

8.4.1. Гармонический анализ неперiodических сигналов

Пусть неперiodический сигнал $S(t)$ задан в виде некоторой функции, отличной от нуля в промежутке (t_1, t_2) (рис. 8.11).

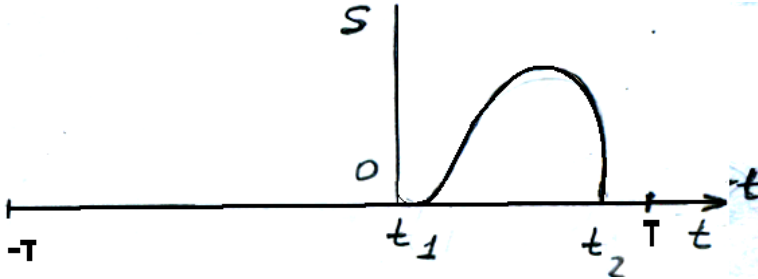


Рис. 8.11. Одиночный импульс

Выделив произвольный отрезок времени T , включающий в себя промежуток времени (t_1, t_2) , заданный сигнал можно представить рядом Фурье:

$$S(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{jn\omega_1 t}, \quad 0 < t < T, \quad (8.36)$$

где $\omega_1 = 2\pi/T$;

$$A_n = \frac{1}{T} \int_{t_1}^{t_2} S(t) e^{-jn\omega_1 t} dt.$$

Вне отрезка $(0, T)$ ряд (8.35) определяет функцию $S(t) = S(t \pm kT)$, где k – целые числа, т. е. перiodическую функцию, полученную повторением $S(t)$ вправо и влево с перiodом T . При $T \rightarrow \infty$ получаем бесконечно малые амплитуды гармонических составляющих, число которых, входящих в ряд Фурье $n \rightarrow \infty$, т. к. основная частота функции $\omega_1 = 2\pi/T \rightarrow 0$. Следовательно, расстояние между спектральными линиями, равное ω_1 , становится бесконечно малым, а спектр – сплошным. Поэтому в (8.36) можно заменить ω_1 на $d\omega$, $n\omega_1$ – на текущую частоту ω , а операцию суммирования – операцией интегрирования, тогда получаем двойной интеграл Фурье:

$$S(t) = \frac{1}{2\pi} \sum_{-\infty}^{\infty} e^{j\omega t} \left[\int_{t_1}^{t_2} S(x) e^{-j\omega x} dx \right] d\omega. \quad (8.37)$$

Внутренний интеграл, являющийся функцией ω , $S(\omega) = \int_{t_1}^{t_2} S(t)e^{-j\omega t} dt$ называется спектральной плотностью или спектральной x -й функции $S(t)$.

В общем случае, когда пределы t_1 и t_2 не учтены, спектральная плотность записывается в форме

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} S(t)e^{-j\omega t} dt \quad (8.38)$$

или

$$S(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)e^{j\omega t} d\omega. \quad (8.39)$$

Выражения (8.38) и (8.39) называются соответственно прямыми и обратными преобразованиями Фурье. Можно записать $S(\omega) = A(\omega) - jB(\omega) = S(\omega)e^{j\theta(\omega)}$, где $A(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} S(t) \cos \omega t dt$, $B(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} S(t) \sin \omega t dt$.

Модуль и аргумент спектральной плотности определяются выражениями

$$S(\omega) = \left[(A(\omega))^2 + (B(\omega))^2 \right]^{1/2};$$

$$\theta(\omega) = -\arctg [B(\omega)/A(\omega)]. \quad (8.40)$$

Первое выражение представляет амплитудно-частотную характеристику (АЧХ), а второе – фазочастотную характеристику (ФЧХ) сплошного спектра непериодического сигнала $S(t)$.

8.5. Радиосигналы и их характеристики

8.5.1. Модулированные сигналы

Радиосигнал, несущий в себе информацию, можно представить в виде

$$a(t) = A(t) \cos[\omega_0 t + \theta(t)] = A(t) \cos \psi(t), \quad (8.41)$$

в котором амплитуда A или фаза θ изменяются по закону передаваемого сообщения. Если A и θ – постоянные величины, то (8.41) описывает простое гармоническое колебание, не содержащее в себе никакой информации. Если A и θ (или ψ) подвергаются принудительному изменению для передачи сообщения, то колебание становится модулированным. В зависимости от того, какой из двух параметров изменяется – амплитуда A или угол θ – различают два основных вида модуляции: амплитудную и угловую, которая, в свою очередь, подразделяется на два вида: частотную (ЧМ) и фазовую (ФМ). Эти два вида модуляции тесно связаны между собой, и различие проявляется в характере изменения во времени угла ψ при одной и той же модулирующей функции. Изменение хотя бы одного из параметров – A , ω , θ – лишает используемое высокочастотное колебание гармонического характера и превращает его в сложное колебание, состоящее из ряда простых гармоничных колебаний.

Модулированное колебание имеет спектр, структура которого зависит от спектра передаваемого сообщения и вида модуляции. Поскольку ширина спектра модулирующего сообщения мала по сравнению с несущей частотой ω_0 , $A(t)$ и $\theta(t)$ являются медленными функциями времени. При АМ огибающая амплитуда несущего колебания изменяется по закону, совпадающему с законом изменения передаваемого сообщения, частота же и начальная фаза колебания поддерживаются неизменными. Поэтому для амплитудно-модулированного сигнала:

$$a(t) = A(t) \cos(\omega_0 t + \theta_0). \quad (8.42)$$

Характер огибающей $A(t)$ определяется видом последовательного сообщения. При непрерывном сообщении модулированное колебание приобретает вид, показанный на рис. 8.12, б. Огибающая $A(t)$ совпадает по форме с модулирующей функцией т. е. передаваемым сообщением $S(t)$. Основным параметром АМ колебания является коэффициент модуляции. Если модулирующая функция – гармоническое колебание $S(t) = S_0 \cos(\Omega t + \gamma)$, то огибающая модулированного колебания:

$$A(t) = A_0 + \Delta A_m \cos(\Omega t + \gamma), \quad (8.43)$$

где Ω – частота модулирующего колебания;

γ – начальная фаза огибающей;

$\Delta A_m = K_{ам} S_0$ – амплитуда изменения огибающей ($K_{ам}$ – коэффициент пропорциональности). Отношение $M = \frac{\Delta A_m}{A_0}$ – коэффициент модуляции.

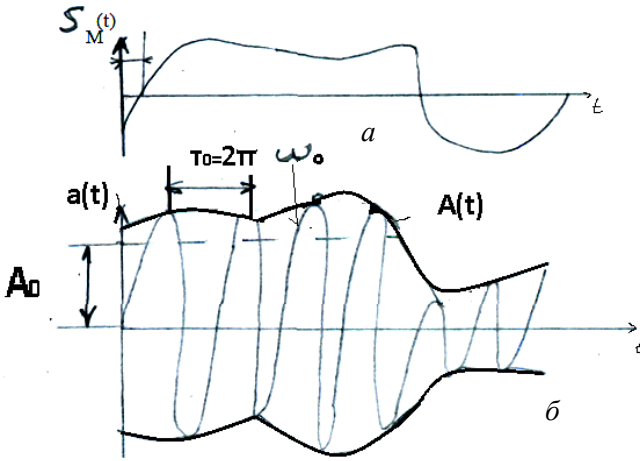


Рис. 8.12. Модулирующая функция $a(t)$ (а) и АМ колебание (б)

Мгновенное значение модулированного колебания:

$$a(t) = A_0 [1 + M \cos(\Omega t + \gamma)] \cos(\omega_0 t + \theta_0). \quad (8.44)$$

При неискаженной модуляции ($M \leq 1$) амплитуда колебания изменяется в пределах от минимальной $A_{\min} = A_0(1 - M)$ до максимальной $A_{\max} = A_0(1 + M)$. В соответствии с изменением амплитуды изменяется средняя за период модуляции мощность, которая пропорциональна квадрату амплитуды $A(t)$:

$$\overline{A^2(t)} = A_0^2 \sqrt{1 + M \cos(\Omega t + \gamma)^2} = A_0^2 (1 + 0,5 M^2).$$

При 100 % модуляции $M = 1$ типовая мощность равна $4P_0$, а средняя мощность $1,5P_0$. Через $P_0 = 1/2 A_0^2$ обозначена мощность несущего колебания. Следовательно, обусловленное модуляцией приращение мощности колебания, которое определяет условия выделения сообщения при приеме, даже при предельной глубине модуляции не превышает половины несущего колебания. При передаче дискретных сообщений, представляющих собой чередование импульсов и пауз (рис. 8.13, а), модулированное колебание имеет вид последовательности радиоимпульсов (рис. 8.13, б).

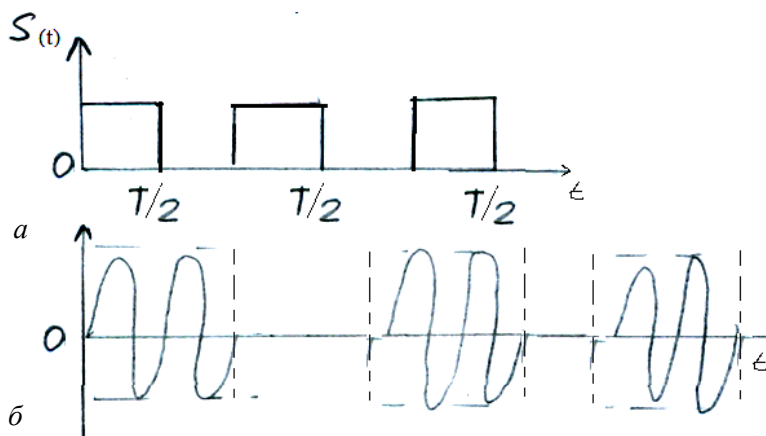


Рис. 8.13. Модуляция чередующих импульсов

Угловая модуляция

Для простого гармонического колебания сигнал:

$$a(t) = A_0 \cos(\omega_0 t + \theta_0) = A_0 \cos(\psi).$$

Набег фазы за конечный промежуток времени от $t = t_1$ до $t = t_2$ равен:

$$\psi(t_2) - \psi(t_1) = \omega_0(t_2 - t_1).$$

Поэтому при постоянной угловой частоте набег фазы за промежуток времени $(t_2 - t_1)$ пропорционален длительности этого про-

межутка. Если набег фазы за время $t_2 - t_1$ равен $\psi(t_2) - \psi(t_1)$, то угловая частота ω определяется как отношение $\omega = (\psi(t_2) - \psi(t_1)) / (t_2 - t_1)$, то есть угловая частота представляет скорость изменения фазы колебания. Общее выражение для высокочастотного колебания, амплитуда которого постоянна, а аргумент $\psi(t)$ модулирован, записывается в виде

$$a(t) = A_0 \cos[\omega_0 t + \theta(t) + \theta_0].$$

8.6. Радиоэлектронные цепи

Радиоэлектронные устройства представляют некоторые соединения элементов – резисторов, конденсаторов, индуктивностей, транзисторов, микросхем, источников электроэнергии и др. Совокупность соединенных определенным образом элементов устройства называется радиоэлектронной цепью. Элементы цепи подразделяются на активные – способные отдавать электрическую энергию, и пассивные – потребители и накопители электрической энергии.

Классификация электронных цепей.

Каждый элемент цепи подключается двумя выводами – полюсами, поэтому простейшая электрическая цепь является двухполюсником. Цепь, в которой выделены вход и выход и имеются четыре полюса, называется четырехполюсником. Цепи, размеры которых значительно меньше длины волны, считаются цепями с сосредоточенными параметрами. В таких цепях сопротивления, емкости и индуктивности сосредоточены в отдельных элементах. Цепи, размеры которых соизмеримы с длиной волны или больше нее, являются цепями с распределенными параметрами. Каждый элемент конструкции такой цепи обладает сопротивлением, емкостью и индуктивностью. Радиоэлектронная цепь считается линейной, если параметры ее элементов не зависят от токов и напряжений. Цепь является нелинейной, если параметры ее элементов зависят от токов и напряжений (цепи с диодами, транзисторами). Математически нелинейные цепи описываются уравнениями с коэффициентами, зависящими от токов и напряжений. Цепи, параметры которых меняются во времени по заданному закону, считаются параметрическими. Такие цепи создаются из линейных элементов, параметры которых

изменяются с помощью управляющих колебаний. По признаку наличия или отсутствия источников электрической энергии внутренние цепи различают: активная цепь, содержащая внутренние источники энергии (усилитель), и пассивная цепь, не содержащая внутренних источников энергии (цепь из пассивных элементов).

Описание электронных цепей

Электрическая цепь графически отображается электрической схемой, на которой показаны все элементы цепи и порядок их соединения (рис. 8.14), а также направления токов, протекающих через элементы цепи. Точки соединения элементов цепи называются узлами, которые на схеме пронумерованы. Последовательно соединенные элементы цепи можно представить как один сложный элемент, при этом узлы, соединяющие по два элемента, исчезают. На схеме эти узлы – 1, 3, 7. Узлы 2, 4, 5, 6, которые соединяют три элемента и более, являются неустраненными или особыми. При расчете схем на ЭВМ радиоэлектронные цепи отображаются направленным графом. Зависимости между токами и напряжениями в электрической цепи устанавливаются по законам Кирхгофа:

$$\sum_n i_n = 0; \quad \sum_m e_m = \sum_n U_n.$$

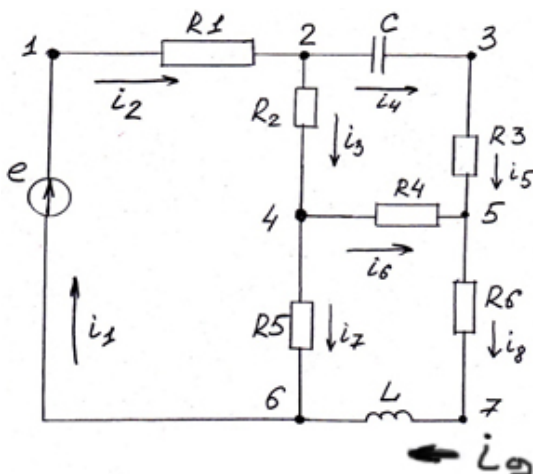


Рис. 8.14. Схема участка электрической цепи

Для расчета схем на ЭВМ уравнения, составляемые по законам Кирхгофа, записываются в матричной форме. Уравнения для токов в матричной форме $(A)(I) = 0$.

Матрица столбец токов в элементах цепи:

$$(I) = \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \\ \vdots \\ i_n \end{pmatrix} \quad (8.45)$$

В уравнении (8.45) A – матрица узлов цепи, элементы a_{nm} которой определяются так: $a_{nm} = -1$, если m -е ребро направлено к n -му узлу; $a_{nm} = 1$, если m -е ребро направлено от n -го узла; $a_{nm} = 0$, если m -е ребро не присоединено к n -му узлу. Матричная форма уравнений по законам Кирхгофа для напряжений $(B)(U) = 0$, где (B) – матрица контуров цепи; (U) – вектор-столбец напряжений.

Элементы $(U) = \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ \vdots \\ U_n \end{pmatrix}$ матрицы (B) : $b_{nm} = 1$, если направление m -го

ребра совпадает с направлением обхода n -го контура; $b_{nm} = -1$, если направление m -го ребра противоположно направлению обхода контура; $b_{nm} = 0$, если m -е ребро не принадлежит к n -му контуру.

Если в цепи имеется единственный источник гармонических колебаний или несколько, частоты которых одинаковы, для анализа такой цепи используются законы Кирхгофа в комплексной форме. Мгновенные значения токов и напряжений заменяются комплексными амплитудами $i_n \rightarrow \dot{I}_{mn}$; $U_n \rightarrow \dot{U}_{mn}$. Тогда $\sum_n \dot{I}_{mn} = 0$ – алгебраическая сумма комплексных амплитуд токов в нем равна нулю; $\sum_n \dot{U}_{mn} = 0$ – алгебраическая сумма амплитуд напряжений на элементах контура равна нулю.

Задачи теории цепей делятся на две группы: задачи анализа и задачи синтеза. Цель анализа – исследование процессов в цепи с заданной структурой и заданными характеристиками всех элементов цепи. Цель синтеза – отыскание структуры цепи и параметров ее

элементов, при которых электрический процесс будет удовлетворять заданным требованиям. Для количественной оценки влияния изменений параметров элементов цепи на изменение функции цепи или ее параметров пользуются понятием чувствительности S . Если характеристика цепи Y зависит от параметра $X/Y = f(x)$ и изменение X на величину ΔX вызывает изменение Y на ΔY , то чувствительность характеристики y по отношению к x это величина

$$S_x^y = \frac{\frac{\Delta y}{y}}{\frac{\Delta x}{x}} = \frac{x}{y} \frac{\Delta y}{\Delta x} \approx \frac{x}{y} \frac{dy}{dx}.$$

8.6.1. Реакция и характеристики цепей

Электрическую цепь удобно рассматривать как многополюсник, в котором выделены группы полюсов для подключения источников и потребителей, которые называются соответственно входами и выходами. Электрические колебания (сигнал), создаваемые активным элементом на входе цепи, считаются воздействием. Колебание на выходе цепи, обусловленное воздействием, – это реакция цепи на данное воздействие. Связь между воздействием и реакцией любой цепи математически устанавливается с помощью законов Кирхгофа и выражается системой интегро-дифференциальных уравнений. Воздействия представляют модели поступающих на радиоэлектронные устройства сигналов, поэтому они, как и сигналы, разделяются на детерминированные и случайные. Связь между воздействиями и реакциями в линейных цепях легко определяется в простейших электрических цепях двухполюсниках.

Частотные характеристики цепей

Основными параметрами электрических цепей являются входное комплексное сопротивление и проводимость, выходные комплексные сопротивления и проводимость, комплексные коэффициенты передачи напряжения K_u и тока K_I . При наличии в цепи реактивных L, C элементов комплексные коэффициенты передачи и сопротивления (проводимости) являются комплексными функциями частоты воздействия и представляют собой совокупность частотных

характеристик цепи. $Z_{\text{вх}}(j\omega) \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1} = \frac{U_1}{I_1} e^{j(\psi_{U_1} - \psi_{I_1})}$ Комплексной функцией входного сопротивления называется зависимость от частоты отношения комплексного входного напряжения $\dot{U}_1 = U_1 e^{j\psi_{U_1}}$ к комплексному току $\dot{I}_1 = I_1 e^{j\psi_{I_1}}$.

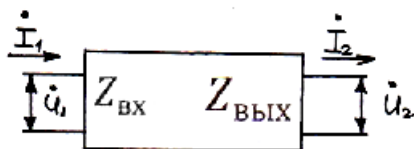


Рис. 8.15. Структурная схема электрической цепи

Комплексная функция входной проводимости.

$$Z_{\text{вх}}(j\omega) \frac{\dot{I}_1}{\dot{U}_1} = \frac{I_1}{U_1} e^{j(\psi_{I_1} - \psi_{U_1})}$$

Эти функции зависят от двух реальных частотных характеристик: $Z_{\text{вх}}(\omega)$ $\varphi_{\text{вх}}(\omega) = \psi_{U_1} - \psi_{I_1}$ $Z_{\text{вх}}(j\omega) > Z_{\text{вх}}(\omega) = \frac{U_1}{I_1}$ и $\varphi_{\text{вх}}(\omega)$.

Модуль комплексной функции называют амплитудно-частотной характеристикой полного входного сопротивления, а ее аргумент называется фазочастотной характеристикой входного сопротивления. Комплексную функцию $Z_{\text{вх}}(\omega)$ можно записать в алгебраической форме:

$$Z_{\text{вх}}(j\omega) = R_{\text{вх}}(\omega) + jX_{\text{вх}}(\omega),$$

где $R_{\text{вх}}(\omega)$, $X_{\text{вх}}(\omega)$ – частотные характеристики активного и реактивного входного сопротивления. Аналогично находятся характеристики активной и реактивной проводимостей.

Комплексные функции $Y_{\text{вх}}(j\omega) = \frac{1}{Z_{\text{вх}}(\omega)}$, $G_{\text{вх}}(\omega)$, $B_{\text{вх}}(\omega)$ входного сопротивления и выходной проводимости

$$Z_{\text{ВЫХ}}(j\omega) = \dot{U}_{2\text{КЗ}} / \dot{I}_{2\text{КЗ}}, \quad Y_{\text{ВЫХ}}(j\omega) = \dot{I}_{2\text{КЗ}} / \dot{U}_{2\text{КЗ}},$$

где $\dot{U}_{2\text{КЗ}}$ – комплексное выходное напряжение при х.х. ($I_2 = 0$);

$\dot{I}_{2\text{КЗ}}$ – комплексный выходной ток при коротком замыкании ($U_1 = 0$) для воздействия с частотой ω .

Выходные функции $Z_{\text{ВЫХ}}(j\omega)$, $Y_{\text{ВЫХ}}(j\omega)$, как и входные, представляются через соответствующие частотные характеристики $Z_{\text{ВЫХ}}(\omega)$, $\varphi_{\text{ВЫХ}}(\omega)$, $R_{\text{ВЫХ}}(\omega)$, $X_{\text{ВЫХ}}(\omega)$, $Y_{\text{ВЫХ}}(\omega)$, $G_{\text{ВЫХ}}(\omega)$, $B_{\text{ВЫХ}}(\omega)$.

Комплексной передаточной функцией напряжения называется зависимость от частоты ω отношения комплексного гармонического напряжения на выходе к комплексному напряжению на входе устройства

$$K_U(j\omega) = \dot{U}_2 / \dot{U}_1 = U_2 / U_1 e^{j(\psi_{U_2} - \psi_{U_1})}. \quad (8.46)$$

Модуль функции $|K_U(\omega)| = K_U(\omega) = U_2 / U_1$ – амплитудно-частотная характеристика.

Аргумент комплексной передаточной функции $\varphi(\omega) = \psi_{U_2} - \psi_{U_1}$ называется фазочастотной характеристикой. Комплексная передаточная функция тока $K_I(j\omega) = \dot{I}_2 / \dot{I}_1 = I_2 / I_1 e^{j(\psi_{I_2} - \psi_{I_1})}$ характеризует зависимость от частоты параметров гармонического тока.

Для характеристики цепи как средства передачи электрических колебаний кроме передаточной функции напряжения и тока используются и комплексные функции передаточных сопротивления и проводимости:

$$Z_n(j\omega) = \dot{U}_2 / \dot{I}_1 = \dot{U}_2 / \dot{U}_1 \dot{U}_1 / \dot{I}_1 = K_U(j\omega) Z_{\text{ВХ}}(j\omega);$$

$$Y_n(j\omega) = \dot{I}_2 / \dot{U}_1 = \dot{I}_2 / \dot{I}_1 \dot{I}_1 / \dot{U}_1 = K_I(j\omega) Y_{\text{ВХ}}(j\omega),$$

которые выражены через передаточные функции напряжения и тока и входные сопротивления и проводимость. Те же характеристики можно определить и при негармоническом воздействии. Частотные характеристики не зависят от амплитуды и начальных фаз воздействий и определяются только данными цепи, т. е. частотная характеристика описывает собственно цепь. При графическом изображении частотных характеристик обычно строят отдельный график активного, реактивного, полного сопротивлений амплитудно-частотной и фазочастотной характеристик. АЧХ обычно представляют в логарифмическом масштабе:

По АЧХ определяют полосу пропускания П-цепи – полоса частотного диапазона, в пределах которой неравномерность АЧХ не превышает допустимого значения ($\sqrt{2}$). При анализе цепей также используют график комплексной передаточной функции, изображаемой на комплексной плоскости (рис. 8.16), где каждому значению функции $K(j\omega)$ соответствует вектор, соединяющий начало координат с точкой на комплексной плоскости. С изменением ω конец вектора описывает на комплексной плоскости кривую – годограф комплексной передаточной функции. Годограф отражает информацию, содержащуюся в АЧХ и ФЧХ.

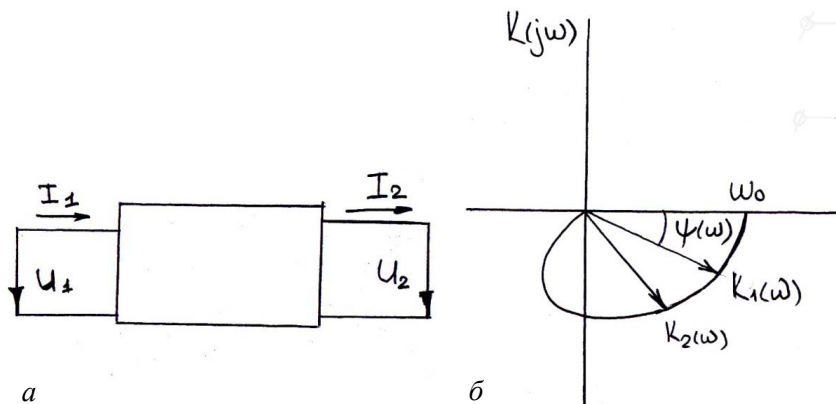


Рис. 8.16. Структура четырехполюсника (а), график комплексной передаточной функции (б)

8.6.2. Модели двухполосников, четырехполосников и многополосных элементов. Двухполосники

Любая электрическая цепь, рассматриваемая относительно ее двух зажимов, называется двухполосником. Двухполосники классифицируются по признаку линейности элементов – линейный, нелинейный; по числу входящих элементов – одноэлементный, двухэлементный, многоэлементный; по характеру элементов – реактивные, состоящие из индуктивностей и емкостей, двухполосники с потерями, содержащие активные сопротивления. Пассивными называются двухполосники, не содержащие источников электрической энергии. Два двухполосника, имеющие равную структуру, эквиваленты (в электрическом смысле), если их сопротивления (проводимости) равны друг другу во всем спектре частот. Зависимость сопротивлений или проводимостей двухполосников от частоты называется частотными характеристиками.

Одноэлементные реактивные двухполосники.

Индуктивность и емкость – элементарные реактивные двухполосники (рис. 8.17, а). Комплексные сопротивления и проводимости двухполосников:

$$Z_L = jX_L = j\omega L;$$

$$Y_L = -jb_L = -j \frac{1}{\omega L} = \frac{1}{j\omega L};$$

$$Z_C = -jX_C = -j \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{j\omega C};$$

$$Y_C = jb_C = j\omega C.$$

Частотные характеристики Z_L и Z_C , построенные в прямоугольной системе координат, показаны на (рис. 8.17, б).

Для одноэлементных реактивных двухполосников проводимости и сопротивления с повышением ω возрастают, т. е. $\frac{dZ}{jd\omega} > 0$;

$\frac{dY}{jd\omega} > 0$. Двухполосники, состоящие из последовательно или параллельно соединенных одностипных элементов, преобразуются до минимума путем замены эквивалентными – это приведенный двухполосник.

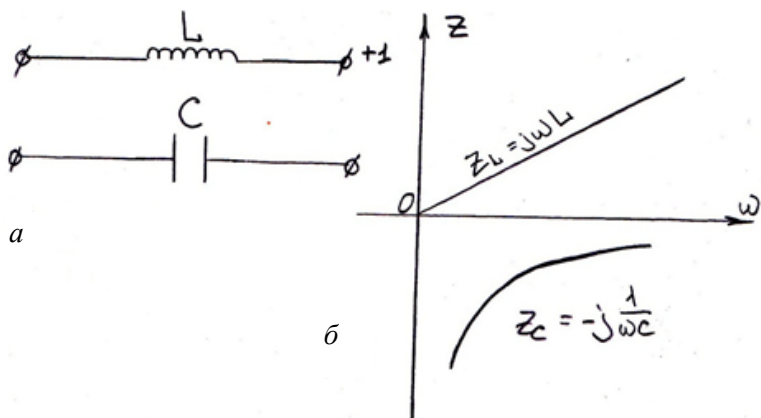


Рис. 8.17. Схема (а), и частотные характеристики L , C элементов (б)

Двухэлементные реактивные двухполюсники. Они формируются в результате последовательного или параллельного соединения L и C элементов. Электрическая схема и графики представлены на рис. 8.18.

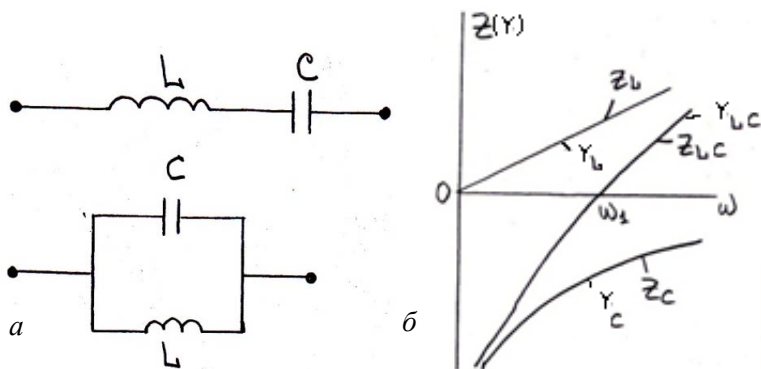


Рис. 8.18. Схема (а), и частотные характеристики L , C двухполюсников (б)

При последовательном соединении L и C алгебраически складываются Z_L и Z_C (рис. 8.18, б); при параллельном соединении – складываются проводимости Y_L и Y_C . Результирующая характери-

стика пересекает ось абсцисс на частоте $\omega_1 = 1/\sqrt{LC}$ (резонанс напряжения). Частотные характеристики Z и Y двухполюсников соответствуют уравнениям

$$Z = jX = j(X_L - X_C) = j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = jL\left(\omega - \frac{1}{\omega LC}\right) \quad (8.47)$$

$$\text{и } Y = j(X_L - X_C) = j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right).$$

При параллельном соединении L и C алгебраически складываются их комплексные проводимости. При резонансной частоте $\omega_1 = 1/\sqrt{LC}$.

$Y_L + Y_C$ пересекают ось абсцисс (резонанс токов).

При этом

$$Y = -j(b_L - b_C) = -j\left(\frac{1}{\omega L} - \omega C\right), \quad Z = jX = j\frac{1}{C\left(\frac{1}{\omega LC} - \omega\right)}.$$

Многоэлементный реактивный двухполюсник – простейший трехэлементный (рис. 8.19). При последовательном соединении одноэлементного и двухэлементного реактивных двухполюсников, образующих трехэлементный двухполюсник (рис. 8.19, *а, б*), суммируются характеристики сопротивлений составных двухполюсников (рис. 8.19, *в*). При параллельном соединении одноэлементного и двухэлементного двухполюсников, образующих трехэлементный двухполюсник (рис. 8.19, *в*), суммируются характеристики проводимостей составных двухполюсников.

Пассивный многоэлементный двухполюсник с источником ЭДС приведен на (рис. 8.19, *д*).

Обозначив входной контур двухполюсника цифрой 1 (рис. 8.19, *а*), входное сопротивление Z двухполюсника представлено как отношение контурной ЭДС к контурному току I_1 : $Z = \frac{\dot{E}_1}{I_1} = \frac{\Delta}{\Delta_{11}}$, где

Δ – определитель системы, элементами которого служат собственные сопротивления Z_{ii} и общие сопротивления Z_{ik} контуров; Δ_{11} – алгебраическое дополнение элемента Z_{11} определителя системы.

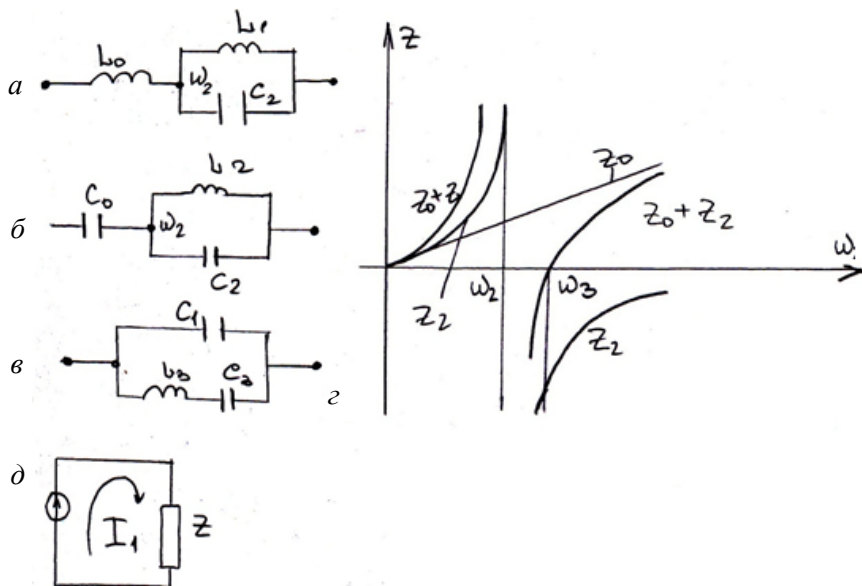


Рис. 8.19. Схемы и частотные характеристики трехэлементных двухполосников

Дискретные модели двухполосников

С помощью дискретных моделей реактивных двухполосников L и C можно представить в алгебраическом интервале времени и выразить ток или напряжение на ДП в момент времени t_{n+1} . Дискретная модель емкости рассчитывается из уравнения $I_C = C(U_C)(dU_C)/dt$, где $C(U_C)$ – величина емкости, являющаяся функцией напряжения на ней. До момента t_{n+1} ток, проходящий через емкость:

$$CI_C^{n+1} = C(U_C)U_C^{n+1}. \quad (8.48)$$

Выражение (8.48) преобразуется путем замены напряжения на емкости полиномом значений ее производных к следующему виду:

$$I_C^{(n+1)} = C(U_C) / (hb - 1) (U_C^{n+1} - U_C^{(n)}),$$

где $h = t_{n+1} - t_n$ – шаг дискретизации времени;
 b – коэффициент аппроксимации полинома.

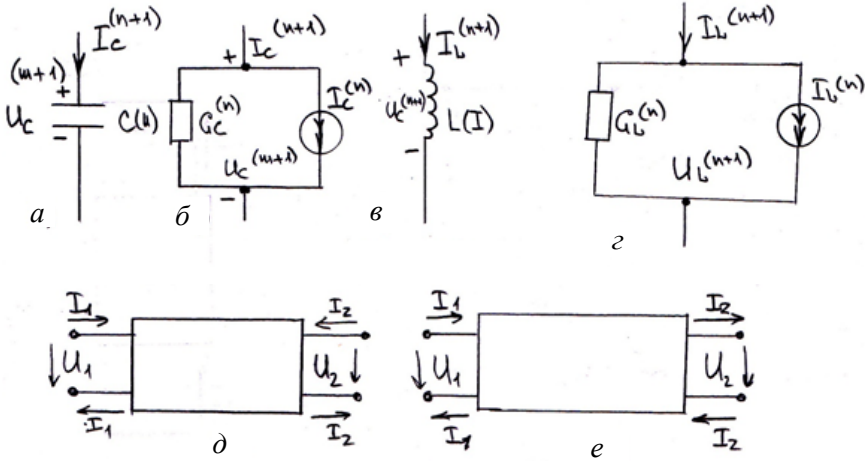


Рис. 8.20. Дискретные модели (δ, z) L, C двухполюсников ($a, в$) и их структуры (d, e)

Если при $t_{n+1} C(U_C)$ – величина постоянная и соответствует значению ее в момент t_n , то согласно (8.48) емкость представляется дискретной моделью (рис. 8.20, δ), элементами которой являются постоянные для данного шага проводимость $C_C^{(n)}$ и источник тока:

$$I_C^{(n)} : I_C^{(n)} = -G_C U_C^{(n)}; \quad G_C^{(n)} = C \left(\frac{U_C^{(n)}}{hb - 1} \right). \quad (8.49)$$

Для получения дискретной модели индуктивности (L) составляется уравнение напряжения на индуктивности при $t = t_{n+1}$

$$U_L^{(n+1)} = L(I_L) \frac{dI_L}{dt} = L(I_L) I_L^{(n+1)}. \quad (8.50)$$

Ток индуктивности при $h_{b-1} \neq 0$ записывается многочленом

$$I_L^{(n+1)} = I_L^{(n)} + \frac{(h_b - 1)}{L^{(n+1)}}. \quad (8.51)$$

Подставляя в (8.53) значение $I_L^{(n+1)}$, получаем

$$I_L^{(n+1)} = I_L^{(n)} + \frac{h_b - 1}{L(I_L^n)} U_L^{(n+1)}. \quad (8.52)$$

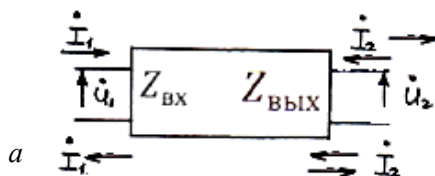
Если на шаге $h = t_{n+1} - t_n L(I_L)$ величина постоянная при $t = t_n$, то на основе (8.52) индуктивность представляется дискретной моделью, состоящей из постоянных резистора и источника тока (рис. 8.20, з). Параметры эквивалентной схемы:

$$I_L^{(n)} = \sum_{i=1}^n (a_i I_L^{(n-1)} + h b_i I_L^{(n-1)}); \quad G_L^{(n)} = \frac{h b - 1}{L(I_L^{(n)})},$$

где a , b – параметры.

8.6.3. Четырехполюсники и многополюсные цепи

Большинство радиоэлектронных устройств (усилители, преобразователи спектра и др.) представляют с точки зрения теории цепей четырехполюсники: четырехполюсник – электронная цепь с двумя парами зажимов, через каждую пару которых протекают попарно равные и противоположные по направлению токи. Используются два направления выходного тока (рис. 8.21). Четырехполюсники делятся на линейные, пассивные и активные, с сосредоточенными и распределенными параметрами. Когда цепь находится под действием нескольких источников и определяются токи в ветвях, к которым подключены источники и нагрузки, такая цепь анализируется методом полюсов и называется многополюсником.



б

Варианты	1	2	3	4	5	6
Воздействия	\dot{I}_1, \dot{I}_2	\dot{U}_1, \dot{U}_2	\dot{U}_2, \dot{I}_2	\dot{U}_1, \dot{I}_2	\dot{I}_1, \dot{U}_2	U_1, I_2
Реакции	\dot{U}_1, \dot{U}_2	\dot{I}_1, \dot{I}_2	\dot{U}_1, \dot{I}_1	\dot{U}_2, \dot{I}_2	\dot{U}_1, \dot{I}_2	U_2, I_1
Параметры	Z	Y	A	B	H	G

Рис. 8.21. Структура четырехполюсника (а), система его параметров (б)

Уравнения и параметры четырехполюсника

Уравнения четырехполюсника устанавливают взаимную связь между токами и напряжениями во внешних контурах \dot{U}_1 , \dot{I}_1 и \dot{U}_2 , \dot{I}_2 (рис. 8.21, а). Если две величины представляют воздействие, то две остальные – реакцию (функции) четырехполюсника. Возможные варианты воздействий, реакций и их возможную связь характеризует матрица полиномов четырехполюсника. Системы уравнений четырехполюсника составляются на основе этих данных (рис. 8.21, б).

Для первого варианта $\begin{pmatrix} \dot{U}_1 \\ \dot{U}_2 \end{pmatrix} = Z \begin{pmatrix} \dot{I}_1 \\ \dot{I}_2 \end{pmatrix}$, где матрица $(Z) = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix}$,

$\begin{pmatrix} \dot{I}_1 \\ \dot{I}_2 \end{pmatrix} = Y \begin{pmatrix} \dot{U}_1 \\ \dot{U}_2 \end{pmatrix}$, матрица $(Y) = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix}$.

Или из матрицы Z запишем $\dot{U}_1 = Z_{11}\dot{I}_1 + Z_{12}\dot{I}_2$; $\dot{U}_2 = Z_{21}\dot{I}_1 + Z_{22}\dot{I}_2$.

Для второго варианта – $\dot{I}_1 = Y_{11}\dot{U}_1 + Y_{12}\dot{U}_2$; $\dot{I}_2 = Y_{21}\dot{U}_1 + Y_{22}\dot{U}_2$.

Аналогично записываются остальные системы уравнений. Все формы уравнений четырехполюсника пропорционально равнозначны.

Четырехполосник практически состоит из совокупности элементов: резисторов, конденсаторов, транзисторов и т. д. Совокупность параметров элементов в четырехполоснике определяют матрицы параметров. Определение и физический смысл системных параметров четырехполосника выполняется на основе уравнений четырехполосника, принимая один из аргументов равным 0. Для системы A, Z, Y, G параметров (холостой ход – $I_2 = 0$).

$$Z_{11} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1} \Big|_{\dot{I}_2 = 0}; \quad A_{11} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2} \Big|_{\dot{I}_2 = 0}; \quad G_{11} = \frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_1} \Big|_{\dot{I}_2 = 0};$$

$$Z_{21} = \frac{\dot{U}_2}{\dot{I}_1} \Big|_{\dot{I}_2 = 0}; \quad A_{21} = \frac{\dot{I}_1}{\dot{U}_2} \Big|_{\dot{I}_2 = 0}; \quad G_{21} = \frac{\dot{I}_1}{\dot{U}_1} \Big|_{\dot{I}_2 = 0}.$$

Полученные выражения показывают, что Z_{11} – входное сопротивление; G_{21} – входная проводимость; G_{11} – коэффициент передачи напряжения; $A_{11} = 1/G_{11}$; A_{21} – передаточная проводимость обрещенного четырехполосника.

Параметры четырехполосника с помощью законов Кирхгофа, методов контурных токов или узловых напряжений однозначно выражаются через параметры элементов, составляющих четырехполосник. Нахождение параметров четырехполосника упрощается при использовании формул, устанавливающих связь между параметрами четырехполосников – составляющих и параметры составного четырехполосника. Когда четырехполосники, характеризующиеся параметрами (Z_1) и (Z_2), соединены последовательно (рис. 8.22, а), то (Z) – матрица составного четырехполосника (Z) = (Z_1) + (Z_2), при параллельном соединении (рис. 8.22, б) (Y) = (Y_1) + (Y_2); при каскадном соединении (рис. 8.22, в) четырехполосника соотношение между (A) матрицами (A) = (A_1) × (A_2); при последовательно-параллельном соединении (рис. 8.22, з) (H) = (H_1) + (H_2); при параллельно-последовательном соединении (рис. 8.22, д) (G) = (G_1) + (G_2).

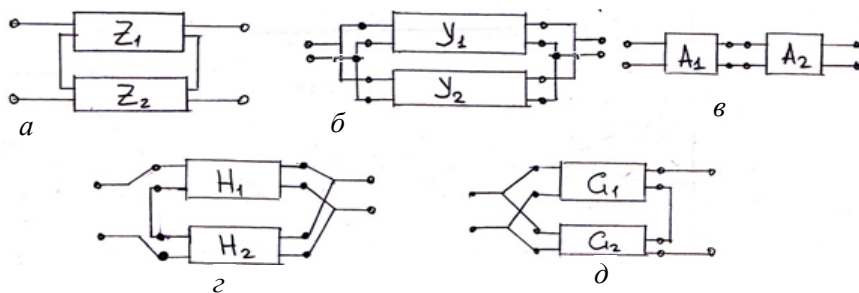


Рис. 8.22. Схемы соединения четырехполусников

Так как все системы параметров используются для описания одного и того же четырехполусника, то путем преобразования уравнений четырехполусника одну (любую) систему параметров можно выразить через другие.

Эквивалентные схемы четырехполусника

Четырехполусник бывает любой сложности. Поэтому интерес представляет задача замены произвольного четырехполусника некоторой канонической, эквивалентной схемой. Эквивалентной схемой четырехполусника называют такую схему, которой можно заменить реальный четырехполусник, причем токи и напряжения на входных и выходных зажимах после замены не изменяются. Эквивалентные схемы выбирают так, чтобы они имели минимальное число элементов. Наиболее распространены Т- и П-образные эквивалентные схемы (рис. 8.23). Параметры Т-образной схемы компактно представляются Z-параметрами четырехполусника.

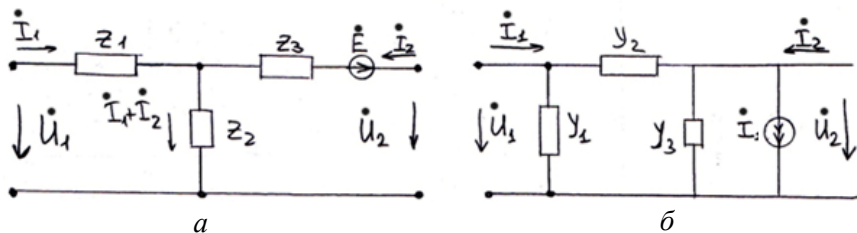


Рис. 8.23

Уравнения контурных токов для цепи (рис. 8.23, *a*) имеют вид:

$$\dot{U}_1 = Z_1 \dot{I}_1 + Z_2 (\dot{I}_1 + \dot{I}_2); \quad \dot{U}_2 = Z_2 \dot{I}_2 + Z_2 (\dot{I}_1 + \dot{I}_2) + E.$$

После соответствующих преобразований:

$$\dot{U}_1 = (Z_{11} - Z_{12}) \dot{I}_1 + Z_{11} (\dot{I}_1 + \dot{I}_2);$$

$$\dot{U}_2 = (Z_{22} - Z_{12}) \dot{I}_2 + Z_{12} (\dot{I}_1 + \dot{I}_2) + (Z_{21} - Z_{11}) \dot{I}_1.$$

Здесь $Z_1 = Z_{11} - Z_{12}$; $Z_2 = Z_{12}$; $Z_3 = Z_{22} - Z_{12}$; $\dot{E} = (Z_{21} - Z_{11}) \dot{I}_1$.

В эквивалентной схеме применим источник напряжения, управляемый входным током.

Параметры П-образной эквивалентной схемы аналогично выражаются через Y-параметры четырехполюсника: $Y_1 = Y_{11} - Y_{12}$; $Y_2 = -Y_{12}$; $Y_3 = Y_{22} + Y_{12}$; $\dot{I} = -(Y_{21} - Y_{12}) \dot{U}_1$. Источник тока этой эквивалентной схемы управляет входным напряжением. Т- и П-образные эквивалентные схемы универсальны. Приведенные эквивалентные схемы удобны для формулирования условий пассивного четырехполюсника. Пассивным является четырехполюсник, не содержащий внутренних источников тока и напряжения. Схемы на рис. 8.23 пассивны, если $E = 0$, то есть $Z_{21} = Z_{12}$ (1) при $I = 0$, когда $Y_{21} = Y_{12}$ (2). Так как Z-параметры четырехполюсника выражаются через Y-параметры, то условия пассивности (1) и (2) вполне эквивалентны. Условия пассивности определяются и для других систем параметров четырехполюсника.

Пассивный четырехполюсник находится тремя параметрами, четвертый – из условия пассивности. Четырехполюсник симметричный, если при обращении (замене местами входных и выходных зажимов) его параметры не изменятся, т. е. симметричными являются входные и выходные зажимы. Условия симметричности (рис. 8.23) – необходимо, чтобы $E = 0$ и $Z_1 = Z_3$ или $I = 0$ и $Y_1 = Y_3$. Отсюда следует, что четырехполюсник будет симметричным, если он пассивный и имеют место равенства $Z_{11} = Z_{22}$ или $Y_{11} = Y_{22}$ (3). Следова-

тельно, симметричный четырехполюсник представляется двумя параметрами, остальные два находятся из условий пассивности и симметричности.

Передаточные функции четырехполюсника

Передаточной функцией, коэффициентом передачи или амплитудно-фазовой характеристикой четырехполюсника называется отношение комплексных амплитуд или комплексных действующих значений электрических величин на выходе и входе четырехполюсника при заданном режиме передачи. Именно выходная электрическая величина делится на входную, а не наоборот. Отношение одноименных электрических величин – коэффициент передачи по напряжению $K_U = \frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_1}$ и коэффициент передачи по току $K_I = \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1}$ – представляют собой безразмерные, комплексные и зависящие от частоты величины. Отношение разноименных электрических величин – передаточное сопротивление $Z_{\Pi} = \frac{\dot{U}_2}{\dot{I}_1}$ и передаточная проводимость $Y_{\Pi} = \frac{\dot{I}_2}{\dot{U}_1}$ – имеют размерности сопротивления и проводимости, а также являются комплексными величинами, зависящими от частоты. Модули этих комплексных отношений составляют амплитудно-частотные и фазочастотные характеристики четырехполюсника. Передаточные функции могут быть выражены через любую систему коэффициентов четырехполюсника. Коэффициенты передачи напряжения и тока через коэффициенты системы A выражаются:

$$K_U = \frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_1} = \frac{\dot{U}_2}{(A_{11}\dot{U}_2 + A_{12}\dot{I}_2)} = \frac{Z_2}{(A_{11}Z_2 + A_{12})};$$

$$K_I = \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} = \frac{\dot{I}_2}{(A_{21}\dot{U}_2 + A_{22}\dot{I}_2)} = \frac{1}{(A_{21}Z_2 + A_{22})}.$$

Согласование четырехполюсников

Четырехполюсник – передаточное звено от источника к нагрузке. Для симметричного четырехполюсника $Z_{вх}$ зависит от $Z_{н}$, поэтому $Z_{н}$ выбирают так, чтобы выполнялось равенство $Z_{вх} = Z_{н} = Z_{в}$,

$$\text{где } Z_{в} = \frac{Z_{11} - Z_{12}^2}{Z_{11} + Z_{н}}.$$

Отсюда четырехполюсник считается согласованным, если $Z_{н} = Z_i = Z_{в}$.

Для Т-образной симметричной, эквивалентной схемы: $Z_3 = Z_1$, $Z_{11} = Z_1 + Z_2$, $Z_{12} = Z_2$. Волновое сопротивление Т-образного симметричного четырехполюсника $Z_{вт} = (Z_1^2 + 2Z_1Z_2)^{1/2}$.

Волновое сопротивление П-образной эквивалентной схемы:

$$Z_{вп} = \left(\frac{1}{Y_1^2 + 2Y_1Y_2} \right)^{1/2}.$$

Четырехполюсник считается согласованным, если внутреннее сопротивление источника R_i и сопротивление нагрузки $R_{н}$ равны волновому сопротивлению $Z_{в}$, в этом случае через него передается максимальная мощность.

8.6.4. Частотно-избирательные двухполюсники и четырехполюсники

Если в цепи двух- или четырехполюсника имеются реактивные элементы – емкости и индуктивности, то такие элементы называются частотно-избирательными, а из зависимости их реактивных сопротивлений от частоты воздействия становятся зависящими от частоты и параметры цепи. В общем случае комплексные коэффициенты передачи и сопротивления являются комплексными функциями частоты воздействия и представляют совокупность частотных характеристик цепи.

Колебательный контур и его характеристики. Последовательный резонансный контур

Контур состоит из последовательно соединенных элементов R , L , C (рис. 8.24, а). Комплексная функция входного сопротив-

ления. При изменении частоты от нуля до бесконечности реактивная составляющая сопротивления контура изменяется от $-\infty$ до $+\infty$. Поэтому существует частота ω_0 , для которой $\omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C} = 0$. Частоту $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ называют резонансной частотой. На этой частоте индуктивное X_L компенсирует емкостное X_C и $Z(\omega) = R$. Реактивное сопротивление контура:

$$X_{\text{вх}}(\omega) = \omega L - \frac{1}{\omega C} = \omega L \frac{\sqrt{C}}{\sqrt{C}} - \frac{1}{\omega C} \frac{\sqrt{L}}{\sqrt{L}} = \rho \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right). \quad (8.53)$$

Величина $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}} = \omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C}$ называется характеристическим сопротивлением контура, равным активному сопротивлению, индуктивности или емкости на ω с учетом (8.53), входное сопротивление – обобщенная расстройка; $Q = \frac{\rho}{R} = \frac{\omega_0 L}{R}$ – добротность резонансного контура. Частотная характеристика полного входного сопротивления $Z_{\text{вх}}(\omega)$ и фазочастотная характеристика входного сопротивления изображены на рис. 8.24, б.

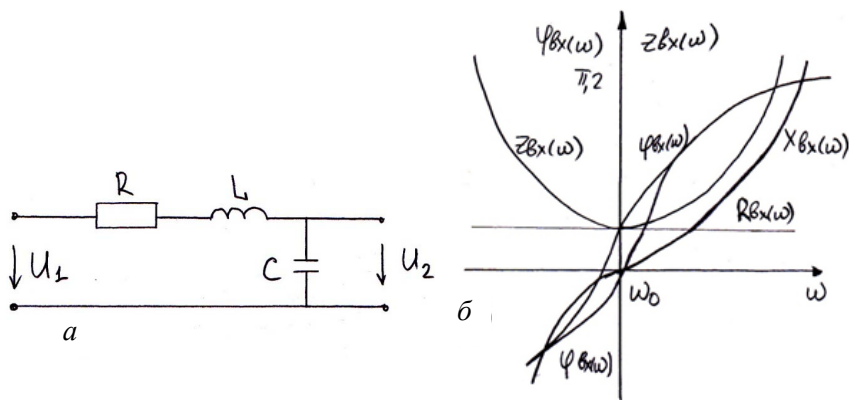


Рис. 8.24. Электрическая схема последовательного колебательного контура (а) и график его сопротивлений (б)

На резонансной частоте $Z(\omega) = R$, а $X(\omega_0) = 0$. Ток в контуре максимален при резонансной частоте. Комплексная передаточная функция напряжения.

Собственно амплитудная и фазочастотная характеристики:

$$K_U(\omega) = \frac{\left(\frac{Q\omega_0}{\omega}\right)}{(1+\xi^2)^{1/2}}; \quad \varphi(\omega) = -\frac{\pi}{2} - \arctg\xi,$$

где ξ – обобщенная расстройка.

Обычно $Q \gg 1$, т. е. $\frac{\Delta\omega}{\omega} \ll 1$, а

$$K_U(\omega) = \frac{Q}{\left(1 + \left(\frac{Q2\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2\right)^{1/2}}. \quad (8.54)$$

Графики зависимости $K_U(\omega)$ и $\varphi(\omega)$ приведены на рис. 8.25, из которых следует, что при $\omega = \omega_0$ max АЧХ равен добротности контура (амплитуда напряжения на конденсатор в Q раз больше $U_{вх}$). Полоса пропуск контура $\Pi = \omega_2 - \omega_1 \rightarrow$ между которыми $K_U(\omega) > \frac{Q}{\sqrt{2}}$.

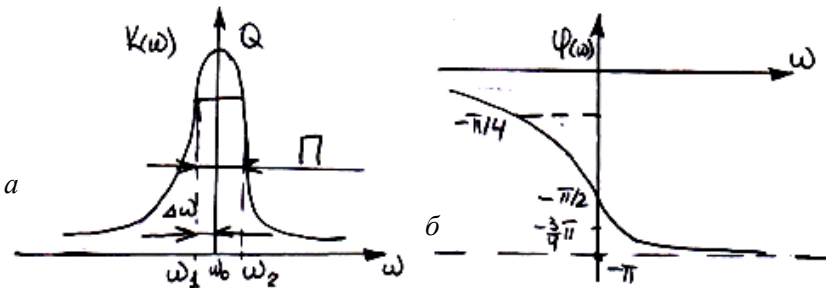


Рис. 8.25. График зависимости K_U и φ от частоты

Параллельный резонансный контур. Он состоит из параллельно включенных $L + R$ и C элементов.

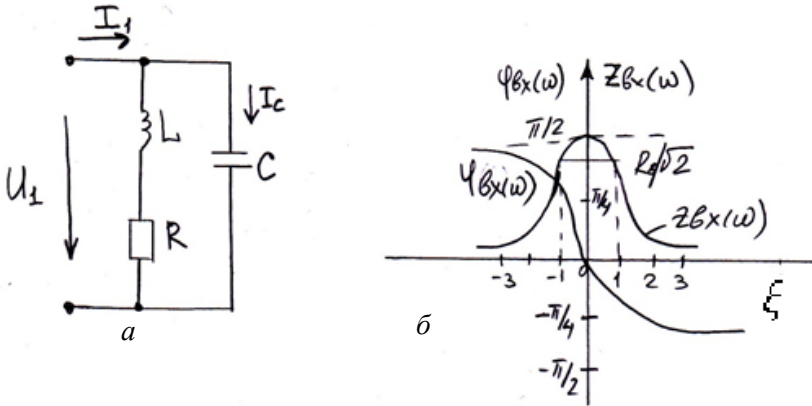


Рис. 8.26. Схема (а) и график (б) параллельного резонансного контура

Комплексная функция входного сопротивления параллельного резонансного контура (рис. 8.26, а):

$$Z_{\text{вх}}(j\omega) = \frac{(R + j\omega L) / (j\omega C)}{(R + j\omega L + 1) / (j\omega C)}. \quad (8.55)$$

При $\omega \approx \omega_0$ и $Q \gg 1R \ll \omega_0 L$. Тогда комплексная функция входного сопротивления $Z_{\text{вх}}(j\omega) = R_{oe} / (1 + j\xi)$. Резонансное сопротивление $R_{oe} = L / (RC) = \rho^2 / R = \rho Q = RQ^2$.

Частная характеристика полного входного сопротивления — $Z_{\text{вх}}(\omega) = R_{oe} / (1 + \xi^2)$, фазочастотная характеристика — $\varphi_{\text{вх}} = -\text{arctg} \xi$. Графики частотных и фазовых характеристик показаны на рис. 8.26, б.

Резонанс в параллельном контуре будет на частоте ω_0 , при которой $X_L = X_C$ и $Z_{\text{вх}} = R_{\text{вх}}$, при $\xi = 0$, т. е. $\omega_0 = 1 / \sqrt{LC}$, в случае если $R \ll \omega_0 L$. Более точные значения:

$$\omega_{\text{оп}} = \omega_0 \left(1 - 1/Q^2\right)^{1/2}, \quad (8.56)$$

из него следует, что резонансная частота параллельного контура при учете сопротивления потерь меньше ω_0 последовательного резонансного контура.

$$K_I = \frac{\dot{I}_C}{I_1} = j\omega CZ_{\text{вх}}(\omega) = \frac{jQ\omega/\omega_0}{(1 + j\xi)}$$

Передаточная функция тока. Так как $\dot{U}_C = \dot{U}_1$, то передаточная функция напряжения $K_U(j\omega) = \dot{U}_C/\dot{U}_1 = 1$.

Связанные контуры

Наряду с одиночными используются связанные резонансные контуры (рис. 8.27, а). Точками отмечены начала катушек L_1 и L_2 .

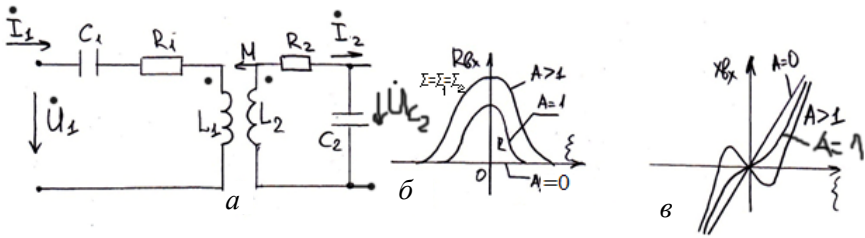


Рис. 8.27

Такая цепь описывается следующими уравнениями:

$$Z_{11}\dot{I}_1 = Z_{12}\dot{I}_2 = U_1; \quad Z_{21}\dot{I}_1 = Z_{22}\dot{I}_2 = 0, \quad (8.57)$$

где $Z_{11} = R_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} = R_1(1 + j\xi_1)$;

$$Z_{22} = R_2 + j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2} = R_2(1 + j\xi_2),$$

$$\xi = Q \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \text{ — обобщенная расстройка.}$$

Решение системы уравнений (8.57) дает

$$K_I(j\omega) = \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} = -\frac{Z_{21}}{Z_{22}}; \quad Z_{\text{вх}}(j\omega) = Z_{11} - \frac{Z_{11}Z_{21}}{Z_{22}};$$

$$K_U(j\omega) = \frac{\dot{U}_{C2}}{\dot{U}_1} = \frac{K_I(j)}{j\omega C_2 Z_{\text{вх}}(j\omega)}.$$

Для случая $R_1 = R_2 = R$, $L_1 = L_2 = L$, $C_1 = C_2 = C$ и $\xi_1 = \xi_2$

$$Z_{\text{вх}}(j\omega) = \frac{R(1 + j\xi) + \omega^2 M^2}{[R(1 + j\omega)]}.$$

Безразмерную величину $A = \omega_0 M / R^2$ называют фактором связи контуров. При частотах ω , близких к ω_0 :

$$Z_{\text{вх}}(j\omega) = R \left[\frac{1 + j\xi + A^2}{(1 + j\xi)} \right].$$

Активные и реактивные входные сопротивления соответственно составят

$$R_{\text{вх}}(\omega) = R \left[\frac{1 + A^2}{(1 + \xi^2)} \right]; \quad X_{\text{вх}}(\omega) = R \left[\frac{\xi - \xi^2 A^2}{(1 + \xi^2)} \right]. \quad (8.58)$$

Функция $R_{\text{вх}}(\omega)$ состоит из двух слагаемых: первое – входное сопротивление одиночного последовательного контура, второе – вносимое сопротивление $RA^2/(1 + \xi^2)$, зависящее от частоты. График функции $R_{\text{вх}} = f(\xi)$ показан на рис. 8.27, б.

Функция $X_{\text{вх}}(\omega)$ также состоит из двух слагаемых: первое – прямая $R\xi$, совпадающая с $X_{\text{вх}}(\omega)$ одиночного последовательного контура, второе – вносимое сопротивление $R\xi^2 A^2/(1 + \xi^2)$, отличаю-

шееся от реактивного сопротивления параллельного контура постоянным множителем. График функции $X(\omega)$ показан на рис. 8.27, в. Из (8.58) следует, что при слабой связи ($A \rightarrow 0$) $R_{\downarrow \text{вх}}$ и связанных контуров совпадают с соответствующими функциями одиночного контура; при увеличении связи между контурами R_X увеличивается; реактивное сопротивление сложным образом зависит от ξ и A . При $A > 1$ график три раза пересекает ось ξ . Резонанс в связанных контурах на ω_1 , при которых $X_{\text{вх}}(\omega) = 0$. Обобщенные расстройки – $\xi_1 = 0$; $\xi_2 = \sqrt{A^2 - 1}$; $\xi_3 = -\sqrt{A^2 - 1}$; соответствующие резонансные частоты – $\omega_{10} = \omega_0$; $\omega_{20} = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{2} Q \sqrt{A^2 - 1}\right)$; $\omega_{30} = \omega_0 \left(1 - \frac{1}{2} Q \sqrt{A^2 - 1}\right)$.

Резонансные частоты ω_{20} и ω_{30} реальны только при $A > 1$ это частоты связи. При $A < 1$ связанные контуры имеют одну резонансную частоту ω_{10} . Связь при $A = 1$ называется критической.

Передаточная функция тока:

$$K_I(j\omega) = \frac{j\omega M}{R(1 + j\xi)} = jA(1 + j\xi).$$

Передаточная функция напряжения:

$$K_U(j\omega) = \frac{AQ}{(1 + \xi^2 + A^2 + 2j\xi)}. \quad (8.59)$$

Ее модуль – амплитудно-частотная характеристика связанных контуров ($U_K(\omega)$), а аргумент $\varphi_K(\omega) = -\arctg\left(\frac{2\xi}{(1 - \xi^2 + A^2)}\right)$ – фазо-частотная характеристика связанных контуров.

Глава 9. ЭЛЕКТРОННЫЕ АНАЛОГОВЫЕ УСТРОЙСТВА НА ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

9.1. Устройства для преобразования частоты, амплитудной, частотной и фазовой модуляции радиосигналов

Принципы преобразования спектра

Нелинейные цепи могут преобразовать спектры колебаний: сместить на частотной оси, образовать новые частотные компоненты. Это используется при синтезе умножителей, преобразователей частоты, модуляторов, детекторов – преобразователей спектра; их выполняют по одинаковой структурной схеме, содержащей нелинейный или параметрический элемент – преобразователь X/Y и фильтр FF (рис. 9.1). Преобразователь искажает спектр подаваемых колебаний и создает высшие гармоники и колебания с комбинационными частотами, фильтр выделяет нужные из них. Нелинейные элементы – диоды, транзисторы, вариконды.

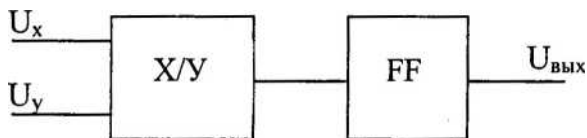


Рис. 9.1

9.1.1. Умножители частоты

Умножитель частоты УЧ – устройство, преобразующее гармонические колебания с ω_0 в колебания с частотой $N\omega_0$, где N – коэффициент умножения частоты – целое число. В маломощных УЧ применяются вариконды, диоды с накоплением заряда. Более мощные формируются на транзисторах. КПД умножителей $\eta = P_k / P_0$; или $\eta = P_N / P_1$, где P_N – мощность N -й гармоники на выходе УЧ, P_0 – мощность, потребляемая от источника; P_1 – мощность потребления выходного колебания. Коэффициент побочных составляющих:

$$K_t = (1/U_{mN}) \sqrt{\sum_{k=1}^n U_{mk}^2}$$

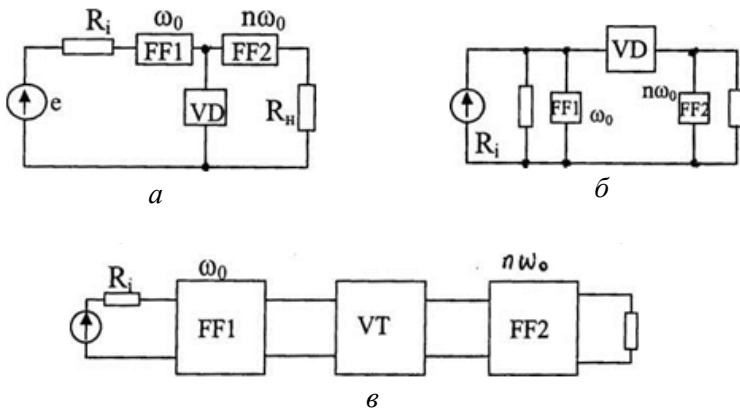


Рис. 9.2. Структурные схемы диодного (а, б) и транзисторного (в) умножителя частоты

Известны три основных вида УЧ. Нелинейный двухполюсник VD включен в схеме параллельно (рис. 9.2, а) или последовательно (рис. 9.2, б). Фильтр FF1 пропускает входной сигнал с частотой ω_0 , а фильтр FF2 выделяет выходной сигнал с $N\omega_0$. Схема транзисторного умножителя частоты – на рис. 9.2, в, в которой фильтры и нелинейный элемент соединены каскадно (аналогична схеме резонансного усилителя мощности). Для получения приемлемых значений амплитуд гармоник при больших N выбирают угол отсечки $Q_{\text{нотт}} = 2\pi/(3N)$. Практически используются транзисторные умножители на $N = 2$ или 3; для большого N используются несколько каскадов.

Схема последовательного варикапного утроителя показана на рис. 9.3. Входной контур (L1, C1, C2) и нелинейная емкость VD1 настроены на ω_0 . Делитель C1, C2 – для согласования сопротивления контура с низкоомным источником. Смещение на VD1 – за счет выпрямленного тока через резистор R. Импульсы тока через варикап увеличивают нелинейность характеристики VD1. Выходной контур (L3, C4, C5 и варикап) настроен на частоту $3\omega_0$. Он выделяет третью гармонику. Согласование с нагрузкой – делитель C4, C5. Последовательный контур L2, C3 настроен на частоту $3\omega_0$. КПД: при удвоении $\eta_2 = 0,6-0,7$, при утроении $\eta_3 = 0,2-0,4$.

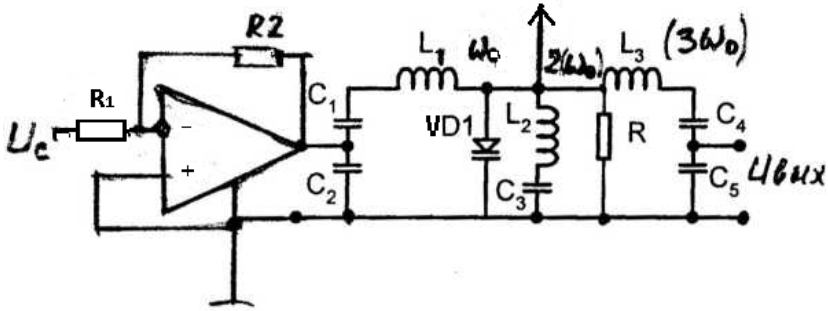


Рис. 9.3. Варикапный утроитель частоты

Для удвоения частоты применяется перемножитель аналоговых сигналов, на оба входа которого подается гармоническое колебание $U_x = U_y = U_m \cos \omega_0 t$. Выходное колебание:

$$\begin{aligned}
 U_{\text{вых}} &= AU_x U_y = AU_m^2 \cos^2 \omega_0 t = \frac{AU_m^2}{2} + \frac{AU_m^2}{2} \cos 2\omega_0 t = \\
 &= \frac{AU_m^2}{2(1 + \cos 2\omega_0 t)}.
 \end{aligned}$$

9.1.2. Преобразователи частоты

Устройство, переносящее спектр радиосигнала из области низких в область более высоких частот, или более высоких в область более низких частот – преобразователь частоты.

Спектр преобразованного сигнала $S_n(j\omega)$ со спектром входного сигнала $S_i(j\omega)$ связан соотношением $S_n(j\omega) \sim S_i[j(\omega + \omega_n)]$ или $S_n(j\omega) \sim S_i[j(\omega - \omega_n)]$.

Преобразование происходит в нелинейном элементе при смешивании сигнала со вспомогательным гармоническим колебанием. Нелинейный элемент – смеситель, генератор вспомогательного сигнала – гетеродин. Преобразованный выходной сигнал промежуточной частоты выделяется узкополосным фильтром. Если на входы перемножителя подаются колебания, то выходное колебание состоит из двух составляющих.

Одна промежуточная частота – $\omega_{п1} = (\omega_c - \omega_r)$ или $\omega_{п2} = \omega_c + \omega_r$, выделяется, а другая подавляется. Коэффициент передачи преобразователя:

$$K_{п} = U_{пм} / U_{сm} = AU_{r} / 2$$

зависит от A и U_r . Схема преобразователя частоты изображена на рис. 9.4. Выходной контур в зависимости от $\omega_{промежут}$ настраивают на $\omega_{п} = (\omega_c - \omega_r)$, либо $(\omega_c + \omega_r)$. В (9.1) A – параметр перемножителя.

$$U_{в\text{ых}}(t)AU_c(t)U_r(t) = \frac{A}{2}U_{сm}U_{rм} \cos[(\omega_c - \omega_r)t + (\varphi_c - \varphi_r)] + \frac{A}{2}U_{сm}U_{rм} \cos[(\omega_c + \omega_r)t + (\varphi_c + \varphi_r)t]. \quad (9.1)$$

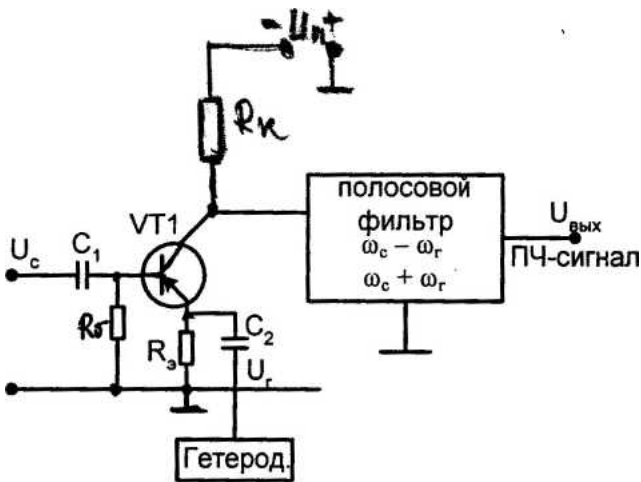


Рис. 9.4. Электрическая схема преобразователя частот

Современные радиоприемные устройства принимают сигналы в широком диапазоне частот. Применение преобразователей частот во входных цепях радиоприемников позволяет переносить спектр сигнала с любой заданной частотой в полосу постоянной промежуточной.

9.1.3. Модуляторы

Для формирования и передачи радиосигнала нужно произвести модуляцию – изменение одного или нескольких параметров вспомогательного колебания – переносчика в соответствии с изменением передаваемой информации сигнала. В качестве переносчика используется гармоническое колебание, характеризующееся амплитудой, частотой и начальной фазой. В зависимости от управляемого параметра переносчика различают АМ, ЧМ, ФМ модуляторы.

Амплитудные модуляторы

Амплитудо-модулированное (АМ)-колебание представляет зависимость $S_{AM}(t) = A(t) \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$, где ω_0, φ_0 – постоянные частота и начальная фаза; $A(t)$ – огибающая модулированного колебания. $A(t)$ управляется передаваемым сигналом $e(t)$ и записывается выражением

$$A(t) = A_m + \Delta A e(t) = A_m [1 + m e(t)], \quad (9.2)$$

где A_m – амплитуда модулированного колебания;

ΔA – амплитуда изменения огибающей;

$m = \frac{\Delta A}{A_m}$ – глубина коэффициента модуляции.

Если $e(t) = \cos \Omega t$, тогда

$$S_{AM}(t) = A_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0) + \frac{mA_m}{2} \cos[(\omega_0 + \Omega)t + \varphi_0] + \frac{mA_m}{2} \cos[(\omega_0 - \Omega)t + \varphi_0]. \quad (9.3)$$

Первое слагаемое – несущее колебание, второе и третье слагаемые с $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$ – верхняя и нижняя боковые частоты. Ширина полосы частот спектра АМ-колебания – $\Delta\omega = 2\Omega_{\max}$. Амплитудным модулятором называется устройство, в котором по закону

передаваемого сообщения изменяется амплитуда гармонического несущего колебания. На модулятор подаются переносчик – гармоническое несущее колебание $U_{\omega}(t) = U_{\omega} \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ и модулирующее колебание $U_{\Omega}(t) = U_{\Omega} e(t)$.

Модуляторы схемотехнически представляют резонансный усилитель мощности, в котором изменение амплитуды колебаний осуществляется изменением напряжений базы или коллектора (базовый и коллекторный модуляторы).

Схема базового модулятора изображена на рис. 9.5.

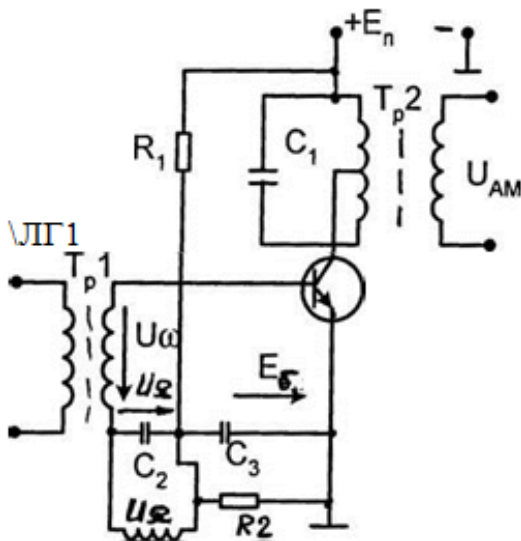


Рис. 9.5. Электрическая схема базового модулятора

На базу VT1 подается сумма напряжений: $U_{БЭ} = U_{БЭ} + U_{\Omega} + E_{В}$.

Работа модулятора определяется по временным диаграммам (рис. 9.6).

При изменении напряжения U_{ω} меняется $r_{кэ}$, т. е. угол отсечки и амплитуды импульсов I_k . Все это меняет амплитуду 1-й гармоники: $I_{k1} = \alpha_1(\theta) I_{k \max}$. Зависимость I_{k1} от напряжения смещения базы $E_{В}$ показано на рис. 9.6.

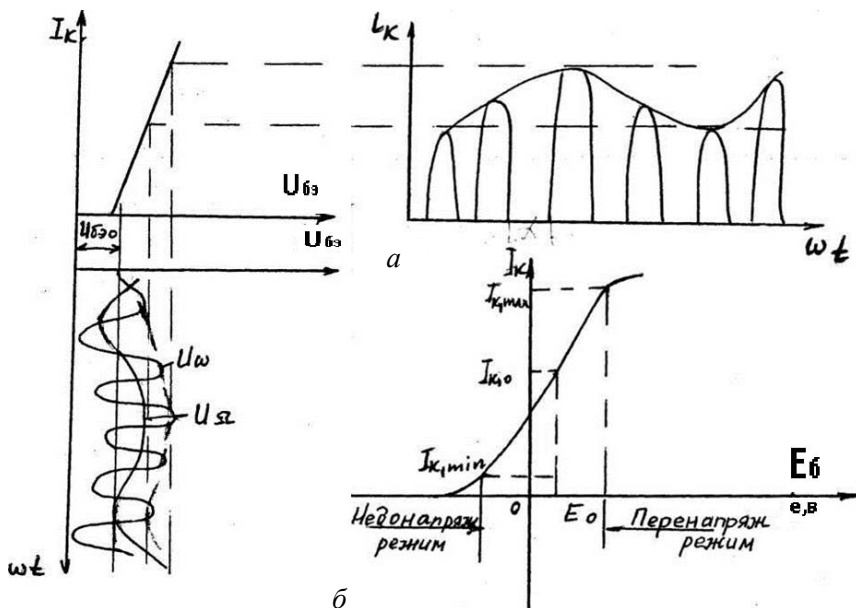


Рис. 9.6. Временные диаграммы, поясняющие работу модулятора

Эта зависимость – статическая модуляционная характеристика. При малых амплитудах ($I_{k1} < I_{k1min}$) и больших ($I_{k1} > I_{k1max}$) – зависимость нелинейная. Для минимальных нелинейных искажений нужно использовать линейный участок характеристики (исходная рабочая точка – посередине линейного участка характеристики).

Максимальная глубина модуляции при минимальных искажениях.

$$m = \frac{I_{k1max} - I_{k1min}}{I_{k1max} + I_{k1min}} < 1 \quad \text{КПД} \quad \eta_B = \frac{\eta_{max}}{1 + m_{max}}$$

В коллекторном модуляторе модулирующее напряжение U_{Ω} подается на коллектор VT1 транзистора резонансного усилителя мощности. В схеме, изображенной на рис. 9.7, подается через трансформатор, вторичная обмотка которого подключена последовательно с источником питания. Амплитуда первой гармоники E_k в резонансном усилителе мощности зависит от напряжения питания коллектора только в перенапряженном режиме. Поэтому в коллекторном

модуляторе при максимальном $U_{кэ}$ устанавливается критический режим, при пониженном напряжении модулятор работает в перенапряженном режиме. $I_k(1)$ меняется пропорционально $I_{кэ}$.

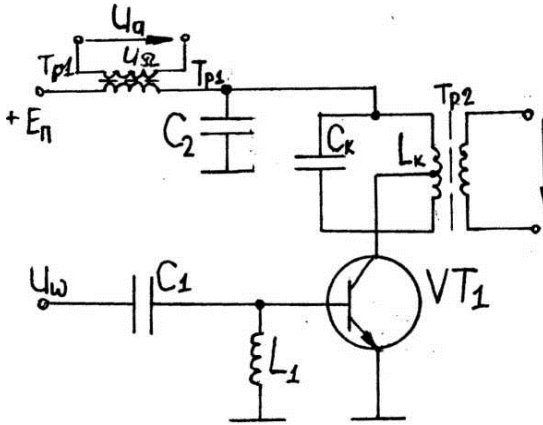


Рис. 9.7. Электрическая схема коллекторного модулятора

На рис. 9.7 изображены нагрузочные линии и соответствующие им импульсы I_k при $E_{кэ \min}$, $E_{кэ 0}$, $E_{кэ \max}$.

Входное сопротивление модулятора $R_M = U_{кэ} / I_{кэ}$ – составляющая I_k в режиме молчания. Амплитуда модулирующего напряжения – $U_{\Omega} = mU_{кэ}$.

Для получения АМ-колебаний с подавлением несущей частоты используются балансные модуляторы, которые осуществляют перемножение несущего $U_{\omega}(t)$ и модулирующего $U_{\Omega}(t)$ колебаний. Их успешно реализуют на аналоговых умножителях.

9.1.4. Устройство для угловой модуляции радиосигналов

При частотной модуляции по закону модулирующего колебания $U_{\Omega}(t) = U_{\Omega} m e(t)$ изменяется частота $\omega(t) = \omega_0 + \Delta\omega e(t)$. При фазовой модуляции по закону модулирующего колебания изменяется фаза: $\theta(t) = \omega_0 t + \Delta\theta e(t)$. Частота и фаза связаны соотношением $\theta(t) = \int \omega(t) dt$, $\omega(t) = \frac{d\theta(t)}{dt}$, поэтому при изменении частоты меняется фаза, а при изменении фазы – меняется частота.

Частотный модулятор реализуется двумя способами: прямым и косвенным. Прямой способ – в непосредственном управлении частотой генератора с помощью реактивного элемента, параметр которого зависит от напряжения (варикап). Используется только участок характеристики с $U_{обр}$, когда диод заперт. Рабочая точка U_{ω_0} на середине участка, амплитуда U_{Ω} такая, чтобы еще не возникли значительные, нелинейные искажения. Схема частотного модулятора показана на рис. 9.8 (емкость C_2 – емкость варикапа).

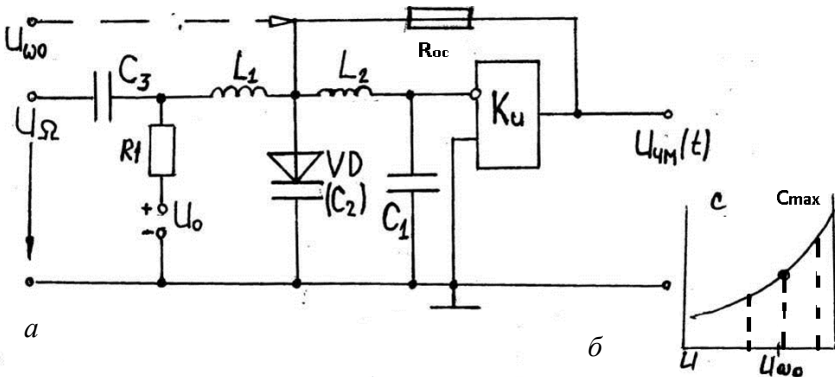


Рис. 9.8. Электрическая схема частотного модулятора

Девияция частоты модулятора – $\Delta\omega = S_{\omega}U_{\Omega}$. Крутизна модуляционной характеристики – $S_{\omega} = \frac{d\omega_r}{dU} = \frac{d\omega_r}{dCd} \frac{dCd}{dU}$, где ω_r – частота генерируемых колебаний, Cd – емкость варикапа.

Увеличение $p = C_1/(C_1 + Cd_0)$ – коэффициента включения варикапа – повышает $\Delta\omega$, но повышает и нестабильность частоты. Поэтому для получения большой девииции при малой нестабильности частоты ЧМ-сигнала применяются косвенные способы модуляции.

Фазовый модулятор реализуется с помощью перестраиваемого варикапом резонансного контура (рис. 9.9), на вход которого подается гармоническое колебание $U_{\omega}(t)$. Модуляция фазы колебания осуществляется за счет управления фазовой характеристикой передаточной функции контура $\varphi_k(U_{\Omega}) = \varphi_{\Phi}(U_{\Omega} - \varphi_{\omega})$, где φ_{ω} – фазы выходного и входного сигналов модулятора. Индекс модуляции

равен произведению амплитуды модулирующего сигнала и крутизны модуляционной характеристики – $S(\varphi)$: $M = \Delta\varphi = S_{\downarrow}\varphi U_{\Omega}$, где

$$S_{\varphi} = \frac{d\varphi_k}{dU} = \frac{d\varphi_k}{dCd} \frac{dCd}{dU} \text{ зависит от добротности контура } QuP = \frac{C_1}{C_1 + Cd}.$$

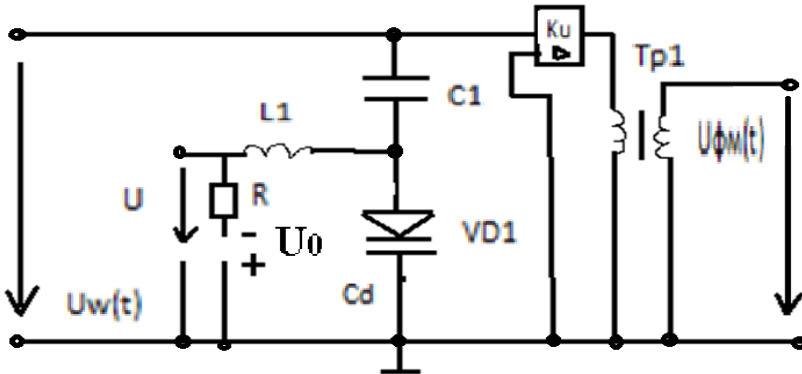


Рис. 9.9. Электрическая схема фазового модулятора

Также используется получение ФМ-колебаний путем преобразования амплитудно-модулированных колебаний с подавлением несущей частоты (рис. 9.10).

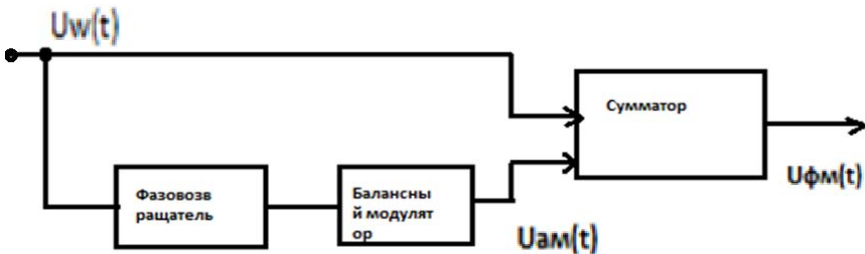


Рис. 9.10. Структурная схема фазового модулятора с подавлением несущей частоты

Фазовращатель изменяет фазу $U_{\Omega}(t)$ на 90° . На выходе балансного модулятора формируется АМ-колебание с подавленной несущей. В сумматоре складываются колебания $U_{\text{фм}}(t) = U_{\omega}(t) + U_{\text{АМ}}(t)$, их сумма – гармоническое колебание с амплитудой и фазой, зависящей

от модулирующего колебания $e(t)$. Индекс модуляции M равен глубине модуляции m . Увеличение M – при умножении частоты ФМ-сигнала.

9.2. Детекторы радиосигналов

Детектор – устройство, преобразующее радиосигнал в низкочастотное информационное напряжение. Их функции обратны модуляторам, т. е. они используются для увеличения информации, содержащейся в радиосигнале (ее выделяют) и подразделяются на амплитудные, частотные и фазовые.

9.2.1. Амплитудные детекторы

Амплитудные детекторы используются для детектирования амплитудно-модулированных сигналов, а также для преобразования модулированных радиоколебаний в постоянное напряжение. Обычно используются диодные амплитудные детекторы (рис. 9.11, а). При подаче на вход переменного напряжения во время $+U$ через диод протекают импульсы тока, которые заряжают конденсатор C до U_0 , близкого к амплитуде переменного напряжения U . При изменении последней меняется выходное напряжение U_0 .

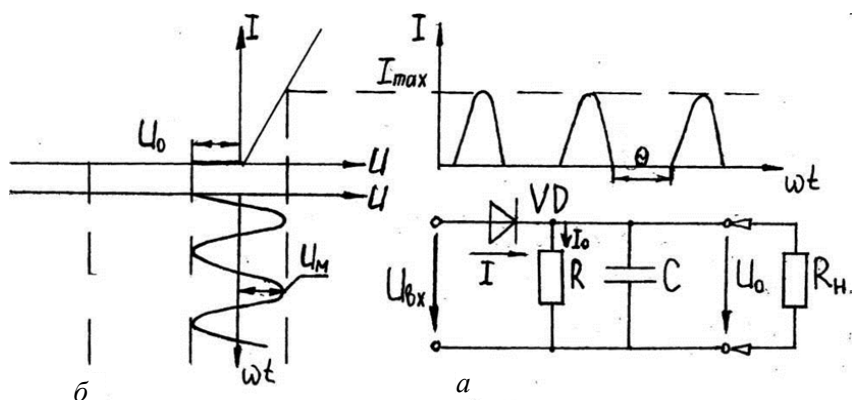


Рис. 9.11. Электрическая схема амплитудного детектора (а) и временные диаграммы его работы (б)

При анализе схемы предполагается, что на входе достаточно большое переменное немодулированное напряжение, при котором ВАХ диода аппроксимируется ломаной прямой.

$$i = \begin{cases} GdU, U \geq 0, Gd = S - \text{дифференциальная проводимость диода.} \\ 0, U < 0 \end{cases}$$

Входное напряжение $U \rightarrow$ создает ток диода:

$$I_{mn} = GdU_m(1 - \cos\theta). \quad (9.4)$$

Напряжение $U_0 = I_0R$, где I_0 – постоянная составляющая тока диода. Из (9.4) находим $\text{tg}\theta \rightarrow \theta = \frac{\pi}{GdR}$, т. е. угол отсечки θ зависит от произведения Gd открытого диода и сопротивления схемы R и не зависит от U_m . График зависимости $K_d = f(RGd)$ представлен на рис. 9.12, из которого следует, что $K_d \rightarrow 1$, если RGd растёт.

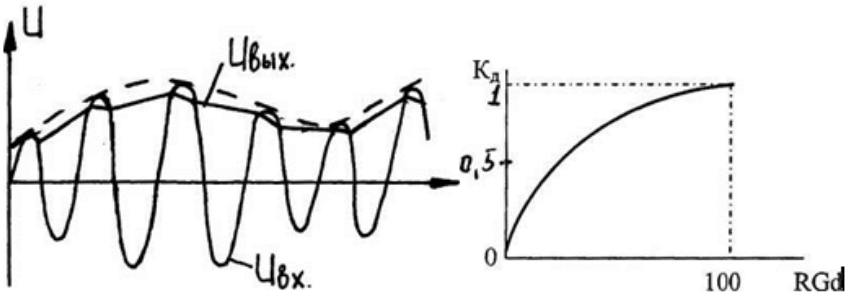


Рис. 9.12

Выходное сопротивление $R_{\text{вх}} = K_d R \frac{\alpha_0(\theta)}{\alpha_1(\theta)}$. Предельное значение $R_{\text{вх}} = 0,5R$.

Полученные значения справедливы при детектировании модулированных сигналов, если детектор малоинерционный. Если RC-цепи детектора большие, K_d снижается и появляются нелинейные искажения. Если выбрать $RC \ll 1/\Omega_{\text{max}}$, искажения исчезают, однако

$RC \gg \frac{1}{\omega}$; где ω – частота несущего колебания, Ω_{\max} – максимальная частота огибающей. Кроме последовательных ДТ (постоянная составляющая тока течет через диод и нагрузку) используется схема параллельного детектора. Коэффициент передачи K_d его такой же, а входное сопротивление меньше: $R_{\text{вх}} = R/2 \parallel R = 1/3R$.

Его недостатки: меньше $R_{\text{вх}}$ и попадание в нагрузку модулированного ВЧ-сигнала.

Транзисторные детекторы

Диодные детекторы при слабых сигналах вносят значительные нелинейные искажения. Поэтому слабые сигналы детектируются на основе транзисторных детекторов и ОУ по схеме.

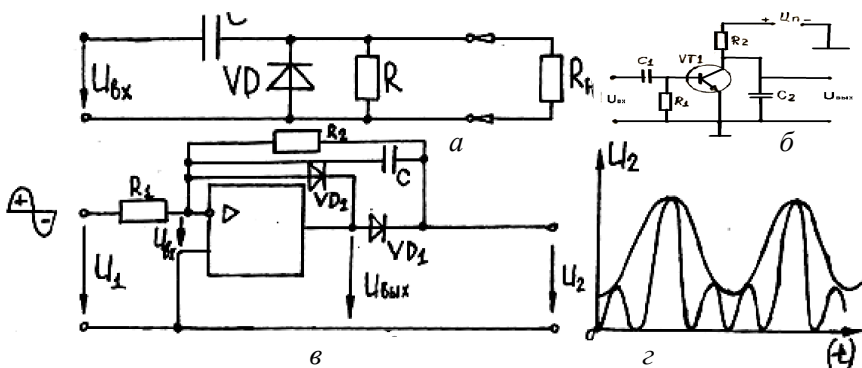


Рис. 9.13. Схема диодного детектора (а), транзисторного (б), на операционном усилителе (в) и форма входного напряжения детектора

При $+U_{\text{вх}}$ диода VD_1 подключен ко входу усилителя, создается глубокая ООС и $U_{\text{вых}} = U_{\text{вх}}$. Напряжение $U_2 \sim 0$. Во время $-U_{\text{вх}} \rightarrow U_{\text{вых}}(+)$, $VD_1 \uparrow$, $VD_2 \downarrow$. При этом $U_2 = U_{\text{вых}} - U_1 R_2 / R_1$ и изменяется по закону изменения U_1 (в). U_2 содержит низкочастотную составляющую, т. е. огибающую модулированного сигнала, а высокочастотная составляющая гасится емкостью C .

Синхронный детектор

Схема синхронного детектора изображена на рис. 9.14.

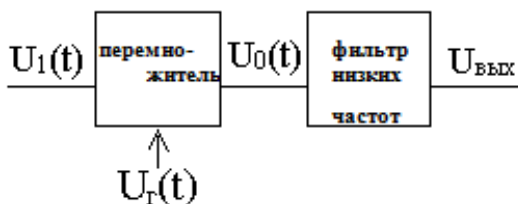


Рис. 9.14. Структурная схема синхронного детектора

На перемножитель подаются сигналы с модулированной амплитудой $U_1(t) = U_{1m} \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ и опорное колебание $U_r(t)$, синхронное с несущей составляющей сигнала $U_1(t)$, $U_r(t) = U_{rm} \cos(\omega_{\downarrow 0} t + \varphi_{\downarrow 0})$. После перемножения $U_1(t)U_r(t) = A/2 \left[U_1(t)U_{rm} \cos(\varphi - \varphi_0) + U_1(t)U_{rm} \cos(2\omega_{\downarrow 0} t + \varphi - \omega_{\downarrow 0}) \right]$ состоит из низкочастотной составляющей $U_0(t) = \frac{A}{2U_{rm} \cos(\varphi - \varphi_0)U_1(t)}$, по форме совпадающей с огибающей сигнала $U_1(t)$ и ВЧ составляющей с удвоенной частотой несущей.

ВЧ составляющая подавляется ФНЧ и на выходе детектора будет напряжение $U_2 = U_0(t)$. Коэффициент передачи $K_d = \frac{A}{2U_{rm} \cos(\varphi - \varphi_0)}$ зависит от амплитуды U_{rm} и разности фаз $\varphi - \varphi_0$. Он максимален при $\varphi - \varphi_0$ и равен 0 при $\varphi = \varphi_0 \pm \frac{\pi}{2}$.

Синхронный детектор используют для детектирования АМ-сигналов, АМ-сигналов с подавлением несущей, сигналов АМ с одной входной полосой, детектирование которых с помощью обычного амплитудного детектора невозможно. Он применяется и для детектирования ФМ-сигналов и ЧМ-сигналов.

9.2.2. Частотные детекторы

В РТ-устройствах частотные детекторы (ЧД) выполняют две функции:

а) преобразуют ЧМ-сигнал в НЧ-колебание, изменяющееся по закону изменения частоты;

б) преобразуют отклонение частоты от номинального значения в напряжение.

Первая функция – для частотных детекторов в радиоприемных устройствах, вторая – для детекторов-дискриминаторов в системах автонастройки частоты. Преобразование ЧМ-сигналов в АМ-сигналы реализует детектор, выполненный по балансной схеме (рис. 9.15), в которой использован детектор с резонансным контуром.

Контуры расстраиваются симметрично относительно несущей частоты ω_0 . На входах диодных детекторов амплитуды напряжений будут: $U_m = U_m K_1(\omega)$, $U_m'' = U_m K_2(\omega)$, где U_m – амплитуда входного сигнала; $K_1(\omega)$, $K_2(\omega)$ – модули передаточных функций резонансных контуров. Выходное напряжение детектора $U_0 = K_d(U_m' - U_m'') = K_d[K_1(\omega) - K_2(\omega)]U_1$ зависит от частоты сигнала. Эта зависимость – детекторная характеристика – показана на рис. 9.15, б.

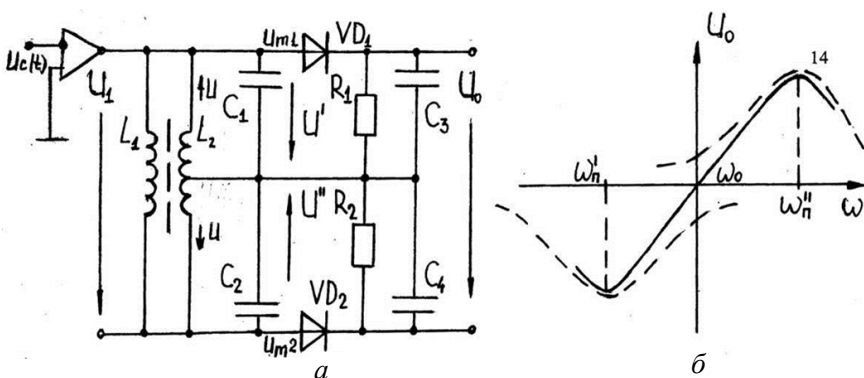


Рис. 9.15. Электрическая схема (а) и детекторная характеристика (б) частотного детектора

Фазовый детектор

Находит применение фазовый детектор, выполненный по интегральной технологии (рис. 9.16), который содержит один резонансный контур и аналоговый множитель. Он представляет квадратурный частотный детектор. Входное сопротивление множи-

теля велико, поэтому входной ток $i_1 = I_m \cos \omega t$ течет только через емкость C_1 и параллельный резонансный контур LCR .

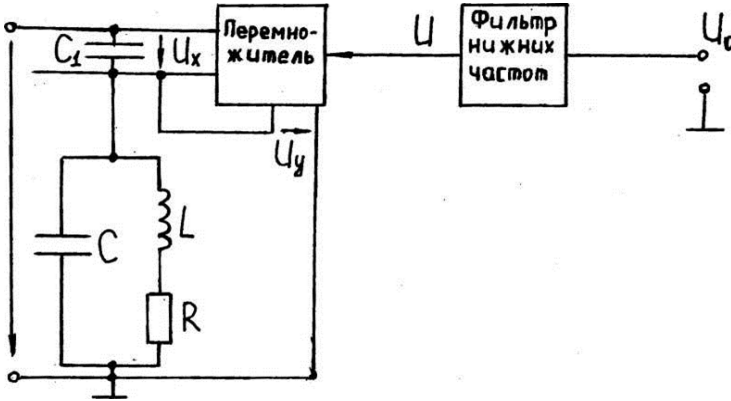


Рис. 9.16. Электрическая схема фазового детектора

Напряжения: $U_x(t) = U_{xm} \cos(\omega t - \pi/2)$ (на C_1),

$U_y(t) = U_{ym} \cos(\omega t + \varphi)$ (на контуре).

Зависимость фазы от частоты напряжения сигнала

$\Delta\varphi = -\operatorname{arctg} 2 \frac{\Delta\omega Q}{\omega_0}$; $\Delta\omega = \omega - \omega_0$; ω_0, Q – резонансная частота, доб-

ротность контура.

Выходное напряжение перемножителя:

$$U = AU_x U_y = \frac{1}{2AU_{xm}U_{ym} \left[\cos\left(\varphi + \frac{\pi}{2}\right) + \cos\left(2\omega t - \frac{\pi}{2} + \varphi\right) \right]}. \quad (9.5)$$

Составляющую с удвоенной частотой не пропускает ФНЧ, поэтому выходное напряжение детектора – $U_0 = \frac{1}{2AU_{xm}U_{ym} \sin \varphi}$ –

пропорционально $\sin \varphi$, т. е. фазе выходного сигнала. При малых φ ,

когда $\frac{2\Delta\omega}{\omega_0} < 1$, $\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi \approx \varphi$.

В этом случае

$$U_0 = -AU_{xm}U_{ym}Q \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \sin \varphi, \quad (9.6)$$

где $\Delta\varphi = Q \frac{\Delta\omega}{\omega}$.

Выражение (9.6) показывает, что рассматриваемая схема осуществляет линейное детектирование ЧМ и ФМ-сигналов.

9.3. Электрические фильтры

Электрические фильтры предназначены для выделения из сложного колебания составляющих с частотами, расположенными в заданной полосе частот, и подавления составляющих с частотами, расположенными вне указанной полосы. Частотные свойства фильтров характеризуются амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ), $K_n(\omega)$ или частотной характеристикой затухания передачи фильтра:

$$a(\omega) = -20 \lg K_n(\omega), \quad (9.7)$$

то есть затухание имеет противоположный знак по сравнению с передаточной функцией, если $K_n(\omega) = 1$, то $a(\omega) = 0$, если $K_n(\omega) < 1$, то $a(\omega) > 0$.

На рис. 9.17 изображены частотные характеристики затухания.

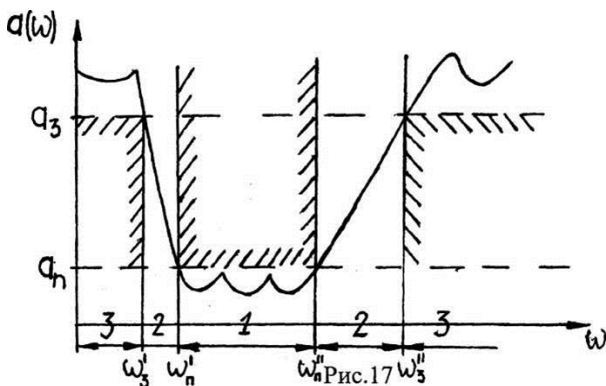


Рис. 9.17. Частотная характеристика затухания фильтра:
1 — полоса пропускания; 2 — переходная полоса; 3 — полоса задерживания

Полоса пропускания Φ – полоса частот, в которой затухание передачи фильтра равно или менее заданного затухания a_n . Полоса задержания фильтра – это полоса, в которой затухание передачи больше заданного значения a_3 . Частоту, разделяющую полосы 1 и 2, называют частотой среза полосы пропускания ω_n , а частоту, разделяющую полосы 2 и 3, – частотой среза полосы задерживания ω_3 . По взаимному расположению полос пропускания и задерживания различают фильтры нижних частот (ФНЧ), верхних частот (ФВЧ), полосовые фильтры (ПФ) и режекторные фильтры (РФ). Для ПФ и РФ кроме a_n и a_3 задают ω_n' , ω_n'' , ω_3' , ω_3 .

9.3.1. Схемы электрических фильтров

В качестве электрического фильтра используют четырехполюсник, составленный только из элементов L , C и нагруженной с обеих сторон активными сопротивлениями. Элементы внутри четырехполюсника соединены так, чтобы образовалась лестничная схема, которую получают путем каскадного соединения Г-образных (рис. 9.18, а), Т-образных (рис. 9.18, б) или П-образных (рис. 9.18, в) элементарных звеньев.

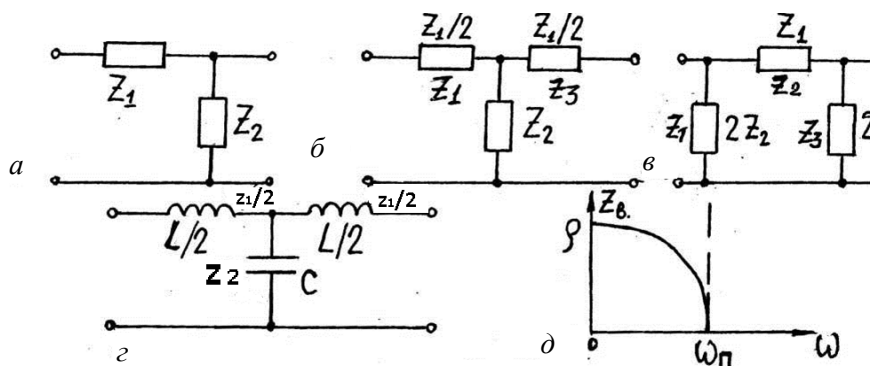


Рис. 9.18. Схемы (а–г) и график частотной зависимости электрических фильтров (д)

Для лестничного фильтра, нагруженного сопротивлением, равным волновому, все звенья нагружены волновым сопротивлением

и фильтр будет согласованным. Затухание согласованного фильтра – характеристическое затухание: $a(\omega) = \sum_i^n a_i(\omega)$, где $a_i(\omega)$ – затухание i -го звена.

Следовательно, частотную характеристику затухания согласованного фильтра получим, рассчитав характеристики каждого звена в отдельности. Например, Т-образное звено (рис. 9.18, з) ФНЧ: $z_1 = z_3 = 0,5j\omega L$; $z_2 = 1/(j\omega c)$. При этом волновое сопротивление ФНЧ: $z_B = \rho\sqrt{1-\Omega^2}$, где $\rho = \sqrt{LC}$; $\Omega = \frac{\omega}{\omega_n}$, $\omega_n = \frac{2}{\sqrt{LC}}$. График частотной зависимости ρ (рис. 9.18), которая активна в полосе ω от 0 до ω_n и реактивна за пределами этой полосы, ρ – характеристическое сопротивление.

Передаточная функция фильтра

Передаточная функция фильтра:

$$K_U(j\omega) = \frac{z_2}{z_1 + z_2 + z_n} = \frac{1}{j\omega C} \frac{1}{0,5j\omega L + \frac{1}{j\omega C} + z_n}.$$

После преобразований ($z_n = z_B$):

$$K_U(j\Omega) = \frac{1}{1 + 2\Omega^2 + 2j\Omega\sqrt{1-\Omega^2}}.$$

В полосе частот от 0 до ω_n ($\Omega < 1$) модуль $K_{\downarrow U}(\Omega) = 1 / \sqrt{(1 + 2\Omega^2)^2 + 4\Omega^2(1 - \Omega^2)}$. При синтезе оптимальных фильтров (с минимальным числом элементов) на первом этапе расчета фильтра по рабочему затуханию (этап аппроксимации частотных характеристик) определяют порядок фильтра и операторную передающую функцию. Второй этап расчета – реализация фильтра – находится электрическая цепь, обладающая заданной передающей

функцией. Аппроксимацией определяется частотная характеристика физически реализуемого фильтра, по которой находят операторную передаточную функцию – основу реализации фильтра.

9.3.2. Активные RC-фильтры

При сравнительно низких частотах среза (< 100 кГц) используются активные RC-фильтры, основу которых составляют операционные усилители (ОУ), охваченные специально подобранной петлей обратной связи. Обобщенная схема RC-фильтра произвольного порядка с ОУ (рис. 9.19).

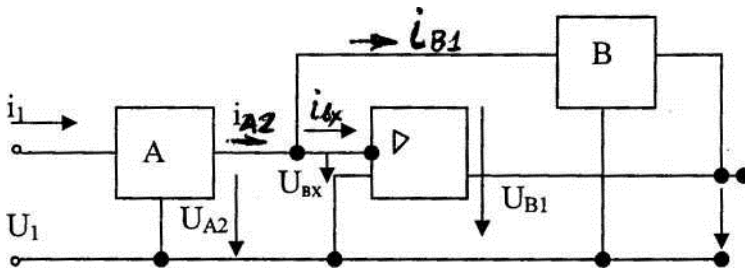


Рис. 9.19. Структурная схема фильтра произвольного порядка на ОУ

$Y_{A12}(p)$ – его передаточная функция однозначно выражается через параметры A и B четырехполосников. Так как $K_{и} \gg 1$, то $U_{\text{вых}} = U_2 = U_{B1} = 0$. На выходе четырехполосника A ток $I_{A2}(p) = Y_{A21}(p)U_1(p)$. На входе четырехполосника B ток $I_{B1}(p) = Y_{B12}(p)U_2(p)$. $Y_{A21}(p)$, $Y_{B12}(p)$ – операторные передаточные проводимости Y матриц A и B четырехполосников.

Так как $I_{A2}(p) \leq I_{B1}(p)$, $U_{\text{вх}} = 0$, то после обобщения передаточная функция напряжения $K_U(p) = U_2(p)/U_1(p) = -Y_{A21}(p)/Y_{B12}(p)$. Операторные проводимости $Y_{A21}(p) = W_{A21}(p)/Y_{A21}(p)$; $W_{B12}(p)/Y_{B12}(p)$. Если четырехполосники A и B выбраны так, что $Y_{A21}(p) = Y_{B12}(p)$, то $K_n(p) = W_{A21}(p)/W_{B12}(p)$.

Следовательно, соответствующим подбором A и B четырехполосников (см. рис. 9.19) можно реализовать фильтр с любой передаточной функцией. На практике используются фильтры второго, иногда третьего порядка. Схемы фильтров второго порядка на

рис. 9.20 (а – ФНЧ, б – ФВЧ, в – ПФ). Недосток активных RC-фильтров с однопетлевой ОС – большое количество RC-элементов в частотно-задающей цепи (в четырехполосниках А и В).

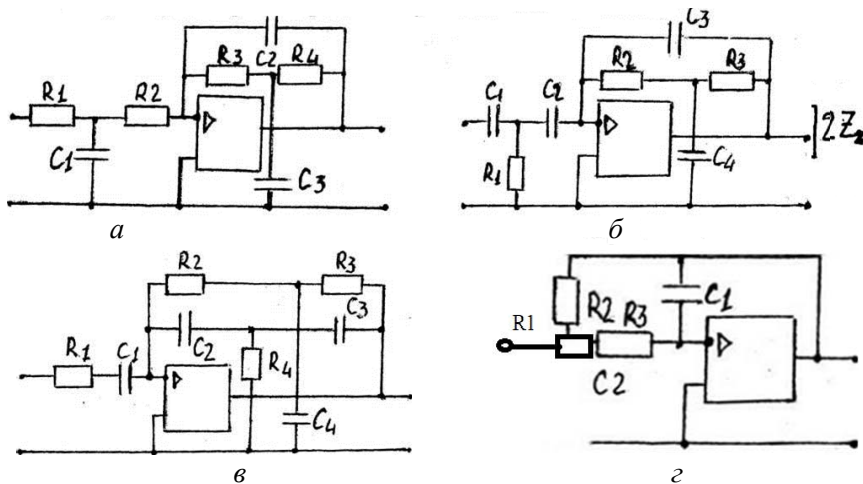


Рис. 9.20. Схемы фильтров второго порядка (а, б, в),
схема фильтра с двухлетней обратной связью

От этих недостатков свободны электрические фильтры второго порядка с двухпотливой обратной связью, структурная схема которых представлена на рис. 9.20, з.

Глава 10. ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ, ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

10.1. Виды электронных измерений и их особенности

Измерение – нахождение значения физической величины опытным путем с помощью специальных технических средств. Результат измерения – значение физической величины, найденной опытным путем. Средства измерений – измерительные устройства для нахождения значений измеряемой физической величины.

Средства измерения делятся на меры, измерительные преобразователи; измерительные приборы, измерительные установки и измерительные системы.

Мера – средство измерений для непосредственного измерения физической величины заданного размера.

Измерительный преобразователь – средство измерений для выработки сигнала измерительной информации в форме, удобной для передачи, дальнейшего преобразования, обработки и хранения.

Измерительный прибор – средство измерений для выработки сигнала измерительной информации в форме, удобной для измерения измеряемой физической величины, доступной для непосредственного восприятия.

Измерительная установка – совокупность функционально объединенных средств измерений, предназначенных для выработки сигналов измерительной информации, и содержит меры измерительные преобразование и приборы.

Измерительная информация – количественная оценка состояния материального объекта, получаемая экспериментально, путем сравнения параметров объекта с мерой.

По виду оценки параметров материального объекта, то есть измерений, различают прямые, косвенные, совокупные и совместные измерения.

Прямым называется измерение, при котором искомое значение величины находят непосредственно из опытных данных.

Косвенные измерения – искомое значение величины находят на основании известной зависимости между этой величиной и величинами, подвергаемыми прямым измерениям.

Совокупные измерения производятся одновременно над несколькими одноименными величинами, причем искомые значения величин находят решением системы уравнений, получаемых при прямых измерениях различных сочетаний этих величин.

Совместные измерения производятся одновременно над двумя или несколькими неоднородными величинами для нахождения зависимости между ними.

Совокупность приемов использования принципов и средств измерений называется методом измерений, которые подразделяются на метод непосредственной оценки – отсчет значения измеряемой величины производится непосредственно по отсчетному устройству измерительного прибора.

Метод сравнения предполагает операцию сравнения измеряемой величины с мерой в каждом из актов измерения, метод распадается на следующие виды:

1. Нулевой метод, при котором результирующий эффект воздействия измеряемой величиной и известной величиной (мерой) на прибор сравнения доводят до нуля (мост постоянного тока).

2. Дифференциальный метод, при котором на измерительный прибор воздействует разность между измеряемой величиной и известной, воспроизводимой мерой.

3. Метод замещения, при котором измеряемая величина замещается известной величиной, воспроизводимой мерой (определение емкости, включенной в колебательный контур).

10.1.1. Метрологическое обеспечение средств измерений. Погрешности измерений

Отклонение результата измерения от истинного значения называется погрешностью измерения. Различают абсолютные и относительные погрешности измерения, определяемые как отношение абсолютной погрешности измерения к истинному значению измеряемой величины:

$$A = X - X_{и}; \quad (10.1)$$

$$\delta = A / X_{и}, \quad (10.2)$$

где A – абсолютная погрешность измерения;

X – значение, полученное при измерении;

$X_{и}$ – истинное значение измеряемой величины;

δ – относительная погрешность измерения, $\delta \% = (A / X_{и}) - 100 \%$.

Погрешности делят на систематические, случайные и грубые (промахи). A из (10.1) – результирующая погрешность, то есть сумма систематической Δ_c и случайной Δ погрешностей. Грубые погрешности (промахи) исключаются.

Систематическая погрешность измерения – составляющая погрешности измерения, остающаяся постоянной или закономерно изменяющаяся при повторных измерениях одной и той же величины.

Случайная погрешность измерения – составляющая погрешности измерения, изменяющаяся случайным образом при повторных измерениях одной и той же величины. Случайная погрешность выявляется при проведении ряда измерений величины.

Систематические погрешности включают:

методические погрешности – происходят от несовершенства метода измерения, использования упрощающих предположений и допущений при выводе применяемых формул, влияния измерительного прибора на объект измерения;

инструментальные погрешности зависят от погрешностей применяемых средств измерения. Неточность градуировки, конструктивные несовершенства, изменения характеристик приборов в процессе эксплуатации причины инструментальных погрешностей.

Погрешности измерения возникают также из-за неправильной установки средства измерения, влияния на него полей, наличия дополнительных динамических погрешностей.

Субъективные погрешности вызываются неправильными отсчетами показаний прибора человеком.

Существуют специальные методы организации измерений, устраняющие систематические погрешности. К ним относятся:

1) **метод замещения** заключается в том, что измеряемая величина замещается известной величиной, получаемой при помощи регулируемой меры.

2) **метод компенсации по знаку** – применяется для исключения систематических погрешностей, которые в зависимости от условий измерения могут входить в результат измерения с тем или иным знаком (погрешность от термоЭДС; от влияния напряженности поля и др.).

10.1.2. Оценка случайных погрешностей

Адекватным математическим аппаратом описания случайных погрешностей является теория вероятностей, согласно которой случайная величина наиболее полно характеризуется своим законом распределения (или плотностью распределения) вероятностей (нормальная и равномерная плотность распределения). Если погрешности принимают непрерывный ряд значений, при большом числе измерений, то для описания случайных погрешностей следует применять нормальный закон распределения вероятностей:

$$Y(\Delta) = (1/\sigma\sqrt{2\pi})\exp(-\Delta^2/2\sigma^2), \quad (10.3)$$

где $Y(\Delta)$ – плотность вероятностей случайной погрешности Δ ;

σ – среднее квадратичное значение случайной погрешности.

Кривые, соответствующие выражению (1.4) для разных a , приведены на рис. 10.1.

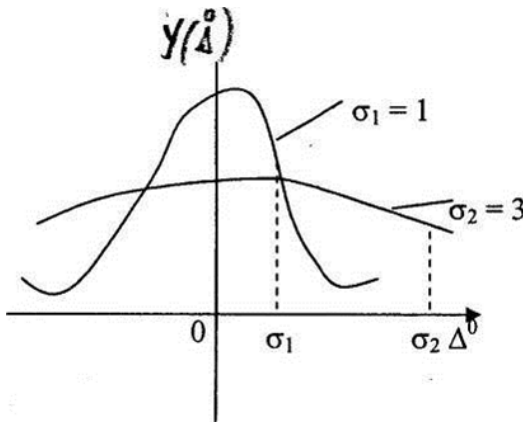


Рис. 10.1

Оценка параметров распределения случайных погрешностей прямых измерений: $\Delta = X - X_{и}$, где X – результат измерения, $X_{и}$ – истинное значение измеряемой величины. Поскольку истинное значение измеряемой величины $X_{и}$ неизвестно p . Принимаем, что

истинное значение соответствует среднему арифметическому значению ряда измерений.

$$\bar{X} = (X_1 + X_2 + \dots + X_n)/n = \sum_{i=0}^n X_i/n, \quad (10.4)$$

где X_i – результат отдельных измерений;

n – число измерений

В виду того, что среднее арифметическое \bar{X} – случайная величина, используется для оценки случайной погрешности, средне-квадратичное отклонение среднего арифметического значения \bar{X}

$$\sigma_{\text{ср}} \rightarrow \sqrt{\sum_{i=0}^n \frac{\Delta X_i^2}{n(n-1)}},$$

где $\Delta X_i = X_i - \bar{X}$ используется для характеристики точности результата измерений некоторой величины, т. е. результата, полученного посредством математической обработки итогов ряда отдельных прямых измерений.

Так как \bar{X} отличается от X_n , вводятся: доверительная вероятность $P_d = P(-\Delta < X_n - \bar{X} < \Delta)$, вероятность того, что \bar{X} отличается от X_n не более чем на Δ : $P_d = P((\bar{X} - \Delta) < X_n < (\bar{X} + \Delta))$. Интервал значений измеряемой величины от $\bar{X} - \Delta$ до $\bar{X} + \Delta$ – доверительный интервал. С вероятностью P_d доверительный интервал от $\bar{X} - \Delta$ до $\bar{X} + \Delta$ заключает в себе истинное значение X_n .

При нормальном распределении для нахождения доверительного интервала используется распределение Стьюдента. Чтобы определить доверительный интервал, надо для данных n и P_d найти квантиль $t(n)/P_d$ и вычислить величины $X_n = \bar{X} - \sigma_{\text{ср}}(n)/P_d$ и $X_b = \bar{X} + \sigma_{\text{ср}}/t(n)/P_d$, которые будут являться верхней и нижней границами доверительного интервала. Результат измерения $a = \bar{X} \pm \Delta$, где $\Delta = \Delta_n \div L_b$; $\Delta = (X_b - X_n)/2$.

Случайные погрешности косвенных измерений

Если величина A является функцией величин $X, Y, \dots, Z, A = f(X, Y, \dots, Z)$ и определяется на основе прямых измерений этих величин, то средняя квадратичная погрешность измерения величины A :

$$\sigma_A = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial X} \sigma_X\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial Y} \sigma_Y\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial Z} \sigma_Z\right)^2}, \quad (10.5)$$

где $\sigma_X, \sigma_Y, \sigma_Z$ – средние квадратичные погрешности измерения величин X, Y, \dots, Z (при этом величины X, Y, \dots, Z независимы).

Основные характеристики измерительных приборов

Чувствительность – это отношение изменения выходной величины измерительного прибора к вызывающей ее изменению входной величине. Чувствительность $S = Y/X$.

Функция преобразования – функциональная зависимость между выходной величиной Y и входной величиной X прибора, то есть $y = F(X)$.

Абсолютная погрешность прибора в данной точке диапазона измерения $\Delta = X_{\text{п}} - X_{\text{и}}$, где $X_{\text{п}}$ – показание прибора, $X_{\text{и}}$ – истинное значение измеряемой величины.

Относительная погрешность прибора:

$$\sigma = \left(\frac{\Delta}{X_{\text{и}}}\right) 100 = [(X_{\text{п}} - X_{\text{и}})/X_{\text{и}}] \cdot 100.$$

Приведенная погрешность прибора равна отношению абсолютной погрешности к нормирующему значению X_N , которое принимается равным верхнему пределу измерений (также выражается в %) – $\gamma = (\Delta/X_N) \cdot 100$.

Динамическая погрешность прибора – $\Delta Y(t) = Y(t) - Y_{\text{уст}}$, где $Y(t)$ – значение выходной величины измерительного средства в момент времени t ; $Y_{\text{уст}}$ – значение выходной величины, заданное его статической функцией преобразования.

10.2. Аналоговые электроизмерительные приборы

Аналоговыми измерительными приборами называют приборы, показания которых являются непрерывной функцией изменений измеряемой величины. Основной их класс – электромеханические показывающие приборы прямого действия. Эти приборы строятся по структурной схеме (рис. 10.2).

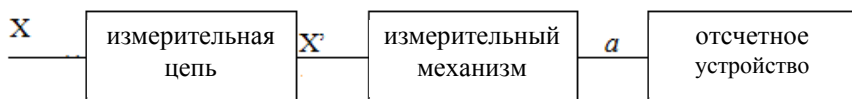


Рис. 10.2. Структурная схема аналоговых измерительных приборов

Измерительная цепь осуществляет количественное или качественное преобразование измеряемой электрической величины X в электрическую величину X' , значение которой отсчитывается по шкале отсчетного устройства (прогнозирование в единицах измеряемой величины).

Измерительная цепь содержит резисторы, конденсаторы и другие элементы, необходимые для требуемого преобразования измеряемой величины.

Измерительный механизм состоит из подвижной и неподвижной частей. В зависимости от принципа преобразования электромагнитной энергии в энергию движения подвижной части механизма различают магнитоэлектрические, электромагнитные, электродинамические, электростатические и индукционные измерительные приборы, а также имеются термоэлектрические и электронные приборы.

В приборах магнитоэлектрической системы используется взаимодействие поля постоянного магнита с катушкой (рамкой), по которой протекает ток. Конструктивно измерительный механизм выполняется либо с подвижным магнитом, либо с подвижной катушкой.



– условное обозначение на шкале прибора.

Принцип действия приборов электромагнитной системы основан на взаимодействии магнитного поля, создаваемого током в неподвижной катушке, с подвижным ферромагнитным сердечником.



Принцип действия электродинамических приборов основан на взаимодействии магнитных полей двух катушек, по которым протекает ток.



Ферродинамические приборы являются разновидностью электродинамических приборов, от которых они отличаются конструктивно. Для увеличения чувствительности катушка ферродина-

мических приборов имеет магнитомягкий сердечник-магнитопровод, между полюсами которого размещается подвижная катушка.



Принцип действия электростатических приборов основан

на взаимодействии электрически заряженных проводников.



10.2.1. Электронные аналоговые приборы

В электронных аналоговых устройствах вольтметрах конструктивно объединены электронный преобразователь и измерительный механизм. Электронный вольтметр постоянного тока выполняется по схеме рис. 10.3, а.

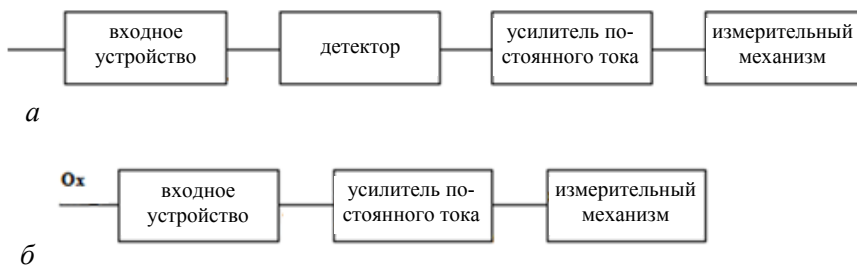


Рис. 10.3. Структурная схема электронных вольтметров переменного тока (а), постоянного тока (б)

Измеряемое напряжение U_x подается на входное устройство, многопредельный высокоомный делитель на резисторах, с которого поступает на усилитель УПТ → на измерительный механизм, включая отчетное устройство.

Напряжение U_x сначала преобразуется детектором в постоянное, затем усиливается УПТ и воздействует на измерительный механизм.

10.2.2. Измерение постоянного напряжения и тока

Для измерения тока и напряжения используются методы непосредственной оценки и сравнения. При использовании метода непосредственной оценки применяются аналоговые и цифровые амперметры и вольтметры (рис. 10.4).

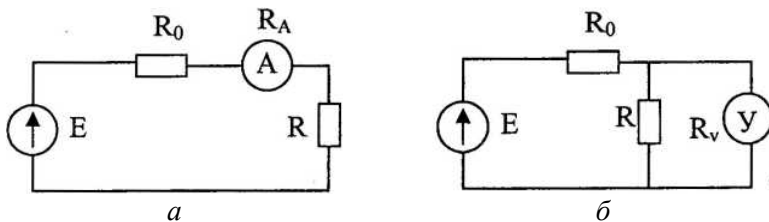


Рис. 10.4. Измерение тока (а) и напряжения (б) методом непосредственной оценки

При измерениях тока амперметр включается в цепь последовательно, т. е. в разрыв цепи (рис. 10.4, а), а при измерении напряжения вольтметр включается параллельно исследуемой цепи, без нарушения схемы соединений. Так как включение в цепь измерительного прибора вызывает изменение режима цепи, то для сведения к минимуму этого влияния внутреннее сопротивление амперметра $R_A \ll R$ (сопротивления цепи), а внутреннее сопротивление вольтметра $R_V \gg R$. Метод сравнения основан на компенсации измеряемого напряжения. При измерении напряжения вольтметром может появиться методическая погрешность:

$$\sigma_M = \frac{U_X - U}{U} = \frac{R/R_V}{1 + R/R_V + R/R_0}, \quad (10.6)$$

где U – действительное значение напряжения на сопротивлении R до подключения вольтметра;

U_x – измеренное значение напряжения на сопротивлении R .

Как следует из (10.7) для уменьшения методической погрешности R_V должно быть больше сопротивления того участка цепи, на котором измеряется напряжение.

При измерении переменных напряжений на результаты измерений оказывает влияние и входная емкость вольтметра C_V . Напряжение переменного тока характеризуется четырьмя основными значениями: действующим, пиковым (амплитудным), средним и средневыпрямленным.

$$\text{Действующее} - U_d = \sqrt{\frac{1}{\tau} \int U^2(t) dt}.$$

Пиковое напряжение – $U_{\text{п}} = \sqrt{2}U_d$.

Среднее значение (постоянная составляющая) – $U_0 = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} U(t) dt$ – за время измерения или за период.

Средневыпрямленное значение напряжения – это среднеарифметическое из абсолютных мгновенных значений:

$$\frac{1}{T} \int_0^T U(t) dt.$$

Измерение токов

При включении амперметра, имеющего внутреннее сопротивление R_A , в цепь с источником ЭДС E и сопротивлением R общее сопротивление цепи возрастает, что ведет к уменьшению в цепи тока, т. е. к погрешности измерения.

Относительная погрешность измерения тока:

$$Y_1 = \frac{I_X - I}{I} = \frac{\frac{R_A}{R}}{1 + \frac{R_A}{R}}, \quad (10.7)$$

где I – значение тока в цепи до включения амперметра;

I_X – измеряемое значение тока.

При измерении малых токов (10^{-6} – 10^{-9} А) используются высокочувствительные магнитоэлектрические зеркальные гальванометры. Если $I < 10^{-9}$ – 10^{-10} А – используются косвенные измерения.

Измерение переменных токов в цепях небольшой мощности осуществляют выпрямительными, термоэлектрическими, электронными амперметрами. При измерении токов высокой частоты преимущественно используются термоэлектрические амперметры.

Измерение сопротивлений производится методом амперметра-вольтметра. Для измерения средних и больших сопротивлений используются последовательные схемы омметров, а для измерения малых сопротивлений – параллельные схемы.

Измерение мощности

Измерение мощности в цепях постоянного и переменного однофазного тока обычно производится электродинамическими и ферродинамическими ваттметрами (классами точности 0,1–0,5).

Изменение пределов измерения достигается коммутацией секций токовой катушки и подключением различных добавочных резисторов. Направление отклонения стрелки зависит от направления тока в обмотках ваттметров, поэтому их зажимы имеют специальную маркировку, обеспечивающую правильное подключение прибора. Токовый зажим обозначается звездочкой *. Не имеющие * зажимы подключаются к нагрузке.

Мощность постоянного тока измеряется также косвенно – при помощи амперметра и вольтметра, показания которых перемножаются в соответствии с зависимостью: $P = IU$. Возможны две схемы включения приборов. При измерениях следует учитывать методическую погрешность, зависящую от сопротивления вольтметра (рис. 10.5, а) или амперметра (рис. 10.5, б).

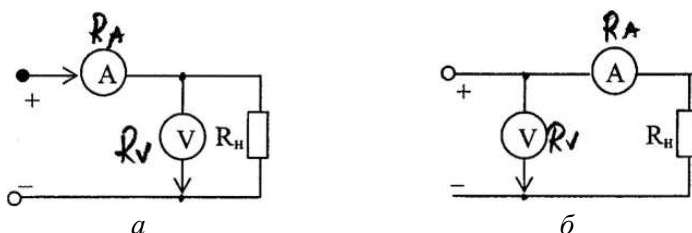


Рис. 10.5. Схема измерения мощности в цепях постоянного тока

Мощность переменного однофазного тока на повышенных частотах измеряют выпрямительными ваттметрами, использующими нелинейность ВАХ п/п диодов для перемножения мгновенных значений тока и напряжения.

В трехфазных цепях для измерения как активной, так и реактивной мощности используются двух- и трехэлементные ферродинамические ваттметры. Двухэлементные включаются в трехпроводные цепи, а трехэлементные – в четырехпроводные цепи.

10.3. Цифровые измерительные приборы

Цифровыми измерительными приборами (ЦИП) называют приборы, которые в процессе измерения осуществляют автоматическое преобразование непрерывной измеряемой величины в дискретную с последующей индикацией результата измерений на цифровом отсчетном устройстве или регистрацией его при помощи цифropечатающего устройства (рис. 10.6).

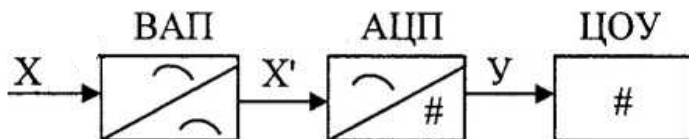


Рис. 10.6. Структурная схема цифрового измерительного прибора

Аналоговая величина X сначала преобразуется входным аналоговым преобразователем ВАП к виду, удобному для последующего преобразования X' , затем при помощи АЦП производится ее дискретизация и кодирование; затем цифровое отсчетное устройство ЦОУ превращает кодированную информацию об измеряемой величине в цифровой отсчет. Цифровые приборы получили большое распространение в качестве вольтметров, амперметров, омметров, частотомеров и фазометров.

По сравнению с аналоговыми ЦИП имеют такие преимущества, как высокая точность, широкий рабочий диапазон, высокое быстродействие, получение результатов измерений в удобной форме, возможность цифрового преобразования и ввода измерительной информации в ЭВМ, автоматической калибровки, автоматизации процесса измерения. Недостатки – сложность, высокая стоимость, меньшая чем у аналоговых преобразователей надежность.

Основой всякого цифрового прибора служит аналоговый цифровой преобразователь (АЦП), который осуществляет дискретизацию, квантование и кодирование информации. Дискретизация – процесс получения отсчетов измеряемой величины в определенные дискретные моменты времени. Непрерывная величина $X(t)$ заменяется последовательностью отсчетов $X(t_k)$, взятых в некоторые моменты времени t_k . Промежутки времени между двумя последовательными отсчетами $\Delta t = t_{k+1} - t_k$ выбираются одинаковыми (шаг дискрети-

зации Δt постоянен). **Процесс квантования** заключается в замене непрерывных значений величины $X(t)$ конечным набором ее дискретных значений X_n . Каждое из этих значений совпадает с одним из установленных уровней квантования, отстоящих друг от друга на шаг квантования. Непрерывные значения величины заменяются значениями уровней квантования.

Кодированием называется процесс представления квантованного значения величины, определенной последовательностью цифр или сигналов, т. е. кодом. Для преобразования цифрового кода в напряжения, воздействующие на цифровое отсчетное устройство и формирующие показания ЦИП, используются дешифраторы.

Процессы дискретизации и квантования являются источниками погрешностей ЦИП. Конечное число уровней квантования также является причиной погрешностей ЦИП.

10.3.1. Цифровые отсчетные устройства

Цифровые отсчетные устройства (ЦОУ) служат для представления результатов измерения в виде удобных для считывания оператором десятичных цифр. В ЦОУ применяется несколько типов цифровых индикаторов. Наиболее распространены газоразрядные, светодиодные и жидкокристаллические индикаторы.

Газоразрядные индикаторы имеют набор проволочных катодов, выполненных в форме десятичных арабских цифр, и общий сетчатый анод. Катоды собраны в пакеты и размещены один за другим в баллоне, наполненном неоном.

Если появилось напряжение между анодом и одним из катодов, то между ними возникает тлеющий разряд в виде светящейся соответствующей цифры. $U_{\text{раб}} \sim 170\text{--}200$ В. Они плохо совместимы с низковольтными ИМС.

Светодиодные индикаторы используют полупроводниковые светодиоды, излучающие цвет от красного до зеленого. Индикаторы этого типа имеют обычно сегментную структуру. Любая цифра формируется высвечиванием определенных сегментов. $U_{\text{раб}} = 3\text{--}5$ В; они долговечны, высока яркость, малогабаритны.

ЖКИ – сегментные индикаторы, они используют свойства некоторых органических веществ (жидких кристаллов) изменять коэффициент преломления под влиянием приложенного напряжения.

Конструктивно индикаторы выполнены в виде конденсатора, обкладками которого являются проводящие электроды, нанесенные в виде прозрачных пленок на две стеклянные пластинки, между которыми находится тонкий слой жидкого кристалла. Индикаторы не излучают собственной энергии, они работают в отраженном свете, используя контраст между участками с приложенным напряжением и фоном. Поэтому ЖКИ экономичны. Недостатки – невысокая яркость.

10.4. Электронные осциллографы

Осциллограф – электронный прибор, предназначенный для наблюдения, регистрации и измерения параметров исследуемого электрического сигнала (напряжения, зависящего от времени). Он также используется для исследования неэлектрических процессов при условии, что последние преобразуются в электрические сигналы.

Имеется два основных класса осциллографов: светолучевые, предназначенные для наблюдения медленных процессов, и электронно-лучевые, способные отображать как медленные, так и быстропротекающие процессы. Светоизлучающие осциллографы используют электромеханическое отклонение светового луча под действием исследуемого напряжения и запись на фотопленку. Электронно-лучевые осциллографы строятся на основе электронно-лучевых трубок. Отклонение электронного луча осуществляется непосредственно электрическим сигналом и является практически безынерционным. Исследуемый процесс отображается на люминесцентном экране и может быть зарегистрирован фотографическими средствами.

Электронно-лучевые осциллографы

Основным узлом электронно-лучевого осциллографа является электронно-лучевая трубка (ЭЛТ), представляющая стеклянную вакуумированную колбу, внутри которой имеется источник электронов, система формирования узкого электронного луча, отклоняющая система и люминесцентный экран.

Источник электронов – оксидный катод 1 с подогревателем 2. Плотность потока электронов зависит от напряжения между катодом и модулятором 3, при изменении которого изменяется интенсивность электронного пучка. Дальнейшее формирование пучка происходит под воздействием напряжений, приложенных к двум

анодам 4, один из которых ускоряющий, а другой – фокусирующий. Катод, модулятор и два анода – электронная пушка – для формирования узкого электронного луча необходимой интенсивности.

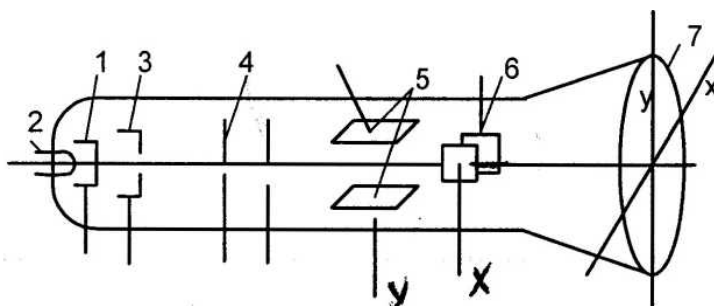


Рис. 10.7. Структурная схема электронно-лучевой трубки

Используются горизонтальное X и вертикальное Y отклонения электронного луча. Эти отклонения прямо пропорциональны напряжению, приложенному к пластинам: $h_x = S_x U_x$; $h_y = S_y U_y$, где h_x , h_y – отклонения вдоль осей X и Y ; U_x , U_y – напряжения на пластинах X и Y ; S_x , S_y – чувствительности, зависящие от конструктивных особенностей трубки и ускоряющего напряжения. Перемещение по вертикали происходит под влиянием исследуемого напряжения, приложенного к пластинам Y , а по горизонтали – приложенного к пластинам X – напряжения развертки пилообразной формы.

Исследуемое напряжение с амплитудой U_c и периодом T_c подается на пластины Y . Если $T_p = T_c$, то каждому периоду развертки будет соответствовать период исследуемого напряжения и изображение на экране будет изменяться от времени, оставаясь неподвижным. Полученное изображение называется осциллограммой.

В общем случае изображение неподвижно, если $T_p = nT_c$, где $n = 1, 2, \dots$. Выполнение условия $T_p = nT_c$ достигается при помощи синхронизации. Генератору, вырабатывающему напряжение развертки, принудительно навязывается частота синхронизирующего сигнала, равная или кратная $+ U_c$. В первом случае – синхронизирующий сам сигнал, который подается на вход, «внешняя синхронизация» на панели осциллографа. Генератор развертки работает в непрерывном и ждущем режимах. Длительность прямого хода развертки обычно выбирается немного больше длительности импульса (при импульс-

ном U_c) для того, чтобы он помещался на экране осциллографа. В некоторых случаях вместо линейной развертки используется круговая или спиральная.

Кроме ЭЛТ VL схема содержит канал вертикального отклонения (канал Y), канал горизонтального отклонения (канал X), канал управления яркостью (канал Z), а также калибратор амплитуды и длительности.

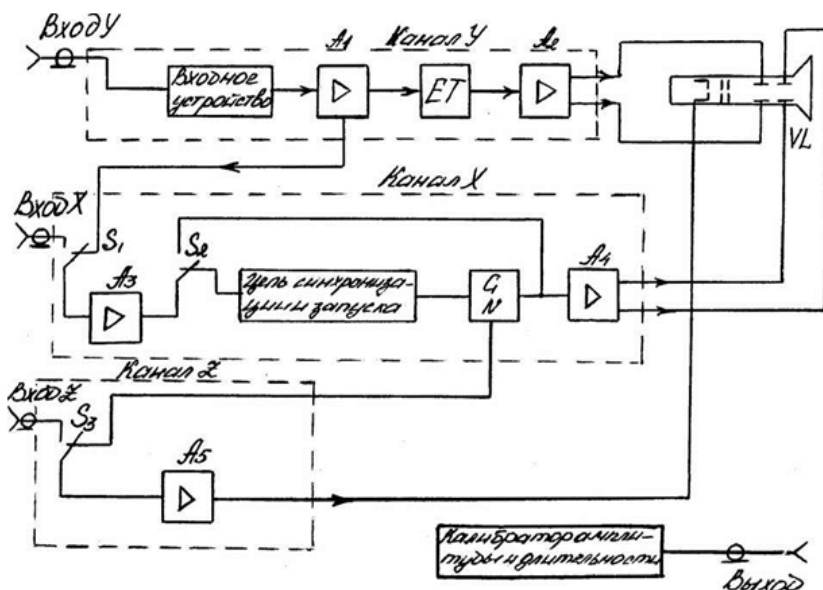


Рис. 10.8. Структурная схема электронного осциллографа

Напряжение U_c поступает на входное устройство канала Y, которое включает в себя аттенюатор, позволяющий при необходимости ослабить сигнал и согласовать сопротивление канала и источника. Усилители A_1 и A_2 являются предварительным и окончательным усилителями. Линия задержки ET используется при работе осциллографа в импульсном режиме и позволяет подавать U_c на пластины Y с задержкой относительно начала периода пилообразного напряжения, что дает возможность наблюдать фронт I_c неискаженным.

Канал X служит для формирования и (или) усиления напряжения, поступающего затем на горизонтально отклоняющие пластины и вызывающего горизонтальное перемещение луча. Канал X содержит

жит предварительный А3 и конечный А4 усилители, цепь синхронизации и запуска, а также генератор развертки G. Переключатель S1 служит для подачи синхронизирующего напряжения с канала Y (внутренняя синхронизация) или со входа X (внешняя синхронизация). Если переключатели S1 и S2 находятся в левом положении, то генератор развертки отключается и на пластины X поступает (через А3 и А4) напряжение со входа X.

Канал Z служит для управления яркостью свечения экрана ЭЛТ. Управление производится как вручную, так и автоматически. Калибратор амплитуды и длительности является источником напряжений с известной амплитудой и длительностью. Эти напряжения подаются с выхода калибратора на вход Y для контроля масштабов (коэффициент отклонения) по осям Y (В/см, мВ/см или В/деление) и X (мкс/см, мс/см, с/см). Знание масштабов необходимо для измерения напряжений и интервалов времени. В некоторых осциллографах измерение осуществляется автоматически при помощи цифрового устройства. Результат отображается на экране в цифровой форме.

Основные характеристики и виды электронных осциллографов

Основные технические и метрологические параметры:

- калиброванные значения коэффициента отклонения;
- полоса пропускания (K_u уменьшается на ЗдБ по отношению к опорной частоте f);
- диапазон изменения длительности развертки;
- входное сопротивление и входная емкость канала Y;
- точностные параметры, характеризующие погрешности измерения напряжения и интервалов времени.

При выборе осциллографа следует исходить из характера измеряемого сигнала (гармонический или импульсный) и его параметров (ширина спектра, граничные частоты, частота следования, скважность, амплитуда напряжения и т. д.).

Осциллографы подразделяются на универсальные, скоростные, стробоскопические, запоминающие, специальные.

Универсальные осциллографы (обозначение С1) позволяют проводить исследования электрических сигналов в широком диапазоне частот, амплитуд и длительностей сигналов – $f_m = 200\text{--}350$ МГц, $\Delta t = 10^{-9}\dots 10$ с.

Скоростные осциллографы – (обозначение С7) используют стробоскопическое преобразование масштаба времени. $\Delta f \sim 10$ ГГц.

Запоминающие осциллографы (обозначение С8) применяются для исследования медленных процессов и однократных импульсов. Длительность измеряемых Δt = десятки секунд. Время сохранения – от нескольких часов до нескольких суток.

Специальные осциллографы (обозначение С9) предназначены для исследования телевизионных и радиолокационных сигналов.

Для одновременного исследования нескольких сигналов используют многолучевые осциллографы.

Широко используются электронные осциллографы с цифровой обработкой сигнала; в них аналоговый блок (обычный аналоговый осциллограф) дополнен блоком дискретизации аналогового сигнала и цифровым блоком (на базе микропроцессора).

10.5. Измерительные генераторы

Получение сигналов с заданными электрическими параметрами обеспечивает измерительный генератор (ИГ) – источник электрических сигналов, частота, напряжение, спектральный состав или степень модуляции сигнала которого может регулироваться в некоторых пределах и устанавливаться с гарантированной для данного прибора точностью.

С помощью измерительных генераторов можно снимать амплитудные, амплитудно-частотные и переходные характеристики четырехполосников (усилителей), определять их коэффициенты передачи, настраивать радио- и телеприемники, радиоустройства.

Независимо от вида генерируемых колебаний и диапазона рабочих частот все измерительные генераторы состоят из ряда общих функциональных узлов, которые объединяются по показанной на рис. 10.9 структурной схеме.

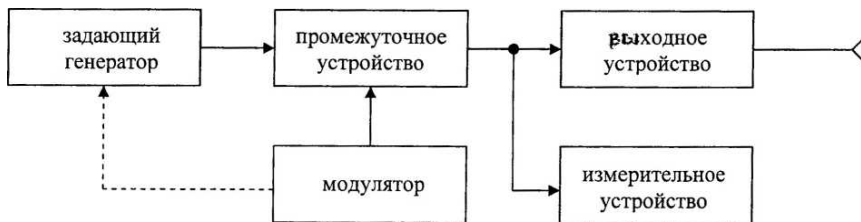


Рис. 10.9. Структурная схема измерительного генератора

Задающий генератор является основным узлом ИГ и определяет ряд основных параметров выходного сигнала: погрешность установки частоты, стабильность частоты f , диапазон рабочих частот f , плавная настройка частоты f .

Обычно задающий генератор – автогенератор синусоид, колебаний.

Промежуточное устройство служит для придания сигналу требуемой формы, а также для повышения его энергетического уровня. В генераторах \sin -колебаний в промежуточном устройстве ослабляются высшие гармонические составляющие, т. е. снижается коэффициент нелинейного искажения. В промежуточном устройстве производится модуляция колебаний ЗГ по установленному закону. В импульсных генераторах цепи промежуточные устройства обеспечивают формирование импульса заданной формы с установленными временными параметрами. Промежуточное устройство имеет усилитель, ослабляющий влияние нагрузки и выходных устройств на работу ЗГ.

Выходное устройство предназначено для установки требуемого уровня выходного сигнала и согласования выхода генератора с нагрузкой. Оно представляет аттенюатор, конструкция которого определяется видом генерируемых колебаний, диапазоном рабочих частот и требуемым ослаблением.

Для согласования в зависимости от диапазона частот и вида генерируемых сигналов используются согласующие трансформаторы или резистивные делители.

Модулятор применяется для осуществления одного или нескольких видов модуляции. Используются модуляторы преимущественно в генераторах ВЧ и СВЧ. Модулятор представляет собой автогенератор, работающий на фиксированных частотах.

Измерительное устройство обеспечивает измерение параметров выходных колебаний. Обычно измеряются уровень выходного сигнала и параметры модуляции.

Основной эксплуатационной характеристикой генератора является диапазон перекрываемых им частот $f_{\min} \dots f_{\max}$. Частота ИГ регулируется двумя ступенями: переключением и плавно. Плавная регулировка – поддиапазон. Перекрытие поддиапазонов обеспечивает непрерывность регулировки частоты во всем диапазоне. Регулировка амплитуды выходного сигнала осуществляется двумя ступенями: изменением опорного уровня сигнала $U_{оп}$ и изменением величины ослабления, вводимого в тракт выходного сигнала после установки

опорного уровня (величина выходного сигнала при нулевом ослаблении в тракте). Пределы изменения выходного сигнала $U_{\max} \dots U_{\min}$ или $P_{\max} \dots P_{\min}$ определяются обычно диапазоном ослабления величины аттенюатора. К основным эксплуатационным характеристикам генератора относится также значение его выходного сопротивления (импеданс).

По виду выходного сигнала различают следующие измерительные генераторы: синусоидальных колебаний; импульсные; сигналов специальной формы; качающейся частоты; шумов.

По диапазону частот: низкочастотные (20 Гц–200 кГц); высокочастотные (30 кГц–300 МГц); СВЧ (300 МГц–10 ГГц).

Низкочастотные измерительные генераторы

Генераторы сигналов низкочастотные – источники синусоидальных немодулированных колебаний. Частота – от сотых долей герца до сотен килогерц – для различных типов ГНЧ. НЧ-генераторы разделяют на классы точности по частотным параметрам (P -параметрам) и параметрам выходного напряжения (U -параметрам). Для каждого класса точности ($F_{01}F_{05}$, $F_1F_{1,5}$; F_2 и U_1 , U_2 , $U_{1,5}$; U_4 , U_6) установлены нормы, за пределы которых эти параметры не должны выходить. НЧ-генераторы сигналов строятся в соответствии с общей структурной схемой измерительных генераторов. По назначению и способу построения НЧ-генераторы разделяются на три группы: RC-генераторы, генераторы с непрерывным перекрытием диапазона (на биениях) и генераторы с диапазонно-кварцевой стабилизацией частоты.

10.5.1. ВЧ- и СВЧ-генераторы

ВЧ- и СВЧ-генераторы подразделяются по частоте на следующие группы:

- генераторы с $f = 30$ кГц–300 МГц;
- генераторы с коаксиальным выходом и $f > 0,3$ ГГц;
- генераторы с волноводным выходом с частотой колебаний до 17,4 ГГц.

Номинальное значение выходного сопротивления ВЧ-генератора при работе на согласованную нагрузку ~ 50 Ом.

Все измерительные генераторы строятся на основе обобщенной структурной схемы. Однако диапазон частот и нормировка основных параметров трансформируют структурные схемы.

ИГ для 300 МГц имеют структурную схему (рис. 10.10). Установка частоты предусмотрена по шкале, которая жестко связывается с конденсатором переменной емкости задающего генератора. Промежуточное устройство позволяет повысить энергетический потенциал сигнала; в нем осуществляется модуляция ВЧ-колебаний. Атенюатор служит для изменения уровня выходного сигнала. Индикатор выхода предназначен для регистрации изменения уровня сигналам обычно не градуируется.

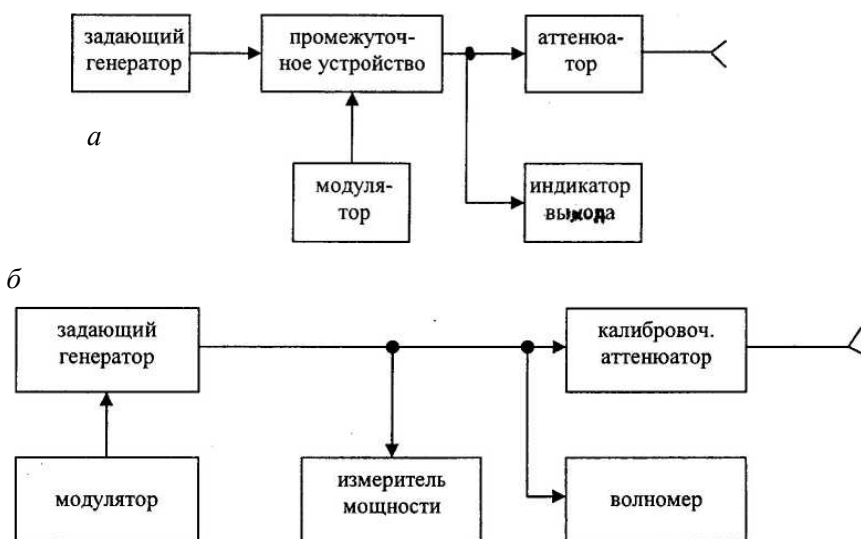


Рис. 10.10. Структурная схема ВЧ (а), СВЧ (б) измерительного генератора

На частотах выше 10 ГГц генераторы строятся на основе элементов волноводной техники (рис. 10.10, б). Для измерения частоты выходных колебаний используется встроенный резонансный волномер, т. к. установка частоты по шкале в генераторах этого диапазона не может обеспечить необходимой точности. В этом диапазоне частот используется импульсная модуляция, где накладываются ограничения на длительность модулирующих импульсов, которая задается параметрами цепей формирования. Наряду с импульсной используется и частотная модуляция. Генератор с волноводным выходом имеет структурную схему (рис 10.9, б). Для схемы – наличие изме-

рителя мощности, волномера и калиброванного аттенюатора, которые совместно с модулятором обеспечивают необходимую точность установки частоты, выходной мощности и параметров импульсной модуляции.

10.5.2. Импульсные генераторы

Импульсные генераторы – источники импульсных сигналов различных форм. Они используются в качестве задающих генераторов в импульсных схемах, служат для модуляции маломощных генераторов, находят применение при работе с оптическими квантовыми генераторами. Получение импульсных сигналов (большим диапазоном изменения основных параметров импульсов) обеспечивается комплектом генераторов (рис. 10.11).



Рис. 10.11. Структурная схема импульсного измерительного устройства

Генератор содержит специфические функциональные устройства: схему запуска и схему задержки. Схема запуска формирует импульсы заданной амплитуды и длительности для управления работой задающего генератора в заторможенном режиме. Схема задержки необходима в тех случаях, когда импульсы выходной последовательности должны быть задержаны относительно импульсов задающего генератора. Функциональное назначение остальных узлов не отличается от назначения одноименных устройств других измерительных генераторов.

10.6. Измерение частоты и фазовых сдвигов

Измерение частоты производится в диапазоне частот от 0 до 10^{11} Гц. На низких частотах (от 20 Гц до 2,0 кГц) используются электромеханические приборы: резонансные электромагнитные час-

тотомеры и частотомеры на основе электродинамических логометров (рис. 10.12).

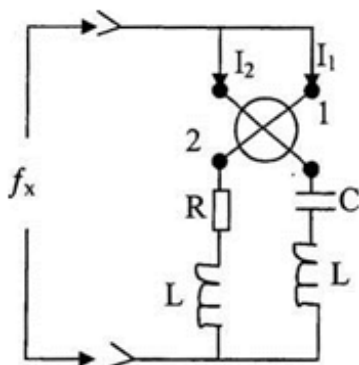


Рис. 10.12. Структурная схема электромеханического частотомера

Принцип работы логометрических частотомеров основан на зависимости разности вращающих моментов, воздействующих на скрепленные между собой подвижные катушки 1 и 2 с токами I_1 и I_2 как от частоты, так и от положения катушек. Основная погрешность электромеханических аналоговых частотомеров – 1–2,5 %.

Электронные конденсаторные частотомеры применяются для измерения частот от 10 Гц до 1 МГц. Их структурная схема изображена на рис. 10.13. Конденсатор C при помощи электронного ключа S переключается то на заряд от батареи E , то на разряд через магнитоэлектрический механизм PA .

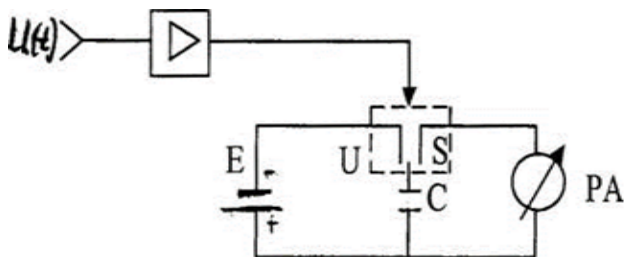


Рис. 10.13. Структурная схема конденсаторного частотомера

За время одного цикла через индикатор PA будет протекать заряд $Q = CI$. Если частота переключений равна измеряемой частоте f , то за время t индикатор отклонится на угол $\alpha = \frac{Q}{C} \cdot t \cdot f$.

тогда f_x , то средний ток через РА $- I_{cp} = Qf_x = CUf_x$, т. е. показание индикатора пропорционально частоте. Нормальная работа частотомера – постоянство СИ. Управление электронным ключом осуществляется напряжением измеряемой частоты (прямоугольной формы). Основная приведенная погрешность таких частотомеров $- y = 2-3 \%$.

Гетеродинные частотомеры – тоже аналоговые частотомеры (рис. 10.14, а) принцип их действия основан на сравнении измеряемой частоты с частотой перестраиваемого стабильного генератора. Сравнение осуществляется посредством гетеродинирования напряжений сравниваемых частот. Достоинствами гетеродинных частотомеров является возможность измерения очень высоких частот до 100 ГГц с погрешностью не хуже $10^{-2}-10^{-3} \%$.

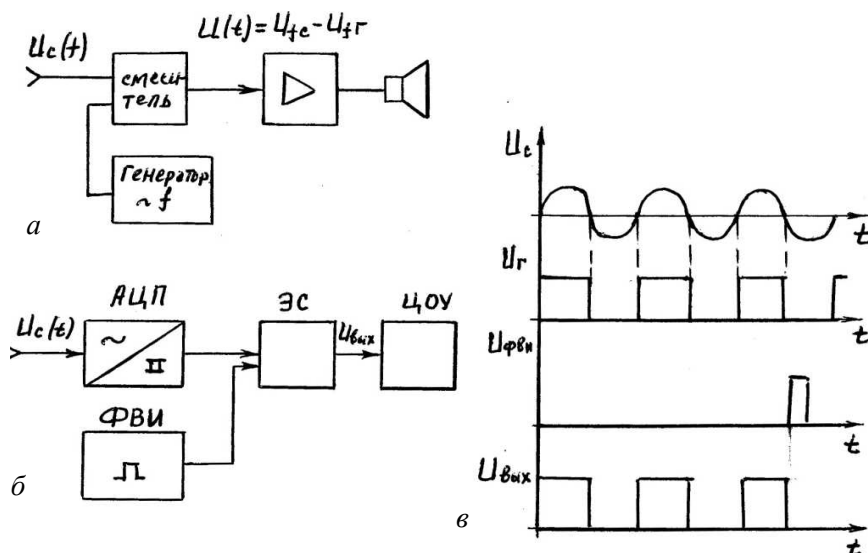


Рис. 10.14. Структурная схема гетеродного частотомера (а), структурная схема цифрового частотомера (б), временные диаграммы работы частотомера (в)

Основной тип частотомеров – цифровые частотомеры (рис. 10.14, б). Электронно-счетные частотомеры являются цифровыми приборами. Они основаны на счете числа периодов измеряемой частоты за строго определенный интервал времени, т. е. используют аналого-цифровое преобразование частоты в последовательность пересчитываемых импульсов. Их погрешность определяется нестабиль-

ностью формирования калиброванного интервала времени и погрешностью квантования.

Электронно-счетные являются наиболее точными ($\gamma \approx 10^{-7} \%$). Диапазон измеряемых частот Δf – 10 Гц – сотни МГц.

Фазометры

Методы измерения угла сдвига между двумя гармоническими напряжениями зависят от частотного диапазона и требуемой точности измерения. На низких частотах наиболее употребительные электромеханические фазометры, построенные на основе электродинамических и ферродинамических логометров. Поскольку их показания зависят от частоты, фазометры используются в основном на промышленных частотах 50–400 Гц и класс точности 0,5–2,5 %.

Электронные аналоговые фазометры используют принцип преобразования фазового сдвига во временной интервал. Структурная схема такого фазометра изображена на рис. 10.15.

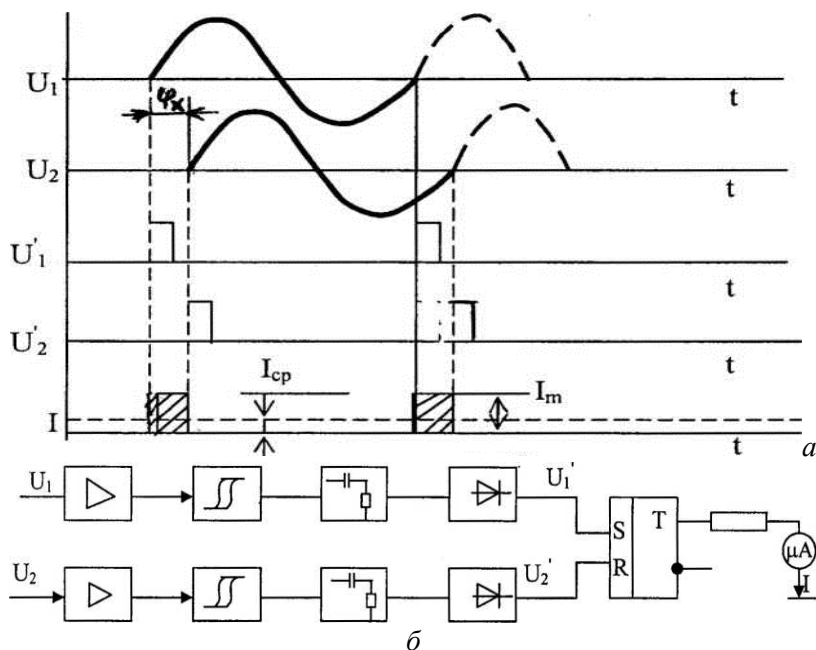


Рис. 10.15. Структурная схема электронного фазометра (а), временные диаграммы его работы (б)

Напряжения U_1 и U_2 , угол сдвига фаз между которыми требуется измерить после усиления, ограничения, дифференцирования и детектирования преобразуются в короткие импульсы U_1' и U_2' , управляющие триггером; напряжение с его выхода подается на цепочку из резистора и магнитоэлектрического прибора РА, показания которого пропорциональны среднему значению тока $I_{cp} = I_m \varphi_x / 2\pi$, т. е. показания прибора, как следует из рис. 10.15, б, пропорциональны углу сдвига фаз. Электронные аналоговые фазометры работают в диапазоне $f = 10 \text{ Гц} \cdot \text{единицы МГц}$; $\gamma \approx 1-2 \%$.

В лабораторных условиях для измерения угла φ можно использовать осциллограф. На двухлучевом осциллографе – изображение двух кривых напряжения U_1 и U_2 , взаимное расположение которых несет искомую информацию. Метод эллипса: при подаче напряжений на X и Y наблюдается эллипс, форма и наклон которого зависят от φ . Погрешность – $\gamma \approx 5-11 \%$.

Цифровые фазометры строятся на основе АЦП фазового сдвига в интервал времени, т. е. используют время – импульсные АЦП. Они работают в широком диапазоне частот (от 10 Гц до 100 МГц и выше), имеют высокое входное сопротивление (до 1 МОм), работают с напряжениями от нескольких милливольт до сотен вольт, $\gamma \approx$ доли градусов.

10.7. Измерение магнитных величин

Основными величинами, характеризующими магнитное поле, являются магнитный поток Φ , магнитная индукция B и напряженность магнитного поля H . Магнитные материалы оценивают по их характеристикам и параметрам – статическим и динамическим.

10.7.1. Измерение магнитного потока, индукции и напряженности поля

Измеряемые магнитные величины Φ , B , H предварительно преобразуются в электрические, более удобные для измерения. Преобразователи магнитных величин в электрические строятся на основе явлений электромагнитной индукции, ядерного магнитного резонанса, гальваномагнитного эффекта.

Использование измерительной катушки

Если измеряемый поток Φ сцеплен с катушкой, то в ней возникает ЭДС, определяемая формулой

$$e = -W_k d\Phi/dt, \quad (10.8)$$

где W_k – число витков катушки.

Катушка выполняет роль преобразователя магнитной величины в электрическую. Выбор формы, конструкции и размеров измерительной катушки (индукционного преобразователя) зависит от параметров магнитного поля и условий его измерения. Измерение $\Delta\Phi = \Phi(t_2) - \Phi(t_1)$ за время

$$\Delta t = t_2 - t_1 \rightarrow \Delta\Phi = -\frac{1}{W_k} \int_{t_1}^{t_2} e dt. \quad (10.9)$$

В магнитных измерениях обычно используют баллистический гальванометр или веберметр. Измерения осуществляются по схеме (рис. 10.16).

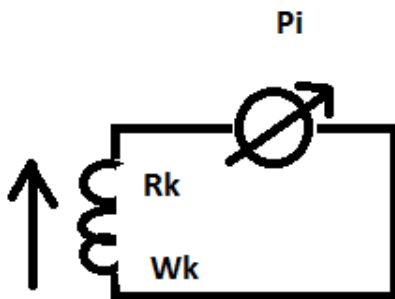


Рис. 10.16. Структурная схема магнитных измерений

Измерительная катушка с числом витков W_k и сопротивлением R_k подключается к гальванометру. Измерительная катушка сначала помещается в измеряемый магнитный поток так, чтобы плоскость ее витков была перпендикулярна магнитному полю. Затем катушка быстро выносится из области магнитного поля. Возникающий им-

пульс ЭДС уравнивается падением напряжения в цепи: $e = iR + L(di / dt)$; i – мгновенное значение тока; $R = R_k + R_r$ – активное сопротивление цепи, L – ее индуктивность.

$$\Delta\Phi = \Phi = (R / W_k)Q, \quad (10.10)$$

где Q – количество электричества.

Отброс α_δ указателя баллистического гальванометра связан с количеством электричества в импульсе тока соотношением $\alpha_\delta = S_\delta Q$, следовательно

$$\Phi = (R / S_\delta W_k)\alpha_\delta = (C_\Phi / W_k)\alpha_\delta,$$

где C_Φ – постоянная гальванометра по магнитному потоку.

При измерении постоянного магнитного потока Φ магнитоэлектрическим веберметром в качестве первичного преобразователя используется также измерительная катушка. Веберметр – магнитоэлектрический механизм, не имеющий противодействующего момента и работающий в апериодическом режиме. Магнитный поток – $\Phi = (C_\Phi / W_k)\alpha_\delta$.

Баллистические гальванометры и веберметры используют для определения B и H , исходя из соотношения между этими величинами.

$B = \Phi / S_k$; $H = \Phi / (\mu_0 S_k)$, где S_k – площадь витка измерительной катушки, $\mu_0 = 4 \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная.

Использование гальваномагнитных преобразователей

Гальваномагнитными называются преобразователи, использующие гальваномагнитные явления (эффекты Холла и Гаусса).

$$E_x = (R_x I / d)B,$$

где $B = E_x d / R_x I$,

R_x – постоянная Холла.

На рис. 10.17 приведена структурная схема измерения магнитных величин устройством, в котором чувствительным элементом является преобразователь Холла.

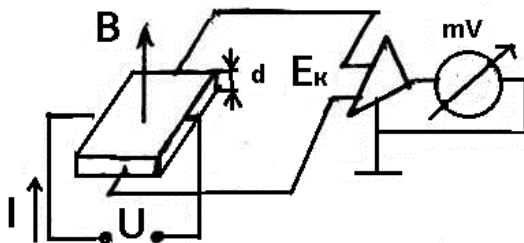


Рис. 10.17. Измерение магнитных величин цепью с преобразователями Холла

Достоинствами приборов на основе эффекта Холла является возможность измерения как постоянных, так и переменных магнитных полей, хорошее пространственное разрешение. Недостаток $E_x = f(T)$. Эффект Гаусса положен в основу магниторезистивных преобразователей, электрическое сопротивление которых изменяется под воздействием магнитного поля.

10.8. Измерение неэлектрических величин

Приборы для измерения неэлектрических величин или отдельные их преобразователи в рабочих условиях подвергаются воздействию различных условий, ухудшающих их точность. Одним из методов уменьшения погрешности измерения является структурный метод. По этому методу прибор строится из преобразователей, подверженных действию влияющих величин, но его структурная схема выбирается такой, чтобы частные погрешности отдельных преобразователей взаимно компенсировались.

10.8.1. Последовательное соединение преобразователей

Последовательной схемой соединения преобразователей называется такая, при которой входной величиной каждого последующего преобразователя служит выходная величина предыдущего. Входной величиной первого преобразователя является измеряемая величина.

Примером схемы с последовательным соединением преобразователей является структура термоанемометра (прибора для измерения скорости газов), представленная на рис. 10.18.

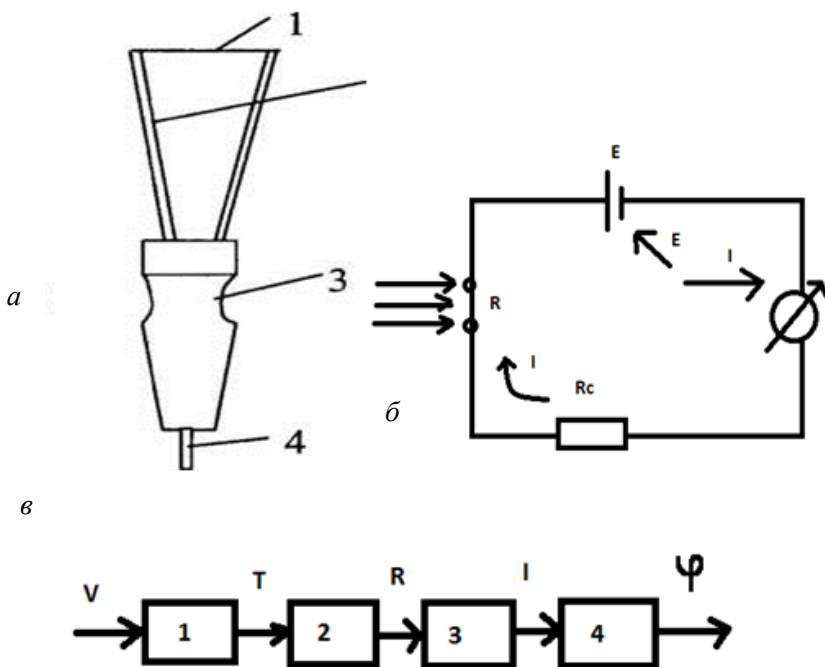


Рис. 10.18. Структура термоанемометра (а), включение его в электроцепь (б), соединение элементарных преобразователей (в) источника питания:
 1 – нагретая проволока, преобразующая скорость воздуха в изменение температуры T ;
 2 – та же проволока, выполняющая функцию термосопротивления ($T > R$);
 3 – электрическая цепь, преобразующая изменение R в изменение тока I ;
 4 – измерительный механизм, преобразующий изменение тока I в изменение отклонения стрелки или отсчета прибора φ

Датчик (рис. 10.18, а) представляет платиновую проволоку I с сопротивлением K , припаянную к манганиновым стержням 2, смонтированным на ручке 3. Проволока с помощью проводов 4 включена в электрическую цепь (рис. 10.18, б) и нагревается током I от источника E . При протекании I по рамке измерительного механизма его стрелка отклоняется.

R_c – суммарное сопротивление проводов, измерительного механизма.

В термоанемометре выделяются следующие элементарные преобразователи, включенные последовательно (рис. 10.18, в).

При последовательном соединении преобразователей чувствительность прибора равна произведению чувствительностей, входящих в него преобразователей:

$$S = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4. \quad (10.11)$$

При рассмотрении зависимости погрешностей с последовательным соединением преобразователей полагаем, что прибор состоит из трех преобразователей (рис. 10.19), имеющих погрешность. Его выходная величина:

$$Y = Y_n + \Delta Y, \quad (10.12)$$

где Y_n – часть выходного сигнала, определяемая входной величиной и номинальной функцией преобразования;

ΔY – абсолютная погрешность, приведенная к выходу преобразователя.

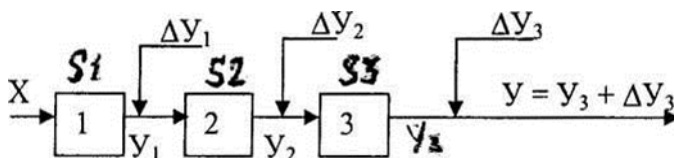


Рис. 10.19. Структурная схема трехпреобразовательного измерителя

На схеме (рис. 10.19) сигнал погрешности ΔY воздействует на вход последующего преобразователя, как и сигнал Y_n . На выходе преобразователя он образует сигнал $Y_c = S\Delta Y$. Выходная величина преобразователя 3:

$$Y_3 = Y_{zn} + (S_2\Delta Y_1 + \Delta Y_2)S_3 + \Delta Y_3 = Y_{zn} + S_2S_3\Delta Y_1 + S_3\Delta Y_2 + \Delta Y_3,$$

где S_3 – чувствительность преобразователя 3;

ΔY_3 – его погрешность. Погрешность схемы

$$\Delta Y = Y - \Delta Y_n = S_2S_3\Delta Y_1 + S_3\Delta Y_2 + \Delta Y_3. \quad (10.13)$$

Из (10.14) следует, что при последовательном соединении преобразователей погрешность прибора равна сумме пересчитанных к выходу погрешностей всех входящих в него преобразователей.

Приведенная погрешность прибора $-\gamma_y = \gamma_{y1} + \gamma_{y2} + \gamma_{y3}$ – при последовательном соединении преобразователей, имеющих пропорциональные функции преобразования, равна сумме приведенных погрешностей его преобразователей.

Для схемы рис. 10.19 абсолютное значение среднеквадратичной погрешности при независимости частных погрешностей:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_3^2 + \sigma_2^2 S_3^2 + \sigma_1^2 S_2^2 S_3^2}, \quad (10.14)$$

где $\sigma_{1,2,3}$ – абсолютное значение среднеквадратической погрешности соответствующих преобразователей.

10.8.2. Дифференциальные схемы соединения преобразователей

Дифференциальной называется схема, содержащая два канала с последовательным соединением преобразователей, причем выходные величины каждого из каналов подаются на два входа вычитающего преобразователя. Вычитающий преобразователь – преобразователь с двумя входами, выходная величина которого представляет нечетную функцию разности двух входных:

$$Y = F(Y_1 - Y_2). \quad (10.15)$$

Дифференциальные схемы бывают двух типов. В схеме первого типа измеряемая величина воздействует на вход одного канала, на вход другого – физическая величина той же природы, но имеющая постоянное значение, или $= 0$.

Второй канал служит для компенсации погрешностей, вызванных изменением условий работы прибора.

В схеме второго типа измеряемая величина после некоторого преобразования воздействует на оба канала, причем когда на входе одного канала входная величина возрастает, на входе другого – уменьшается.

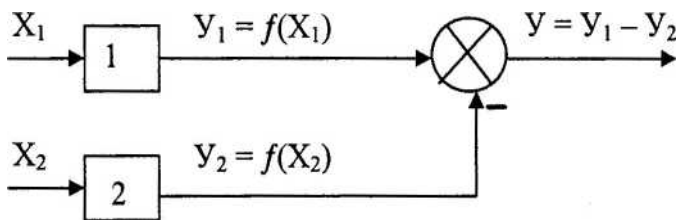


Рис. 10.20. Дифференциальная схема соединения преобразователей

Если преобразователи 1 и 2 имеют линейную функцию преобразования, то выходная величина дифференциального преобразователя $Y = Y_1 - Y_2 = S(X_1 - X_2)$. Для дифференциальной схемы 1 типа $X_1 = X_1; X_2 = \text{const} \rightarrow S = dY/dX = S$ — равна чувствительности одного канала. Для схемы второго типа $Y = 2SX$, а его чувствительность $S_d = 2S$.

Погрешности

Если преобразователи 1 и 2 имеют аддитивные погрешности (не зависят от входной величины), то $Y_1 = f(X_1) + \Delta Y$, $Y_2 = f(X_2) + \Delta Y$. Погрешности ΔY обоих каналов можно считать равными, т. к. каналы одинаковы и находятся в одних и тех же условиях. Выходная величина дифференциального преобразователя $Y = Y_1 - Y_2 = f(X_1) - f(X_2)$. Аддитивные погрешности каналов 1 и 2 компенсируются.

Если функции преобразования нелинейные, то $Y_1 = f(X_0 + X)$, $Y_2 = f(X_0 - X)$ и

$$Y = Y_1 - Y_2 = 2f'(X_0)X, \quad (10.16)$$

т. е. функция преобразования дифференциальной схемы линейна.

При больших X нелинейность может быть больше, чем у преобразователей 1 и 2 типа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Электротехника и электроника: иллюстрированное учебное пособие / под ред. П. А. Бутырина. – М.: Academia, 2018. – 892 с.
2. Электротехника и электроника / под ред. Б. И. Петленко. – М.: Academia, 2017. – 31 с.
3. Плакаты: Электротехника и электроника. Иллюстрированное учебное пособие / под ред. П. А. Бутырина. – М.: Academia, 2017. – 352 с.
4. Информационно-измерительная техника и электроника / под ред. Г. Г. Раннева. – М.: Academia, 2010. – 448 с.
5. Алехин, В. А. Электротехника и электроника. Компьютерный лабораторный практикум в программной среде TINA-8: учебное пособие для вузов / В. А. Алехин. – М.: РиС, 2014. – 160 с.
6. Астапенко, В. А. Фотоэлектроника. Часть 1. Прикладная электроника / В. А. Астапенко, С. М. Мовнин, Ю. Ю. Протасов. – М.: Янус-К, 2010. – 654 с.
7. Бараночников, М. Л. Микромагнитоэлектроника / М. Л. Бараночников. – М.: ДМК, 2014. – Т. 2. – 888 с.
8. Барыбин, А. А. Электроника и микроэлектроника. Физико-технологические основы / А. А. Барыбин. – М.: Физматлит, 2008. – 424 с.
9. Белоус, А. И. СВЧ-электроника в системах радиолокации и связи. Техническая энциклопедия: в 2 кн. / А. И. Белоус. – М.: Техносфера, 2018. – Кн. 2. – 702 с.
10. Белоус, А. И. СВЧ-электроника в системах радиолокации и связи. Техническая энциклопедия: в 2 кн. / А. И. Белоус, М. К. Мерданов, С. В. Шведов. – М.: Техносфера, 2016. – Кн. 1. – 688 с.
11. Белоус, А. И. Космическая электроника: в 2 т. / А. И. Белоус, В. А. Солодуха, С. В. Шведов. – М.: Техносфера, 2015. – Т. 1. – 696 с.
12. Белоус, А. И. СВЧ-электроника в системах радиолокации и связи. Техническая энциклопедия: в 2 кн. / А. И. Белоус, М. К. Мерданов, С. В. Шведов. – М.: Техносфера, 2016. – Кн. 2. – 728 с.
13. Белоус, А. И. Полупроводниковая силовая электроника / А. И. Белоус. – М.: Техносфера, 2013. – 228 с.
14. Воронков, Э. Н. Твердотельная электроника: учебное пособие / Э. Н. Воронков. – М.: Академия, 2018. – 192 с.
15. Воронков, Э. Н. Твердотельная электроника. Практикум: учебное пособие / Э. Н. Воронков. – М.: Академия, 2018. – 128 с.

16. Воронков, Э. Н. Твердотельная электроника: практикум / Э. Н. Воронков. – М.: Academia, 2017. – 40 с.
17. Воронков, Э. Н. Твердотельная электроника: учебное пособие для студ. высш. учеб. заведений / Э. Н. Воронков, А. М. Гуляев, И. Н. Мирошникова. – М.: ИЦ Академия, 2009. – 320 с.
18. Воронков, Э. Н. Твердотельная электроника. Практикум: учебное пособие для студ. высш. учеб. заведений / Э. Н. Воронков. – М.: ИЦ Академия, 2010. – 128 с.
19. Гуртов, В. А. Твердотельная электроника: учебное пособие / В. А. Гуртов. – М.: Техносфера, 2008. – 512 с.
20. Гуртов, В. А. Твердотельная электроника: учебное пособие / В. А. Гуртов. – М.: Техносфера, 2007. – 408 с.
21. Гуртов, В. А. Твердотельная электроника: учебное пособие / В. А. Гуртов. – М.: Техносфера, 2005. – 512 с.
22. Дьяконов, В. Сверхскоростная твердотельная электроника: в 2 т. / В. Дьяконов. – М.: ДМК, 2013. – Т. 1: Приборы общего назначения. – 600 с.
23. Дьяконов, В. Сверхскоростная твердотельная электроника: в 2 т. / В. Дьяконов. – М.: ДМК, 2013. – Т. 2: Приборы общего назначения. – 576 с.
24. Филачев, А. М. Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы / А. М. Филачев, И. И. Таубкин, М. А. Трищенко. – М.: Физматкнига, 2007. – 384 с.
25. Елифанов, Г. И. Твердотельная электроника / Г. И. Елифанов, Ю. А. Мома. – М.: Высшая школа, 1986. – 304 с.
26. Маллер, Р. Элементы интегральных схем / Р. Маллер, Т. Кеймикс. – М.: Мир, 1989. – 630 с.
27. Росадо, Л. Физическая электроника и микроэлектроника / Л. Росадо. – М.: Высшая школа, 1991. – 351 с.
28. Гоноровский, И. С. Радиотехнические цепи и сигналы / И. С. Гоноровский. – М.: Радио и связь, 1986. – 511 с.
29. Каяцкас, А. А. Основы радиоэлектроники / А. А. Каяцкас. – М.: Высшая школа, 1988. – 463 с.
30. Минаев, Е. И. Основы радиоэлектроники / Е. И. Минаев. – М.: Радио и связь, 1985. – 511 с.
31. Мирский, Г. Я. Электронные измерения / Г. Я. Мирский. – М.: Радио и связь, 1986. – 439 с.
32. Основы радиоэлектроники / Ю. М. Волощенко [и др.]. – М.: МАИ, 1993.

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	3
Глава 1. КИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ.....	5
1.1. Электропроводимость полупроводников	5
1.1.1. Электропроводимость собственных полупроводников.....	5
1.1.2. Электропроводимость примесных полупроводников.....	7
1.2. Токи в полупроводниках	8
1.3. Гальваномагнитные и термомагнитные явления в полупроводниках.....	10
1.3.1. Эффект Холла.....	10
1.3.2. Поперечное магнитосопротивление.....	12
1.3.3. Эффект Зеебека (термоЭДС).....	13
1.3.4. Явление Томпсона	15
1.3.5. Эффект Пельтье.....	16
1.3.6. Основные уравнения, необходимые при расчете полупроводниковых приборов	18
1.4. Электронно-дырочный <i>p-n</i> -переход	19
1.4.1. Теория выпрямления на <i>p-n</i> -переходе (случай тонкого перехода).....	22
1.4.2. Емкость <i>p-n</i> -перехода	26
1.4.3. Пробой <i>p-n</i> -перехода.....	27
1.4.4. Импульсные свойства <i>p-n</i> -переходов.....	31
1.4.5. <i>p-n</i> -переход при переменном смещении	33
1.5. Физические эффекты в структуре <i>Me</i> -полупроводник	36
1.5.1. Эффект Шоттки.....	36
1.5.2. Контакт <i>Me</i> -полупроводник	37
1.5.3. Вольт-амперная характеристика контакта <i>Me</i> -полупроводник	42
1.5.4. Барьер Шоттки.....	45
1.5.5. Барьер Мотта	46
1.5.6. Невыпрямляющие (омические) контакты	47
Глава 2. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ	49
2.1. Динамические модели диода.....	51
2.2. Выпрямительные диоды	52
2.3. Туннельные диоды	54

2.4. Обращенные диоды.....	57
2.5. Стабилитроны.....	59
2.6. Лавинно-пролетные диоды (ЛПД).....	61
2.7. Варикапы.....	66
2.8. Приборы на гетеропереходах (ГП).....	69
2.8.1. Контактные явления в полупроводниковых гетеропереходах.....	69
2.9. Диоды с барьером Шоттки.....	73
2.10. Диоды в интегральных схемах (ИС).....	75
Глава 3. ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ.....	76
3.1. Фотоэлектрические явления в полупроводниках и <i>p-n</i> -переходах.....	76
3.2. Полупроводниковые фотоэлектрические приборы.....	79
3.2.1. Фоторезисторы.....	80
3.2.2. Фотодиоды.....	82
3.2.3. Фотоэлементы (фотогенераторы).....	85
3.2.4. Светодиоды.....	88
3.2.5. Полупроводниковые лазеры.....	90
Глава 4. ТРАНЗИСТОРЫ. БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ.....	98
4.1. Биполярный транзистор.....	98
4.1.1. Теория транзистора в режиме малых сигналов.....	104
4.1.2. Схемы включения транзисторов.....	108
4.1.3. Статические характеристики транзисторов.....	110
4.1.4. Системы параметров транзисторов.....	114
4.1.5. Эквивалентные схемы биполярных транзисторов.....	116
4.1.6. Влияние режима работы и внешних факторов на параметры биполярного транзистора.....	123
4.1.7. Шумы в транзисторах.....	128
4.1.8. Работа транзистора на высоких частотах.....	130
4.1.9. Импульсный режим работы транзистора.....	133
4.1.10. Модель БТ для автоматизированного моделирования.....	136
4.2. Планарные биполярные усилительные и переключающие транзисторы.....	139
4.3. Вертикальные и горизонтальные <i>p-n-p</i> -транзисторы.....	142
4.3.1. Вертикальные <i>p-n-p</i> -транзисторы.....	142
4.3.2. Горизонтальные <i>p-n-p</i> -транзисторы.....	143
4.4. Тиристоры.....	145

4.4.1. Вольт-амперная характеристика тиристора.....	146
4.4.2. Зонная диаграмма и токи диодного тиристора в открытом состоянии.....	150
4.4.3. Зависимость коэффициента передачи α от тока эмиттера.....	152
4.4.4. Тринистор.....	153
Глава 5. УНИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ.....	156
5.1. Полевой транзистор с p - n -затвором	156
5.1.1. Структура и схемное обозначение	156
5.2. Теоретическая ВАХ	159
5.3. МДП-структуры. Энергетическая зонная диаграмма при тепловом равновесии	161
5.4. Емкость МДП-структуры	164
5.5. Теоретический анализ МДП-структуры.....	165
5.6. Анализ неравновесного состояния	167
5.7. Влияние различных факторов на характеристики МДП-структуры	168
5.7.1. Заряд в окисле и на границе раздела	168
5.7.2. Поверхностные эффекты в p - n -переходах.....	169
5.8. МДП-конденсаторы и приборы с зарядовой связью (ПЗС).....	170
5.9. Лавинные, туннельные и электролюминесцентные МДП-структуры	172
5.10. Туннельные МДП-структуры.....	174
Глава 6. МДП-ТРАНЗИСТОРЫ. ОСНОВЫ ТЕОРИИ, ОБЛАСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ.....	175
6.1. МДП-транзисторы со встроенным каналом	175
6.2. МДП-транзисторы с индуцированным каналом	178
6.2.1. Анализ работы транзистора по методу управления зарядом.....	179
6.2.2. Анализ работы транзистора при однородных условиях в канале	179
6.2.3. Уравнения МДП-транзистора для анализа в электронных схемах.....	182
6.2.4. Характеристики и параметры МДП-транзистора с индуцированным каналом.....	182
6.2.5. Малосигнальная модель МДП-транзистора.....	185
6.2.6. Пороговое напряжение U_T и управление им	186

6.3. Комплиментарные МОП-схемы	186
6.4. Особенности МДП-транзисторов с малыми геометрическими размерами.....	187
6.5. Эффекты горячих носителей заряда в МДП-транзисторах.....	190
6.6. Миниатюризация МДП-транзисторов.....	191
6.7. Ионнолегированные и обедненные МДП-транзисторы	193
6.8. Полевой транзистор с плавающим затвором.....	195
6.9. Тонкопленочные приборы.....	196
6.10. Тонкопленочные полевые транзисторы с изолированным затвором.....	197
6.11. Транзисторы на горячих электронах	200
Глава 7. ЭЛЕМЕНТЫ МАГНИТО-, АКУСТО-, КРИОЭЛЕКТРОНИКИ	203
7.1. Приборы на основе гальвано- и термомагнитных эффектов в твердом теле	203
7.1.1. Преобразователи Холла	203
7.1.2. Магниторезисторы	206
7.1.3. Магнитодиоды	208
7.2. Полупроводниковые тензометры	211
7.2.1. Тензорезистор	211
7.2.2. Тензотранзисторы	214
7.3. Устройства на объемных и поверхностных акустических волнах	215
7.3.1. Разновидность акустоэлектрических приборов	217
7.4. Явление сверхпроводимости. Сверхпроводящие элементы и устройства	220
7.5. Эффекты Джозефсона в сверхпроводящих структурах.....	225
7.6. Бысторедействующие криоэлементы.....	227
7.7. Эффект Ганна, генератор Ганна	231
7.8. Основы молекулярной электроники.....	233
Глава 8. ПРИКЛАДНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА.....	236
8.1. Электронные цепи и сигналы.....	236
8.1.1. Сигналы. Основные определения и классификация.....	236
8.2. Спектральный и корреляционный анализ детерминированных колебаний. Представление гармонических колебаний	239

8.2.1. Спектры периодических колебаний. Спектральный анализ периодических колебаний.....	241
8.2.2. Спектры типичных сигналов.....	243
8.2.3. Спектры непериодических колебаний.....	246
8.2.4. Мощность колебаний.....	247
8.3. Корреляционный анализ детерминированных систем.....	249
8.4. Дискретизация непрерывных сообщений.....	252
8.4.1. Гармонический анализ непериодических сигналов.....	255
8.5. Радиосигналы и их характеристики.....	256
8.5.1. Модулированные сигналы.....	256
8.6. Радиоэлектронные цепи.....	260
8.6.1. Реакция и характеристики цепей.....	263
8.6.2. Модели двухполюсников, четырехполюсников и многополюсных элементов. Двухполюсники.....	267
8.6.3. Четырехполюсники и многополюсные цепи.....	272
8.6.4. Частотно-избирательные двухполюсники и четырехполюсники.....	278
Глава 9. ЭЛЕКТРОННЫЕ АНАЛОГОВЫЕ УСТРОЙСТВА НА ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ.....	285
9.1. Устройства для преобразования частоты, амплитудной, частотной и фазовой модуляции радиосигналов.....	285
9.1.1. Умножители частоты.....	285
9.1.2. Преобразователи частоты.....	287
9.1.3. Модуляторы.....	289
9.1.4. Устройство для угловой модуляции радиосигналов.....	292
9.2. Детекторы радиосигналов.....	295
9.2.1. Амплитудные детекторы.....	295
9.2.2. Частотные детекторы.....	298
9.3. Электрические фильтры.....	301
9.3.1. Схемы электрических фильтров.....	302
9.3.2. Активные RC-фильтры.....	304
Глава 10. ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ, ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ.....	306
10.1. Виды электронных измерений и их особенности.....	306
10.1.1. Метрологическое обеспечение средств измерений. Погрешности измерений.....	307

10.1.2. Оценка случайных погрешностей.....	309
10.2. Аналоговые электроизмерительные приборы.....	311
10.2.1. Электронные аналоговые приборы.....	313
10.2.2. Измерение постоянного напряжения и тока.....	313
10.3. Цифровые измерительные приборы.....	317
10.3.1. Цифровые отсчетные устройства.....	318
10.4. Электронные осциллографы.....	319
10.5. Измерительные генераторы.....	323
10.5.1. ВЧ- и СВЧ-генераторы.....	325
10.5.2. Импульсные генераторы.....	327
10.6. Измерение частоты и фазовых сдвигов.....	327
10.7. Измерение магнитных величин.....	331
10.7.1. Измерение магнитного потока, индукции и напряженности поля.....	331
10.8. Измерение неэлектрических величин.....	334
10.8.1. Последовательное соединение преобразователей.....	334
10.8.2. Дифференциальные схемы соединения преобразователей.....	337
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	339

Учебное издание

СЫЧИК Василий Андреевич

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Учебно-методическое пособие
для студентов специальности 1-41 01 01
«Технология материалов и компонентов
электронной техники»

Редактор *В. И. Акулёнок*
Компьютерная верстка *Н. А. Школьниковой*

Подписано в печать 18.08.2021. Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная. Ризография.
Усл. печ. л. 20,17. Уч.-изд. л. 15,77. Тираж 50. Заказ 392.

Издатель и полиграфическое исполнение: Белорусский национальный технический университет.
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя, распространителя
печатных изданий № 1/173 от 12.02.2014. Пр. Независимости, 65. 220013, г. Минск.