

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

О. В. Борисов, Ю. І. Якименко

ТВЕРДОТІЛЬНА ЕЛЕКТРОНІКА

*Затверджено Вченою радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
як підручник для студентів,
які навчаються за спеціальністю 153 «Мікро- та наносистемна техніка»*

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2018

Рецензенти: Білоус, А. Г., д-р хім. наук, проф., акад. НАН України
Осінський, В. І., д-р техн. наук, проф.

Відповідальний редактор Тимофєєв, В. І., д-р техн. наук, проф.

Гриф надано Вченою радою КПІ ім. Ігоря Сікорського (протокол № 6 від 04.06.2018 р.)

Електронне мережне навчальне видання

*Борисов Олександр Васильович, канд. техн. наук, проф.
Якименко Юрій Іванович, д-р техн. наук, проф., акад. НАН України*

ТВЕРДОТІЛЬНА ЕЛЕКТРОНІКА

Твердотільна електроніка [Електронний ресурс] : підручник для студ. спеціальності 153 «Мікро- та наносистемна техніка» / О. В. Борисов, Ю. І. Якименко ; КПІ ім. Ігоря Сікорського. – Електронні текстові дані (1 файл: 19,2 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2018. – 484 с.

Висвітлено фізичні процеси більшості відомих дискретних приладів твердотільної електроніки. Подано основні відомості з фізики напівпровідників, фізики утворення електронно-діркового та інших електронних переходів; розглянуто теоретичну модель електронно-діркового переходу та його властивості. Докладно викладено принцип дії, параметри і характеристики напівпровідникових діодів, біполярних і польових транзисторів, тиристорів та оптоелектронних приладів. Наведено деякі прилади на нанорозмірних і квантових ефектах.

Для студентів вищих навчальних закладів, які навчаються за програмою підготовки бакалаврів з галузі знань «Електроніка», а також може бути корисним магістрам і аспірантам електронних спеціальностей.

© О. В. Борисов, Ю. І. Якименко, 2018
© КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2018

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ

- БЕТ — транзистор з балістичною інжекцією електронів
БТРТ — біполярний транзистор з резонансним тунелюванням
ВАХ — вольт-амперна характеристика
ДНЗ — діод з нагромадженням заряду
ПД — інжекційно-пролітний діод
ККД — коефіцієнт корисної дії
ЛПД — лавинно-пролітний діод
МБТ — транзистор з металевою базою
МДН — структура метал–діелектрик–напівпровідник
НВЧ — надвисока частота
ОНОЗ — обмежене нагромадження об’ємного заряду
ОПЗ — область просторового заряду
ПБКС — квантова структура з подвійним бар’єром
ПГБТ — подвійний гетероперехідний транзистор
ПТВО — польовий транзистор з від’ємним опором
ПТГСЛ — польовий транзистор на гетероструктурах із селективним легуванням
ПТРТ — польовий транзистор з резонансним тунелюванням
СІТ — статично індукований транзистор
ТГЕ — транзистор на «гарячих» електронах
ТПЕРТ — транзистор на «гарячих» електронах з резонансним тунелюванням
ТІЗ — транзистор з інжекцією заряду
ТКН — температурний коефіцієнт напруги
ТКП — температурний коефіцієнт потужності

ОСНОВНІ ПОЗНАЧЕННЯ

- A^* — константа Річардсона
 A_m — термодинамічна робота виходу електронів з металу
 A_n — термодинамічна робота виходу електронів з напівпровідника
 E — енергія
 E_K — кінетична енергія
 E_{Π} — потенціальна енергія
 E_F — енергія рівня Фермі
 E_{F_i} — енергія рівня Фермі у власному напівпровіднику
 E_{F_n} — енергія рівня Фермі у напівпровіднику n -типу
 E_{F_p} — енергія рівня Фермі у напівпровіднику p -типу
 E_C — енергія дна зони провідності
 E_V — енергія верху валентної зони
 ΔE_g — ширина забороненої зони
 E — напруженість електричного поля
 E_{\max} — максимальна напруженість
 $E_{\text{пор}}$ — порогова напруженість
 $E_{\text{прб.т}}$ — напруженість тунельного пробою
 $E_{\text{прб.л}}$ — напруженість лавинного пробою
 E_e — енергетична освітленість
 E_V — світлова освітленість
 N_A — концентрація акцепторних атомів
 N_D — концентрація донорних атомів
 N_C — густина енергетичних рівнів у зоні провідності
 N_V — густина енергетичних рівнів у валентній зоні
 n — концентрація електронів
 p — концентрація дірок
 n_i — концентрація власних носіїв заряду
 n_0, p_0 — рівноважна концентрація електронів і дірок
 n_n, p_p — концентрація основних носіїв заряду
 n_p, p_n — концентрація неосновних носіїв заряду
 $\Delta n_p, \Delta p_n$ — надмірна концентрація неосновних носіїв заряду
 D — коефіцієнт дифузії

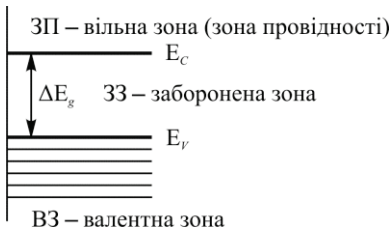
D_n — коефіцієнт дифузії електронів
 D_p — коефіцієнт дифузії дірок
 L — довжина дифузії, індуктивність, довжина каналу польового транзистора
 L_n — довжина дифузії електронів
 L_p — довжина дифузії дірок
 L_e — енергетична яскравість
 L_V — світлова яскравість
 μ — рухливість носіїв заряду
 μ_n — рухливість електронів
 μ_p — рухливість дірок
 τ — час життя носіїв заряду, стала часу
 τ_n — час життя електронів
 τ_p — час життя дірок
 $t_{\text{диф}}$ — час дифузії носіїв заряду
 $t_{\text{др}}$ — час дрейфу носіїв заряду
 $t_{\text{прл}}$ — час прольоту носіїв заряду
 G — швидкість генерації носіїв заряду
 G_n — швидкість генерації електронів
 G_p — швидкість генерації дірок
 R — швидкість рекомбінації носіїв заряду, електричний опір постійному струму
 R_n — швидкість рекомбінації електронів
 R_p — швидкість рекомбінації дірок
 r — диференціальний опір, радіус
 r' — від'ємний диференціальний опір
 ρ — питомий опір
 σ — електрична провідність
 J — густина потоку носіїв заряду
 j — густина електричного струму
 I — постійний електричний струм
 i — змінний електричний струм
 $I_{\text{имп}} (I_M)^*$ — імпульсний струм
 I_{max} — струм максимальний
 $I_{n,\text{др}}$ — струм дрейфу електронів
 $I_{p,\text{др}}$ — струм дрейфу дірок
 $I_{n,\text{диф}}$ — струм дифузії електронів
 $I_{p,\text{диф}}$ — струм дифузії дірок
 $I_{\text{пр}} (I_F)$ — прямий струм p - n переходу
 $I_{\text{зв}} (I_R)$ — зворотний струм p - n переходу
 I_0 — теплова складова зворотного струму p - n переходу

* У дужках подано міжнародні позначення

$I_{\text{ген}}$ — струм генерації за зворотного зміщення p - n переходу
 $I_{\text{рек}}$ — струм рекомбінації p - n переходу
 $I_{\text{пик}}(I_p)$ — струм «піка» на вольт-амперній характеристиці тунельного діода
 $I_{\text{зап}}(I_V)$ — струм «западини» на вольт-амперній характеристиці тунельного діода
 $I_{\text{ст}}$ — струм стабілізації стабілітрона
 $I_E(I_E)$ — струм емітера
 $I_K(I_C)$ — струм колектора
 $I_B(I_B)$ — струм бази
 $I_{\text{КБ0}}(I_{\text{CB0}})$ — зворотний струм колектора
 $I_{\text{ЕБ0}}(I_{\text{EB0}})$ — зворотний струм емітера
 $I_{\text{нас}}(I_{\text{sat}})$ — струм насичення
 $I_C(I_D)$ — струм стоку
 $I_B(I_S)$ — струм виток
 $I_3(I_G)$ — струм заслону
 I_e — сила випромінювання
 I_V — сила світла
 ϕ — потенціал
 ϕ_T — температурний потенціал
 ϕ_i — потенціал середини забороненої зони
 ϕ_C — потенціал дна зони провідності
 ϕ_V — потенціал верху валентної зони
 $\Delta\phi$ — ширина забороненої зони
 ϕ_F — потенціал рівня Фермі
 ϕ_p — потенціал p -області напівпровідника
 ϕ_n — потенціал n -області напівпровідника
 ϕ_0 — висота потенціального бар'єра p - n переходу
 $\phi_{\text{пр}}$ — висота потенціального бар'єра p - n переходу у прямому напрямі
 $\phi_{\text{зв}}$ — висота потенціального бар'єра p - n переходу у зворотному напрямі
 U — електрична напруга постійна
 u — напруга змінна
 $U_{\text{імп}}$ — напруга імпульсна
 $U_{\text{мак}}$ — напруга максимальна
 $U_{\text{дж}}$ — напруга джерела живлення
 $U_{\text{пр}}(U_F)$ — пряма напруга на p - n переході
 $U_{\text{зв}}(U_R)$ — зворотна напруга на p - n переході
 $U_{\text{прб}}(U_{\text{BR}})$ — напруга пробою p - n переходу
 $U_{\text{ст}}$ — напруга стабілізації стабілітрона
 $U_{\text{пик}}(U_p)$ — напруга «піка» на вольт-амперній характеристиці тунельного діода
 $U_{\text{зап}}(U_V)$ — напруга «западини» на вольт-амперній характеристиці тунельного діода
 U_{pp} — напруга розхилу тунельного діода

$U_{КБ} (U_{CB})$ — напруга між виводами колектора та бази
 $U_{ЕБ} (U_{EB})$ — напруга між виводами емітера та бази
 $U_{КЕ} (U_{CE})$ — напруга між виводами колектора та емітера
 $U_{ЕБ0} (U_{(BR)EB0})$ — напруга пробою емітер–база
 $U_{КБ0} (U_{(BR)KB0})$ — напруга пробою колектор–база
 $U_{КЕ0} (U_{(BR)KE})$ — напруга пробою колектор–емітер
 $U_{нас} (U_{sat})$ — напруга насичення
 $U_{СВ} (U_{DS})$ — напруга між виводами стоку та витоку
 $U_{ЗВ} (U_{GS})$ — напруга між виводами заслону та витоку
 $U_{З\text{ відс}} (U_{GS(off)})$ — напруга заслону відсікання
 $U_{З\text{ пор}} (U_{GST})$ — порогова напруга на заслоні
 $U_{З\text{ прб}} (U_{(BR)GS})$ — напруга пробою затвор–вітік
 P — електрична потужність, імовірність
 q — заряд електрона
 Q — сумарний заряд, добротність
 Θ — кут
 C — електрична ємність
 $C_{бар} (C_T)$ — ємність бар'єрна
 $C_{диф} (C_d)$ — ємність дифузійна
 ϵ_0 — діелектрична константа вакууму
 ϵ — діелектрична проникність середовища
 l — товщина області просторового заряду p - n переходу, довжина вільного пробігу електрона
 l_n — товщина області просторового заряду в n -області
 l_p — товщина області просторового заряду в p -області
 W_B — товщина області бази
 W_E — товщина області емітера
 W_K — товщина області колектора
 γ — коефіцієнт інжекції p - n переходу
 χ — коефіцієнт перенесення носіїв заряду через базу, глибина поглинання світла
 α — коефіцієнт передачі емітерного струму, коефіцієнт поглинання світла
 β — коефіцієнт передачі базового струму
 v — швидкість руху носіїв заряду
 v_T — швидкість теплового руху
 $v_{др}$ — швидкість дрейфового руху
 $v_{нас}$ — швидкість насичення дрейфового руху
 ω — колова частота
 f — циклічна частота
 $f_a (f_{21})$ — рубіжна частота коефіцієнта передачі струму емітера
 $f_b (f_{21})$ — рубіжна частота коефіцієнта передачі струму бази

- $f_{гр}(f_T)$ — гранична частота коефіцієнта передачі струму бази
 f_{max} — максимальна частота генерації транзистора
 ν — частота в оптичному діапазоні
 λ — довжина хвилі
 Φ_e — потік випромінювання
 Φ_V — світловий потік
 K — інтегральна чутливість
 T — температура абсолютна
 S — крутість вольт-амперної характеристики транзистора, площа
 M — коефіцієнт лавинного розмноження
 M_e — енергетична світність
 M_V — світлова світність
 m_0 — маса спокою електрона
 m_n^* — ефективна маса електрона
 m_p^* — ефективна маса дірки
 $-, \bullet$ — електрони
 $+, \circ$ — дірки
 \oplus — іони донорів
 \ominus — іони акцепторів
 \curvearrowright — квант енергії, світловий потік



ПЕРЕДМОВА

Сучасний світ неможливо уявити без електроніки. Електроніка охопила всі галузі людської діяльності. Без електроніки неможливий прискорений розвиток промисловості, медицини, культури, побутової сфери, глибоких досліджень явищ природи. Основу сучасної електроніки становить твердотільна електроніка, яка вивчає та використовує взаємодію електронів у твердому тілі з електромагнітними, тепловими та гравітаційними полями. Початок розвитку твердотільної електроніки справедливо пов'язують з винаходом у 1948 р. американськими ученими У. Браттейном і Д. Бардіним напівпровідникового підсилювального приладу, який вони назвали транзистором. Навіть перші зразки транзисторів вражали фахівців малими розмірами та затратами спожитої енергії порівняно з електровакуумними приладами, які тоді широко використовували. З того часу твердотільна електроніка пододала великий шлях розвитку від дискретних напівпровідникових приладів до ультравеликих інтегральних мікросхем, які мають сотні тисяч і, навіть, мільйони транзисторів. Намагання зменшити розміри активних елементів твердотільної електроніки спонукало до зародження ще одного напрямку — наноелектроніки. Зменшення розмірів активних елементів до нанометрів зумовило появу нових фізичних ефектів, які можна використовувати для утворення нових більш сучасних приладів і пристроїв електроніки. Постійне вдосконалення конструкцій, технологій, поліпшення параметрів і характеристик, розширення функціональних можливостей не змінюють, однак, фундаментальних явищ і фізичних принципів, на яких ґрунтується робота виробів твердотільної електроніки.

Тому знання фізичних основ твердотільної електроніки потрібне фахівцям, які займаються розробленням, проектуванням, виготовленням, дослідженням і експлуатацією твердотільних приладів і пристроїв.

Курс «Твердотільна електроніка» є базовим для вивчення таких дисциплін, як «Мікроелектроніка», «Мікросхемотехніка», «Функціональна електроніка», «Оптоелектроніка» та інших.

Готуючись до написання цього підручника, автори виходили з того, що користувачі мають достатню підготовку зі статистичної фізики, фізики твердого тіла, матеріалів електронної техніки.

Підручник містить вісім розділів. У першому розділі «Загальні відомості з фізики напівпровідників» викладено основні властивості напівпровідників, зонну модель напівпровідників, механізми й типи електропровідності.

У другому розділі «Електричні переходи у напівпровідниках» наведено класифікацію електричних переходів у напівпровідниках, розглянуто фізичні процеси утворення гомо- та гетеропереходів. Основну увагу приділено електронно-дірковому переходу (p - n переходу): виведено основні теоретичні співвідношення, розглянуто вплив різних факторів на властивості й характеристики p - n переходу, наведено модель p - n переходу для малого змінного сигналу.

Третій розділ «Напівпровідникові діоди» присвячено розгляду різних класів напівпровідникових діодів, принцип дії яких ґрунтується на різних властивостях p - n переходу. У цьому розділі розглянуто також основні параметри та характеристики діодів і їх залежності від зовнішніх факторів.

У четвертому та п'ятому розділах розглянуто принцип дії та основні параметри біполярних транзисторів і тиристорів, наведено різновиди приладів.

Шостий розділ присвячено польовим транзисторам з керувальним p - n переходом і транзистором зі структурою метал-діелектрик-напівпровідник. У цьому розділі, крім фізичних процесів і характеристик приладів, розглянуто вплив короткоканальних ефектів і масштабування транзисторів, а також деякі різновиди транзисторів.

У сьомому розділі розглянуто тенденції розвитку нових приладів твердотільної електроніки, принцип дії та фізичні процеси, які пов'язані з нанорозмірними та квантовими ефектами. Наведено конкретні приклади таких приладів.

Восьмий розділ присвячено оптоелектронним приладам різного призначення: фотодетекторам, світлодіодам і перетворювачам світлової енергії в електричну. Наведено параметри та характеристики приладів і їх різновиди.

Підручник написано відповідно до програми дисципліни «Твердотільна електроніка» та призначено для студентів вищих навчальних закладів III і IV рівнів акредитації, які навчаються в галузі знань «Електроніка» за спеціальностями «Мікро- та нано-електроніка» і «Електронні пристрої та системи». Підручник може бути корисним також і студентам інших спеціальностей під час вивчення електронних дисциплін.

Підручник підготовлено на базі навчального посібника «Основи твердотільної електроніки» автора Борисова О. В. виданого у 2011 році з грифом МОН України.

Автори вдячні рецензентам рукопису підручника: завідувачу відділу хімії твердого тіла Інституту загальної та неорганічної хімії ім. В. І. Вернадського академіку НАН України, професору, доктору хімічних наук А. Г. Білоусу, декану радіофізичного факультету Київського Національного університету імені Тараса Шевченка професору, доктору фізико-математичних наук І. О. Анісімову, директору центра оптоелектронних технологій НДІ «Мікроприладів» НАН України професору, доктору технічних наук В. І. Осінському за цінні зауваження та рекомендації, які дозволили уникнути деяких недоліків у викладенні матеріалу.

Автори також вдячні старшому викладачеві Ю. В. Діденку та асистенту Л. Н. Королевичу за велику допомогу в підготовці книжки до видання, а також всім викладачам кафедри мікроелектроніки Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут».

ІСТОРИЧНА ДОВІДКА

Перша електронно-обчислювальна машина «ENIAC» (США) у своєму складі мала 18 тисяч електровакуумних приладів і для її охолодження використовували установку, яка важила десятки тонн. Електронно-обчислювальна машина (ЕОМ) розміщувалась у приміщенні площею 200 м² і споживала електричну потужність 200 кВт.

Сучасна ЕОМ з набагато більшими можливостями легко розміщується на письмовому столі та споживає в тисячі разів меншу електричну потужність. Таке стало можливим завдяки новим принципам і новим технологіям в електроніці, пов'язаним з винаходом 1948 р. твердотілого підсилювального приладу — транзистора. Транзистор уражав науковців і дослідників мініатюрними розмірами та незрівнянно меншою потужністю, яку вони споживали, порівняно з електровакуумними приладами. Ось що писав американський журнал «Новини наукової літератури» про винахід транзистора 10 липня 1948 р.: «У скляної лампи вперше за 40 років з'явився суперник — невеличка деталь із напівпровідникового матеріалу германію, яка призначена для підсилювання або генерування струму... У новому приладі немає нитки розжарювання, яка має розігріватися перш, ніж прилад почне працювати. Прилад починає працювати миттєво.» Винахід транзистора зробив революцію в електроніці. За цей винахід американським дослідникам Браттейну, Бардіну та Шоклі 1956 р. було присуджено Нобелівську премію. Але бурхливому розвитку твердотілої електроніки після винаходу транзистора передувала довга копітка робота багатьох учених і дослідників різних країн світу.

Базовим матеріалом сучасної твердотілої електроніки є напівпровідниковий матеріал — кремній, який як хімічний елемент відкрив Дж. Бемзеліус 1823 р. На той час, природно, ніхто не міг передбачити роль кремнію у майбутньому. Перший штучний монокристал кремнію виростив 1853 р. С. Девілл.

Дослідження властивостей напівпровідників можна віднести до 1873 р., коли У. Сміт відкрив ефект зміни опору селенового стовпчика

за його освітлення. Це явище названо внутрішнім фотоелементом. Роком пізніше було виявлено, що контакт металевого дротика з кристалами сульфідів деяких металів має односторонню провідність.

У 1888 р. професор Казанського університету В.О. Улянін описав виникнення електрорушійної сили у селені за його освітлення.

Перше практичне використання контакту метал-напівпровідник належить російському вченому О.С. Попову; 1895 р. він застосував такий контакт у своєму радіоприймачі для детектування радіосигналів.

Властивості притиснених контактів металевого дротика з напівпровідниковими кристалами галініду та карбіду кремнію досліджували Д. Данвуді та Г. Піккардолі.

Винахід англійським ученим Д.А. Флемінгом 1904 р. електровакуумного діода та 1912 р. електровакуумного підсилювального приладу — тріода відтермінували на деякий час роботи з використання напівпровідникових приладів. Але роботи з дослідження напівпровідників продовжували.

Наступний період розвитку напівпровідникової техніки почався з 1920-х років і був пов'язаний з роботою промислових типів «сухих» випрямних приладів і фотоелементів. Значним внеском усього періоду було створення Грондалем 1926 р. купроксного випрямляча змінного електричного струму та селенового фотоелемента.

1922 р. співробітник Нижньогородської радіолабораторії О.В. Лосєв виявив спадні ділянки на вольт-амперних характеристиках (ВАХ) деяких точкових кристалічних детекторів. Такі прилади з від'ємним диференціальним опором використовували для підсилення та генерування електричних коливань. Лосєвим 1927 р. було відкрито ефект світіння запірних шарів під час проходження через них електричного струму.

Вивченню природи запірних шарів було присвячено багато робіт, серед яких передусім треба виокремити праці А.Ф. Юффе, Б.І. Давидова, В.С. Лошкарєва, Н.Ф. Мотта, В. Шотткі, В. Шоклі.

Перші точкові біполярні транзистори були недосконалі та мали не дуже якісні характеристики. В. Шоклі 1949 р. розробив площинний транзистор на електронно-дірковому переході. Він же розробив теорію електронно-діркового переходу, доповнену потім іншими вченими. Теорія електронно-діркового переходу дала змогу розробити багато інших напівпровідникових приладів різного призначення.

1952 р. В. Шоклі описав принцип роботи польового транзистора з керувальним *p-n* переходом, який він назвав уніполярним польовим

транзистором. Фактично польовий транзистор винайдено раніше біполярного транзистора. Ще 1926 р. Дж.Е. Лілієнфельд отримав патент США і Канади «Метод і прилад керування електричними струмами», у якому він запропонував напівпровідниковий прилад з керувальним електродом. Проте практичне застосування польові транзистори набули на початку 1960 р., коли було створено дифузійно-планарну технологію на кремнії. У 1960 р. Д. Конг і М.М. Атолла запропонували польовий транзистор зі структурою метал-діелектрик-напівпровідник.

Японський учений Л. Есакі 1958 р. описав новий напівпровідниковий прилад, названий тунельним діодом. Створення тунельного діода підтвердило ідеї про роль тунельного механізму перенесення носіїв заряду в $p-n$ переходах, які були виголошені раніше радянськими вченими Л.І. Френкелем і А.Ф. Іоффе.

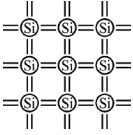
Значним внеском у напівпровідникову електроніку стала розробка американським ученим українського походження Н. Голоньком чотиришарового діода — некерованого та керованого тиристорів.

У 1959 р. О.С. Тагером було відкрито ефект генерації надвисокочастотних (НВЧ) коливань на напівпровідниковому діоді, який названо лавинно-пролітним діодом.

У 1963 р. Дж. Ганн виявив генерацію НВЧ коливань за подачі на короткий зразок з арсеніду галію постійного електричного поля, яке перевищувало деяке порогове значення. Цей ефект і прилад отримали назву від прізвища винахідника.

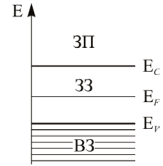
З кінця 50-х років ХХ ст. починаються інтенсивні роботи з дослідження напівпровідникових гетероструктур. На основі таких структур були створені різні напівпровідникові прилади: транзистори, світло- та фотодіоди, лазери, фотоперетворювачі. За дослідження гетеропереходів, розроблення технології їх формування, а також за організацію виробництва таких приладів російському вченому Ж.І. Алфьорову та американському вченому Т. Кремеру 2000 р. було присуджено Нобелівську премію.

Розвиток дискретних напівпровідникових приладів, удосконалення технології їх виготовлення дозволили перейти до нового напрямку твердотільної електроніки — мікроелектроніки. Започаткування мікроелектроніки пов'язують зі створенням 1958 р. Дж. Кілбі та Р. Нейсом першої інтегральної мікросхеми. Мікроелектроніка за короткий час пройшла шлях від малих інтегральних схем з рівнем інтеграції 10^2 елементів на одній кристалічній пластині до 10^6 елементів на одній пластині.



РОЗДІЛ 1

ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ З ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ



1.1. Електропровідність речовини

Електропровідність (електрична провідність) — властивість речовини пропускати електричний струм під дією електричного поля, яке не змінюється з часом, а також фізична величина, що кількісно характеризує цю властивість. Обернена величина електропровідності — електричний опір.

Для порівняння речовин за електропровідністю введено поняття питомої електричної провідності σ , розмірність якої — $(\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$. За величиною питомої електричної провідності всі речовини умовно поділяють на провідники $\sigma \geq 10^6 (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$, діелектрики $\sigma \leq 10^{-8} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$ і напівпровідники $\sigma \approx 10^6 \dots 10^{-8} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$. Питома електрична провідність у випадку слабких електричних полів чисельно дорівнює коефіцієнту, який зв'язує густину електричного струму j та електричне поле E , що спричиняє цей струм,

$$j = \sigma E. \quad (1.1)$$

Густина струму — це електричний заряд, що проходить через одиничний поперечний переріз за одиницю часу.

Носіями заряду можуть бути електрони, іони, молекули або заряджені частинки, що спроможні пересуватись в електричному полі. Такі носії заряду отримали назву «рухомі» або «вільні». У твердотільній електроніці всі процеси пов'язані з проходженням електричного струму, зумовленого рухом електронів, тому надалі як рухомі носії заряду будемо розглядати тільки електрони.

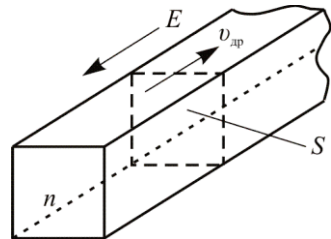


Рис. 1.1. До виведення формули електропровідності

Визначимо електропровідність деякого тіла перерізом S [см^2] і концентрацією електронів n [см^{-3}] (рис. 1.1).

Без прикладання електричного поля електрони в твердому тілі здійснюють тепловий (хаотичний) рух, у процесі якого зіштовхуються з тепловими коливаннями атомів (фононами) та дефектами кристалічної ґратки. У проміжках між зіткненнями електрони рухаються вільно, тобто рівномірно й прямолінійно. Тепловий рух характеризується середніми значеннями довжини вільного пробігу $l_{\text{сер}}$, часом вільного пробігу $\tau_{\text{сер}}$ і тепловою швидкістю $v_{\text{т. сер}}$.

Поведінку електронів у твердому тілі під час теплового руху можна порівняти з поведінкою атомів ідеального газу і, отже, до них можна застосувати загальні закони молекулярної фізики.

Відомо, що середня кінетична енергія молекул газу за температури T становить

$$\frac{mv_{\text{т.сер}}^2}{2} = \frac{3kT}{2}. \quad (1.2)$$

Якщо підставити в рівняння (1.2) значення постійної Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К і масу спокою електрона $m_0 = 9 \cdot 10^{-28}$ г, тоді можна розрахувати середню теплову швидкість електронів у твердому тілі. За температури $T = 300$ К швидкість $v_{\text{т. сер}} = 10^7$ см/с.

За наявності електричного поля електрони набувають додаткової швидкості в напрямі, протилежному напрямку електричного поля. Цю швидкість називають дрейфовою ($v_{\text{др}}$).

На електрони в електричному полі напруженістю E діє кулонівська сила

$$F = qE, \quad (1.3)$$

де $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд електрона.

Під дією цієї сили електрони відповідно до другого закону Ньютона ($qE = m_0a$) рухаються з прискоренням

$$a = \frac{qE}{m_0}. \quad (1.4)$$

У постійному електричному полі електрони рухаються рівноприскорено. Це спостерігається тільки між двома зіткненнями, оскільки після зіткнення швидкість руху в електричному полі більшості електронів близька до нуля. Наприкінці вільного пробігу швидкість напрямленого руху електрона максимальна та становить

$$v_{\text{др}} = a\tau_{\text{сер}} = \frac{q\tau_{\text{сер}}}{m_0} E. \quad (1.5)$$

У слабких електричних полях за звичайних температур $v_T \gg v_{др}$, тому можна вважати, що час вільного пробігу визначається тільки тепловою швидкістю електронів:

$$\tau_{сер} = \frac{l_{сер}}{v_T}. \quad (1.6)$$

Якщо підставити $\tau_{сер}$ у рівняння (1.5), отримаємо

$$v_{др} = \frac{ql_{сер}E}{m_0v_T}. \quad (1.7)$$

Установимо зв'язок між дрейфовою швидкістю електронів і питомою електричною провідністю речовини. Для цього в прямокутному стрижні перерізом 1 см^2 і концентрацією електронів n [см^{-3}] створимо електричне поле E , напрямлене вздовж стрижня (рис. 1.1).

Під дією цього поля через будь-який поперечний переріз S за одиницю часу буде переноситися заряд $qnv_{др}$, тобто в стрижні буде проходити електричний струм, густина якого дорівнює:

$$j = qnv_{др}. \quad (1.8)$$

Підставимо в рівняння (1.8) $v_{др}$ з виразу (1.7) й отримаємо

$$j = \frac{qnql_{сер}E}{m_0v_T} = qn\mu E. \quad (1.9)$$

Величина μ називається рухливістю носіїв заряду та чисельно дорівнює дрейфовій швидкості в полі з одиничною напруженістю

$$\mu = \frac{v_{др}}{E} = \frac{ql_{сер}}{m_0v_T}. \quad (1.10)$$

Якщо порівняти рівняння (1.9) і (1.1), можна записати, що електропровідність

$$\sigma = qn\mu. \quad (1.11)$$

Таким чином, питома електрична провідність речовини визначається концентрацією носіїв заряду та їх рухливістю.

Формулу електричної провідності виведено з урахуванням того, що на проміжку між зіткненнями електрон з масою спокою (m_0) рухається вільно. У дійсності на електрон діє дуже сильне періодичне електричне поле, створюване зарядами ядер атомів кристалічної ґратки. Вплив потенціального поля кристалічної ґратки на вільний

рухомий електрон ураховують через ефективну масу, що визначає інерційність носіїв заряду в твердому тілі.

Електрон, що пересувається у твердому тілі в електричному полі, має імпульс $p = m_0 v_{др}$. Під дією періодичного поля ґратки він може набувати додаткового імпульсу Δp і переходити в новий стан з імпульсом $p + \Delta p$. При цьому електрон отримує деякий приріст швидкості.

Ефективна маса m^* — це маса вільного електрона, яку він повинен мати для того, щоб приріст швидкості під дією зовнішньої сили дорівнював фактичному приросту швидкості електрона під дією тієї ж сили. Тобто ефективна маса m^* — це коефіцієнт пропорційності в законі, що зв'язує зовнішню силу, яка діє на електрон у твердому тілі з його прискоренням:

$$qE = m^*a.$$

Ефективна маса може бути більшою чи меншою від маси спокою електрона та навіть від'ємною, проте формула для електричної провідності залишається незмінною.

1.2. Основи зонної теорії

Зонна теорія твердих тіл — це квантова теорія енергетичного спектра електронів у твердому тілі, згідно з якою цей спектр складається з дозволених і заборонених зон енергій, що чергуються. Зонна теорія пояснює ряд властивостей і явищ у твердому тілі, зокрема неоднаковий характер електропровідності твердих тіл.

Відомо, що електрон має як корпускулярні, так і хвильові властивості. Якщо розглядати електрони в атомі як елементарні заряджені частинки, що обертаються навколо атомного ядра по деяких замкнених орбітах, то слід припускати, що на електрон при цьому діють дві сили: відцентрова, що визначається радіусом орбіти та швидкістю руху, та доцентрова, що визначається силами електростатичної взаємодії ядра та електрона. Ці дві сили мають зрівноважувати одна одну:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{q^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2}, \quad (1.12)$$

де m — маса електрона; v — швидкість руху електрона; r — радіус орбіти; q — заряд електрона; ϵ — відносна діелектрична проникність; ϵ_0 — діелектрична постійна.

Проте електрон, що рухається по орбіті, мав би випромінювати електромагнітну енергію. Енергія електрона зменшувалась би та його притягувало б ядро. Але цього не відбувається, та на деяких певних орбітах електрон може перебувати як завгодно довго. Таке явище можна пояснити, якщо тільки припустити, що під час руху електрона по орбіті утворюється стояча хвиля та енергія при цьому не випромінюється. Це можливо тільки тоді, коли на довжині орбіти укладається ціла кількість довжин хвиль, тобто для виникнення стоячої хвилі необхідно, щоб виконувалась умова

$$2\pi r_n = n\lambda, \quad (1.13)$$

де r_n — радіус стійкої орбіти електрона; n — будь-яке ціле число; λ — довжина хвилі.

Довжину хвилі випромінювання рухомого електрона можна визначити, виходячи з рівності його імпульсу за хвильовою та корпускулярною теоріями:

$$\frac{h}{\lambda} = mv, \quad (1.14)$$

де $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж · с — постійна Планка; λ — довжина хвилі випромінювання.

Виходячи із формули (1.13) і використовуючи рівняння (1.12) і (1.14), отримаємо вираз для радіуса стійкої орбіти:

$$r_n = \frac{n^2 \varepsilon_0 e h^2}{\pi m q^2}. \quad (1.15)$$

Із формули (1.15) видно, що радіуси стійких орбіт збільшуються пропорційно квадрату числа n , яке називається *головним квантовим числом*.

Повна енергія електрона, що перебуває на орбіті, складається з його кінетичної та потенціальної енергій:

$$E = E_k + E_n = \frac{mv^2}{2} + \left(-\frac{q^2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r_n} \right),$$

а з урахуванням виразу (1.12)

$$E = \frac{q^2}{8\pi\varepsilon\varepsilon_0 r_n} - \frac{q^2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r_n} = -\frac{q^2}{8\pi\varepsilon\varepsilon_0 r_n}. \quad (1.16)$$

Якщо підставити в рівняння (1.16) значення r_n з виразу (1.15), тоді

$$E = -\frac{mq^4}{8(\epsilon\epsilon_0)^2 h^2 n^2}. \quad (1.17)$$

Із формули (1.17) видно, що електрон може мати деякі конкретні значення енергії, які визначаються головним квантовим числом n . Знак мінус вказує на те, що енергія зменшується зі зменшенням радіуса орбіти. Мінімальну енергію буде мати електрон, розміщений на найближчій до ядра орбіті, тобто якщо $n = 1$.

Значення енергій, які може мати електрон, називаються дозволеними значеннями рівнів енергії, а сукупність дозволених значень рівнів — енергетичним спектром атома.

У міру збільшення числа n дозволени рівні розміщуються дедалі ближче один до одного та, коли $n \rightarrow \infty$, утворюють неперервний спектр.



Рис. 1.2. Енергетичний спектр атома

Зручніше за початок відліку брати мінімальне значення енергії, що відповідає найближчій до ядра орбіті, та вважати, що енергія електрона збільшується зі збільшенням радіуса орбіт.

Для того щоб перевести електрон з орбіти з низьким рівнем енергії (E_1) на орбіту з вищим рівнем енергії (E_2), йому необхідно передати додаткову енергію. Таку енергію називають *енергією збудження*, вона дорівнює $\Delta E = E_2 - E_1$ (рис. 1.2).

Якщо енергія, передана електронам, досить велика, то електрон може вийти за межі дії внутрішньоатомних сил і стати вільним. Таку енергію називають *енергією іонізації*. Атом, електрон якого переведений на вищу орбіту, називають збудженим. Збуджений стан атома не може бути тривалим, оскільки електрон намагається зайняти положення, яке відповідає мінімальній енергії. Повертаючись на орбіту з нижчим рівнем енергії, електрон віддає надмірну енергію, яка дорівнює різниці енергій двох рівнів, у вигляді електромагнітного випромінювання. Такий процес називають

випромінюванням кванта енергії ($E_\nu = h \nu = \Delta E$), де $\nu = \frac{1}{\lambda}$.

Іонізований стан атома є одним з видів збудженого стану, який не може бути тривалим. *Процес приєднання до себе іонізованим атомом електрона замість втраченого, або втрата раніше приєданого електрона, після чого атом переходить у нормальний стан, називають рекомбінацією.*

Розглядаючи енергетичний спектр атома, можна припустити, що сусідні атоми достатньо віддалені один від одного та не спричиняють взаємного впливу. У цьому разі можна стверджувати, що спектри атомів однієї і тієї ж речовини однакові.

Однак у разі зближення атомів дія внутрішньоатомних сил починає поширюватися і на сусідні атоми. Взаємний вплив атомів передусім починає виявлятися на зовнішній оболонці, на внутрішніх оболонках він зменшується у міру наближення до ядра. Наслідком такої взаємодії є деякі зміни енергетичних рівнів. Якщо, наприклад, значення енергетичних рівнів орбіт двох досить віддалених атомів однієї речовини однакові, то зі зближенням цих атомів їх енергетичні рівні дещо змінюються, внаслідок чого утворюються два близькі, проте різні рівні. У разі зближення n атомів будемо мати n близьких, проте різних енергетичних рівнів. Таким чином, коли утворюється тіло через зближення великої кількості атомів, кожен рівень енергії розщеплюється на групу близьких, але різних рівнів, кількість яких дорівнює кількості атомів у твердому тілі. Сукупність близьких енергетичних рівнів утворює енергетичні зони, в яких можуть міститися електрони. *Такі зони називають дозволеними.*

Між зонами, що об'єднують групу дозволених для електронів рівнів, розміщено зони енергій, яких не можуть мати електрони. *Такі зони називають забороненими.* Верхній енергетичний рівень дозволеної зони називають *верхом*, нижній — *дном*.

Енергетична ширина дозволених і заборонених зон не перевищує декількох електрон-вольтів і не залежить від кількості атомів у твердому тілі, тобто від його розмірів.

Принципово дозволені зони мають дискретний енергетичний спектр і складаються зі стількох рівнів, скільки атомів перебуває в ближньому оточенні. Концентрація атомів у твердому тілі становить близько 10^{22} см⁻³, тому, наприклад, коли ширина дозволеної зони становить 1 еВ, відстань між енергетичними рівнями не перевищує 10^{-22} еВ, і енергетичний спектр дозволених зон можна вважати суцільним (квазінеперервним).

Зони, утворені за рахунок розщеплення внутрішніх рівнів, є заповненими, оскільки всі рівні, що утворюють ці зони, зайняті максимально допустимою кількістю електронів. Верхню зону, що об'єднує валентні електрони, називають валентною зоною. Залежно від структури атома валентна зона може бути заповненою або незаповненою. Зону, що об'єднує рівні вільних електронів, називають вільною, або зоною провідності.

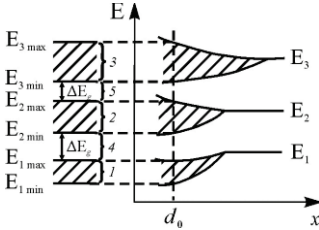


Рис. 1.3. Створення енергетичних зон у разі зближення атомів:

- 1, 2, 3 – дозволені зони;
- 4, 5 – заборонені зони

то надалі на рисунках будемо зображати тільки ці зони.

Таким чином, для твердого тіла з міжатомною відстанню d_0 маємо певну зонну діаграму (рис. 1.3).

Оскільки в провідності речовини можуть брати участь тільки електрони валентної зони, або зони провідності,

то надалі на рисунках будемо зображати тільки ці зони.

1.3. Відмінності між металами, напівпровідниками та діелектриками з погляду зонної теорії

Раніше всі речовини поділяли на метали, напівпровідники та діелектрики, виходячи з їхньої питомої електричної провідності (питомого опору). Такий самий поділ можна провести, виходячи із зонної структури речовини. Зонні діаграми для металів, напівпровідників і діелектриків зображено на рис. 1.4.

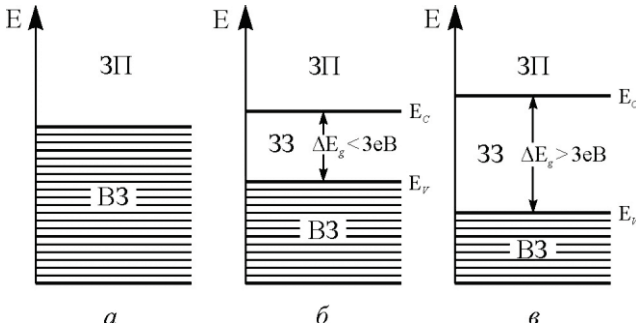


Рис. 1.4. Зонні діаграми: а — метали; б — напівпровідників; в — діелектриків; ВЗ — валентна зона; ЗЗ — заборонена зона; ЗП — зона провідності

У металах валентна зона не заповнена і в них можливий рух електронів по енергетичних рівнях під впливом прикладеного електричного поля, і крім того, зв'язки валентних електронів з атомами настільки малі, що вони вільно переходять у зону провідності. Інакше кажучи, у металах валентна зона та зона провідності перекриваються, а забороненої зони між ними немає. Тому навіть за температури 0 К у зоні провідності перебуває велика кількість електронів, а отже, є електропровідність.

У напівпровідниках і діелектриках за нульової температури зона провідності порожня, а валентна зона повністю заповнена, і між ними є проміжок заборонених значень енергії, для подолання якого немає джерела енергії. Електропровідності при цьому немає.

Отже, існує якісна відмінність, з одного боку, між металами, напівпровідниками та діелектриками, з другого — у різній зонній структурі. Відмінність між напівпровідниками та діелектриками кількісна — у діелектриках заборонена зона ширша, ніж у напівпровідниках.

Вважають, що до напівпровідників належать речовини, енергія активації або ширина забороненої зони яких $\Delta E_g < 3$ еВ, а до діелектриків — речовини, у яких $\Delta E_g > 3$ еВ.

Для створення струму в напівпровідниках і діелектриках необхідно за допомогою зовнішнього джерела енергії (нагрівання, опромінення) перевести деяку кількість електронів з валентної зони в зону провідності. У металах кількість вільних носіїв заряду не залежить від температури та визначається тільки ступенем заповнення валентної зони, а у напівпровідниках і діелектриках він різко зростає з підвищенням температури.

Отже, напівпровідники та діелектрики — це речовини із заповненими валентними зонами, які здатні проводити електричний струм тільки в збудженому стані, тобто коли частина їх електронів переведена отриманою ззовні енергією в зону провідності. Метали — це речовини з незаповненими зонами, всередині яких можливий рух електронів по енергетичних рівнях.

1.4. Структура напівпровідників і типи провідності

Атоми реальних тіл взаємозв'язані та утворюють ту чи іншу структуру. Такі, наприклад, найбільш поширені в твердотільній

електроніці напівпровідники, як германій та кремній, мають регулярну структуру з кристалічною ґраткою типу «алмаз». В основі такої ґратки лежить просторова фігура — тетраедр, у кутках і в центрі якої розміщені атоми (рис. 1.5).

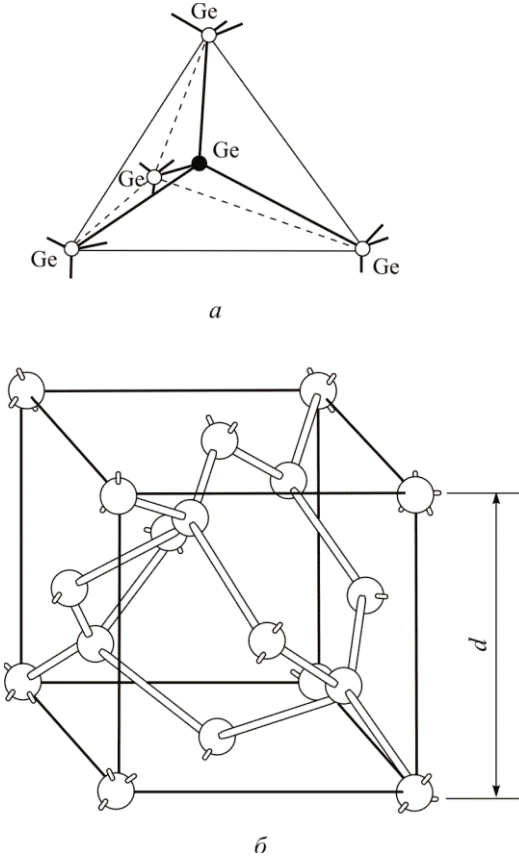


Рис. 1.5. Кристалічна структура типу «алмаз»: *a* — елементарний тетраедр; *б* — елементарна комірка

Особливістю такої структури є те, що всі атоми перебувають на однаковій відстані один від одного, причому ці відстані такі, що зовнішні електронні оболонки перекривають одна одну. Взаємодія зовнішніх електронних оболонок виявляється в тому, що в електронах сусідніх атомів з'являються загальні орбіти, на яких відповідно до

принципу Паулі можуть перебувати тільки два електрони. Ці загальні орбіти зв'язують між собою атоми германію та кремнію, утворюючи *ковалентні зв'язки* (парно-електронний зв'язок). Тоді кожний атом, що має на зовнішній оболонці чотири електрони, ніби доповнює її до восьми електронів, що відповідає повністю зайнятій оболонці (рис. 1.6, *а*).

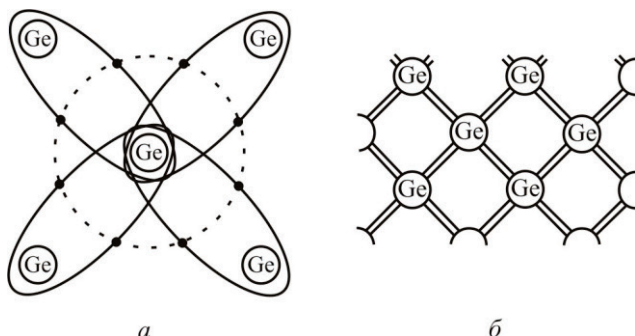


Рис. 1.6. Утворення ковалентних зв'язків у кристалах германію: *а* — схема доповнення зовнішньої електронної оболонки до 8 електронів; *б* — площинна модель кристалічної ґратки

На практиці, розглядаючи ті чи інші процеси в кристалічній структурі, користуються її плоским зображенням, у якому зберігається однаковість відстаней між суміжними атомами, а ковалентні зв'язки зображають як лінії (рис. 1.6, *б*).

1.4.1. Власна електропровідність

Однорідна структура напівпровідника може бути лише за температури абсолютного нуля. У міру підвищення температури частина валентних зв'язків руйнується під дією теплових коливань атомів у ґратці, тобто частина електронів залишають атоми та стають вільними. Такі електрони називають також електронами провідності.

Якщо електрон покидає атом, в одному з ковалентних зв'язків утворюється вакантне місце, що рівносильно появі там додатного заряду, який дорівнює заряду електрона. Таке вакантне місце називають *діркою*.

Дірка — це квазічастинка, яка характеризує квантовий стан, не зайнятий електроном, у валентній зоні напівпровідника. Дірці як

квазічастинці приписують елементарний додатний заряд і ефективну масу. Незаповнений зв'язок може бути легко заповнений одним з електронів із сусідніх зв'язків, на місці якого утворюється нова вакансія. Таке послідовне заповнення вакансій електронами рівносильно хаотичному переміщенню дірок по кристалічній ґратці (рис. 1.7, а). Під дією електричного поля електрони провідності та дірки набувають напрямленого руху та утворюють електричний струм у напівпровіднику.

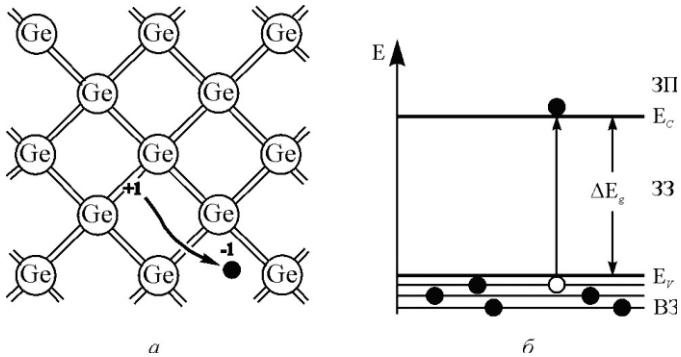


Рис. 1.7. До пояснення механізму електропровідності у власному напівпровіднику: а — на площинній моделі; б — на зонній діаграмі

Таким чином, електричний струм у власному напівпровіднику створюють два типи носіїв заряду — електрони та дірки. *Процес утворення вільних електронів і дірок в напівпровіднику під дією тепла називають термогенерацією носіїв заряду.* Вільні електрони можуть повертатись на незаповнені зв'язки. При цьому зникають і вільні електрони, і дірки. *Процес зникнення носіїв заряду в напівпровіднику називають рекомбінацією.* Проміжок часу з моменту утворення носіїв заряду до моменту їх рекомбінації називають часом життя носіїв. Електрони та дірки власних (бездомішкових) напівпровідників завжди утворюються парами, тобто концентрація електронів у таких напівпровідниках дорівнює концентрації дірок:

$$n_i = p_i^*$$

* Усі величини, що стосуються власних напівпровідників, будуть позначатися індексом *i* (від англ. *intrinsic* – власний).

Електропровідність напівпровідників, зумовлену парними носіями заряду теплового походження, називають власною.

Зонну (енергетичну) діаграму власного напівпровідника зображено на рис. 1.7, б. За температури абсолютного нуля всі енергетичні рівні валентної зони заповнені, а в зоні провідності електронів немає, тому електропровідність напівпровідника дорівнює нулю і напівпровідник відповідає ідеальному діелектрику. Під час нагрівання напівпровідника енергія валентних електронів зростає, і коли вона стає рівною чи більшою, ніж ширина забороненої зони ΔE_g , то частина електронів із валентної зони переходить у зону провідності. Таким чином, відбувається генерація пар носіїв: у зоні провідності з'являються вільні електрони, а у валентній зоні — дірки, що й зумовлює електропровідність власного напівпровідника. Ширина забороненої зони, тобто енергія іонізації атомів германію, дорівнює 0,67 еВ, кремнію — 1,12 еВ, арсеніду галію — 1,43 еВ.

Рекомбінація електронів і дірок у власному напівпровіднику з погляду зонної теорії — це зникнення пар електрон-дірка внаслідок переходу електронів із зони провідності у валентну зону.

1.4.2. Домішкова електропровідність

Електропровідність напівпровідників суттєво залежить від різного типу домішок. Із зонної теорії твердого тіла відомо, що будь-які порушення періодичності потенціального поля кристала (наприклад, домішками) створюють у забороненій зоні локальні дозволи для електронів — енергетичні рівні, що суттєво діють на електропровідність речовини. *Електропровідність, зумовлену введеними в напівпровідник домішками, називають домішковою.* Як домішки в германій та кремнії найчастіше використовують елементи п'ятої та третьої груп таблиці Менделєєва. До п'ятивалентних домішок належать фосфор, сурма, арсеній; до тривалентних — бор, алюміній, індій, галій.

Нехай, наприклад, в ідеальній кристалічній ґратці германію один атом заміщується атомом сурми. На зовнішній оболонці атома сурми є п'ять валентних електронів, чотири з яких утворюють ковалентні зв'язки із сусідніми атомами германію, а п'ятий електрон виявляється «зайвим» (рис. 1.8, а). Цей електрон слабкіше зв'язаний з атомами сурми, і для того, щоб відірвати його від атома та

перетворити у вільний носій заряду, потрібно вивільняти значно меншу енергію, ніж для відриву електрона із валентного зв'язку.

У зонній моделі (рис. 1.8, б) це означає, що для переведення електрона в зону провідності необхідна менша енергія, ніж ширина забороненої зони ΔE_g . А це свідчить про те, що енергетичні рівні, які можуть займати такі електрони, мають бути розміщені в забороненій зоні поблизу дна зони провідності. Енергію, потрібну для переведення електрона з додаткового (домішкового) рівня в зону провідності, називають енергією іонізації донорної домішки. Відхід електрона від атома сурми перетворює цей атом у позитивний іон. Однак цей додатний заряд буде міцно зв'язаний з кристалічною ґраткою, а отже, не зможе переміщуватися, як дірка. Поява вільного електрона в зоні провідності у разі введення в напівпровідник атома п'ятої групи не залишає вакансії у валентній зоні, тобто існування вільного електрона не пов'язано з одночасним існуванням дірки. Домішки, що здатні віддавати електрони в зону провідності, називають донорами; їх концентрацію позначають через N_D .

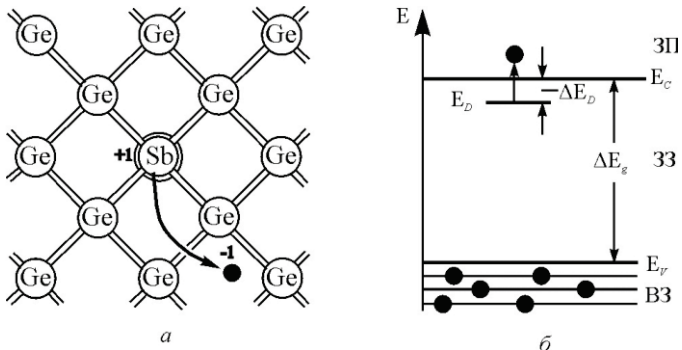


Рис. 1.8. До пояснення механізму електропровідності у донорному напівпровіднику: а — на площинній моделі; б — на зонній діаграмі

Підвищення концентрації атомів сурми в германії приводить до збільшення кількості вільних електронів без зміни при цьому кількості дірок, як це було у випадку власного напівпровідника. Якщо концентрація електронів у напівпровіднику суттєво перевищить концентрацію дірок, то електропровідність напівпровідника здебільшого буде визначатися електронами. Такий напівпровідник називають електронним або *n-типу* (від *negative*).

В електронному напівпровіднику електрони ϵ основними носіями зарядів (n_n), а дірки — неосновними (p_n).

Розглянемо випадок, коли в структуру германію вводиться атом третьої групи таблиці Менделєєва (наприклад, галій). Зовнішня електронна оболонка атома галію містить три електрони. У кристалічній ґратці германію цей атом утворює тільки три заповнені зв'язки. Четвертий зв'язок виявляється незаповненим, однак він не несе заряду, і атом галію, і суміжні з ним атоми германію залишаються електронейтральними. У разі невеликого теплового збудження електрон із сусідніх заповнених зв'язків може перейти в незаповнений зв'язок. У зовнішній оболонці галію з'являється додатковий електрон, атом втрачає свою нейтральність і стає негативним іоном. Порушується електрична нейтральність того зв'язку, звідки надійшов електрон: там з'являється позитивний заряд — дірка (рис. 1.9, *a*).

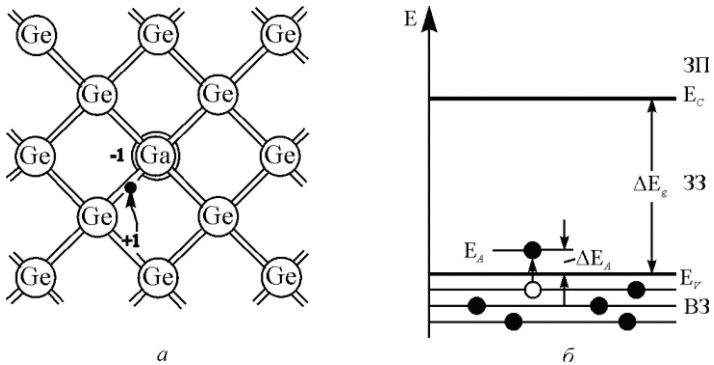


Рис. 1.9. До пояснення механізму електропровідності в акцепторному напівпровіднику: *a* — на площинній моделі; *б* — на зонній діаграмі

Якщо ввести в германій домішки третьої групи, можна підвищити концентрацію дірок. За достатньої концентрації атомів такої домішки дірки стануть основними носіями (p_p), а електрони — неосновними (n_p). Оскільки перехід електронів з валентних зв'язків до атома галію не потребує великих енергій, порівняно з шириною забороненої зони, можна припустити, що введення атома галію в германій зумовлює появу вільного рівня поблизу верху валентної зони. За низьких температур цей рівень залишається вільним. У разі незначного підвищення температури один з валентних електронів

залишає валентну зону, утворюючи після себе дірку, та займає цей рівень (рис. 1.9, б). Енергію, потрібну для переведення електрона з валентної зони на домішковий рівень, називають енергією іонізації акцепторної домішки. Домішки, здатні приймати на свої рівні валентні електрони, називають акцепторами, їх концентрацію позначають через N_A (табл. 1.1).

Таблиця 1.1

ЕНЕРГІЯ ІОНІЗАЦІЇ ДОМІШОК У ГЕРМАНІЮ І КРЕМНІЮ [eV]

Донорні домішки	Германій	Кремній
Фосфор	0,012	0,044
Арсеній	0,013	0,049
Сурма	0,0096	0,039

Акцепторні домішки	Германій	Кремній
Бор	0,0104	0,045
Алюміній	0,0102	0,057
Галій	0,0108	0,065
Індій	0,0112	0,160

Коли акцепторні домішки приймають на свої рівні електрони з валентної зони, вони спричиняють появу в напівпровіднику діркової провідності. *Напівпровідники, у яких основними носіями зарядів є дірки, називають дірковими або напівпровідниками p-типу (від positive).*

Якщо збільшувати концентрацію домішки, то відстань між домішковими атомами зменшується, їх енергетичні рівні розщеплюються і перетворюються в зони.

Утворена домішкова зона в донорному напівпровіднику в процесі розширення зливається із зоною провідності, а в акцепторному напівпровіднику — з валентною зоною. *Такі напівпровідники називають виродженими або напівметалами.*

**1.5. Розподіл носіїв заряду в зонах напівпровідника.
Рівень Фермі**

Якщо в дозволений зоні електронів менше, ніж потрібно для її заповнення, то вони займають рівні, починаючи від дна зони знизу

вгору. При цьому ймовірність P заповнення рівнів залежить від їх енергії, а верхня межа заповнення виявляється злегка розмитою (рис. 1.10). Розподіл електронів по енергіях описується статистикою Фермі–Дірака:

$$P_n(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}, \quad (1.18a)$$

де E — енергія рівня, ймовірність заповнення якого визначається; E_F — енергія рівня Фермі; k — постійна Больцмана; T — абсолютна температура.

Рівень Фермі — це енергетичний рівень, ймовірність заповнення якого дорівнює $1/2$. У термодинаміці цьому рівню відповідає електрохімічний потенціал, який дорівнює енергії утворення або зникнення однієї частинки.

Більшість переходів із заповнених рівнів на незаповнені електрони здійснюють поблизу рівня Фермі в інтервалі $3-4 kT$. За температури 300 К величина $kT = 0,025$ еВ.

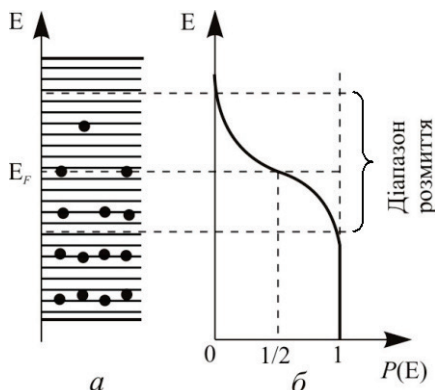


Рис. 1.10. Розподіл електронів у частково заповненій зоні (а) та функція ймовірності заповнення енергетичних рівнів (б)

Надалі іноді буває зручніше замість енергії, заданої в електрон-вольтах, оперувати потенціалом, заданим у вольтах (чисельно ці величини однакові).

Щоб перейти від однієї розмірності до іншої, достатньо розділити енергію на елементарний заряд q . Якщо зробити таку заміну в формулі (1.18а), тоді отримаємо

$$P(\varphi, T) = \frac{1}{e^{\frac{\varphi - \varphi_F}{\varphi_T}} + 1}, \quad (1.18б)$$

де φ — потенціал рівня, ймовірність заповнення якого визначається; φ_F — потенціал рівня Фермі; φ_T — температурний потенціал.

Для власного напівпровідника заповнення електроном рівня в зоні провідності рівносильне його відсутності у валентній зоні, тобто появи там дірки. Тому сума ймовірностей цих протилежних подій має дорівнювати одиниці:

$$P_n(E, T) + P_p(E, T) = 1.$$

Отже, ймовірність заповнення енергетичного рівня діркою

$$P_p = \frac{1}{e^{\frac{E_F - E}{kT}} + 1}. \quad (1.19)$$

Положення рівня Фермі в забороненій зоні визначається співвідношенням концентрацій вільних електронів і дірок. У випадку, коли ці концентрації дорівнюють одна одній (випадок власного напівпровідника), рівень Фермі перебуває посередині забороненої зони (рис. 1.11).

Якщо концентрація електронів перевищить концентрацію дірок (випадок електронного напівпровідника), то рівень Фермі зміщується від середини забороненої зони в бік зони провідності. У разі перевищення концентрації дірок (випадок діркового напівпровідника) зміщення рівня Фермі буде спостерігатися в бік валентної зони (рис. 1.12).

Чим вища концентрація донорних або акцепторних домішок, тим ближче до зони провідності або до валентної зони буде зміщуватися рівень Фермі.

У випадку, коли різниця $(E - E_F)$ у виразі (1.18а) або $(E_F - E)$ у виразі (1.19) набагато більша від kT , можна знехтувати одиницею порівняно з експонентою знаменника, і тоді ці вирази спрощуються, а розподіл носіїв у напівпровіднику буде відповідати класичній статистиці Больцмана:

$$n_n = e^{-\frac{E_F - E}{kT}}; \quad (1.20a)$$

$$p_p = e^{-\frac{E - E_F}{kT}}. \quad (1.20б)$$

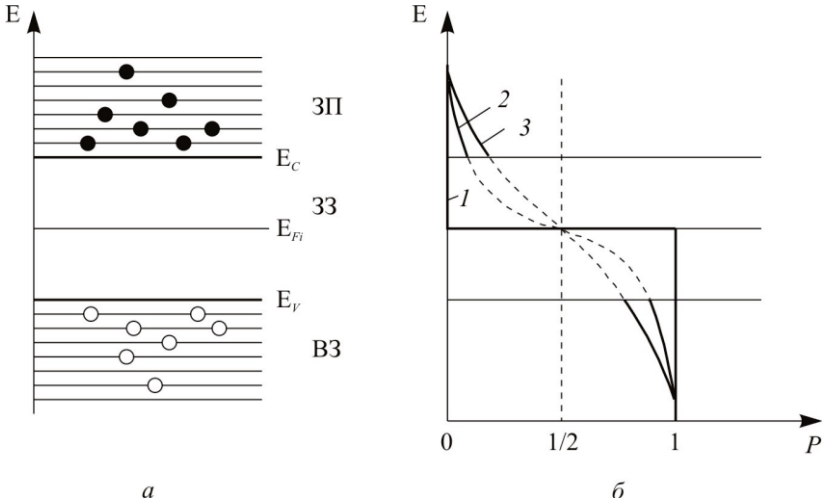


Рис. 1.11. Розподіл електронів і дірок (а) та функція ймовірності заповнення енергетичних зон у власному напівпровіднику за різних температур (б):
 1 – $T_1 = 0$ К; 2 – $T_2 > T_1$; 3 – $T_3 > T_2$

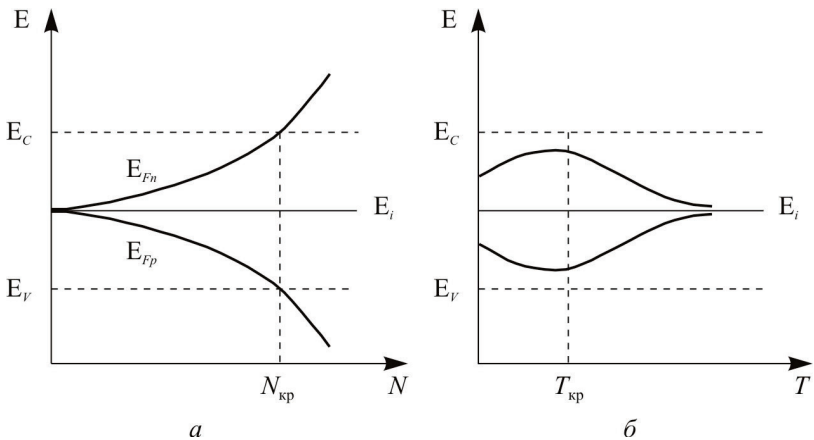


Рис. 1.12. Залежність положення рівня Фермі:
 а — від концентрації домішок; б — від температури

Напівпровідники, до яких можна застосовувати статистику Больцмана, називають невідродженими, а напівпровідники, до яких можна застосовувати статистику Фермі–Дірака, — відродженими або напівметалами.

У твердотільній електроніці здебільшого використовують невідроджені напівпровідники.

Виродження напівпровідників може відбуватися в таких випадках:

- за досить високих температур (kT — велике);
- за малої ширини забороненої зони, коли відстань від рівня Фермі до ближнього дозволеного рівня менша від $2kT$;
- у разі великої концентрації домішок, коли рівень Фермі наближається до однієї з дозволених зон ближче, ніж на $2kT$.

1.6. Концентрація носіїв заряду в напівпровідниках у рівноважному стані

За постійної температури процеси генерації зрівноважуються процесами рекомбінації і в напівпровіднику встановлюється рівноважна концентрація носіїв заряду. У рівноважному стані кількість електронів Δn , що займають дозволені рівні в деякому елементарному інтервалі енергій ΔE зі щільністю рівнів у інтервалі $N(E)$, буде визначатися кількістю дозволених рівнів у інтервалі $N(E)\Delta E$ і ймовірністю їх заповнення $P_n(E)$:

$$\Delta n = P_n(E) N(E) \Delta E. \quad (1.21)$$

Загальну концентрацію електронів у зоні провідності напівпровідника можна розрахувати, якщо проінтегрувати рівняння (1.21) у межах енергій від дна зони провідності E_C до ∞ :

$$n_0 = \int_{E_C}^{\infty} P_n(E) N_c(E) dE. \quad (1.22a)$$

Аналогічно можна розрахувати концентрацію дірок у валентній зоні напівпровідника. При цьому межі інтегрування будуть від нуля до верху валентної зони E_V :

$$p_0 = \int_0^{E_V} P_p(E) N_v(E) dE. \quad (1.22b)$$

Після обчислення рівнянь (1.22а) і (1.22б) з урахуванням виразів (1.20а), (1.20б) отримаємо:

$$n_0 = N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}}; \quad (1.23а)$$

$$p_0 = N_V e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}}, \quad (1.23б)$$

де $N_C = \frac{2(2\pi m_n^* kT)^{3/2}}{h^3}$, $N_V = \frac{2(2\pi m_p^* kT)^{3/2}}{h^3}$ — ефективні щільності енергетичних рівнів у зоні провідності та валентній зоні відповідно. Формули (1.23а) і (1.23б) універсальні та справедливі для розрахунку концентрацій носіїв заряду як у власних, так і в домішкових напівпровідниках. Суттєва відмінність, однак, полягає в положенні рівня Фермі.

Якщо перемножити формули (1.23а) і (1.23б), можна отримати одне з основоположних співвідношень для напівпровідників: *добуток концентрацій різнойменних носіїв у напівпровіднику дорівнює квадрату концентрації власних носіїв напівпровідника*:

$$n_0 p_0 = N_C N_V e^{-\frac{\Delta E_g}{kT}} = n_i^2 \quad (1.24)$$

де $\Delta E_g = E_C - E_V$ — ширина забороненої зони. Вираз (1.24) називають *законом діючих мас*. Цей вираз свідчить про те, що добуток $n_0 p_0$ не залежить від типу електропровідності та від рівня Фермі й визначається тільки шириною забороненої зони напівпровідника.

Фізичний зміст виразу (1.24) полягає у тому, що збільшення концентрацій носіїв заряду з одним знаком супроводжується зменшенням у такій самій пропорції носіїв іншого знака. Це зумовлено тим, що збільшення, наприклад, концентрації електронів зумовлює зростання ймовірності рекомбінації носіїв обох знаків, у результаті чого буде пропорційно зменшуватися концентрація дірок. Концентрацію власних носіїв можна визначити з формули (1.24):

$$n_i = p_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT}}. \quad (1.25)$$

За аналогією можна визначити концентрацію основних носіїв в електронному та дірковому напівпровідниках:

$$n_{n_0} = \sqrt{N_C N_V} e^{-\frac{\Delta E_D}{2kT}} \quad (1.26a)$$

$$p_{p_0} = \sqrt{N_C N_V} e^{-\frac{\Delta E_A}{2kT}} \quad (1.26b)$$

де ΔE_D і ΔE_A — енергія іонізації донорних й акцепторних домішок. Якщо припустити, що $N_C = N_V$, і використати рівняння (1.26a), (1.26b), (1.23a), (1.23б), можна виразити концентрацію електронів і дірок у домішковому напівпровіднику через концентрацію власних носіїв:

$$n_{n0} = n_i e^{-\frac{E_{F_i} - E_F}{kT}}; \quad (1.27a)$$

$$p_{p0} = n_i e^{-\frac{E_F - E_{F_i}}{kT}}. \quad (1.27b)$$

У домішкових напівпровідниках концентрацію носіїв можна визначати також з умови електронейтральності, яка полягає в тому, що сумарний заряд у напівпровіднику без зовнішнього впливу має дорівнювати нулю. Оскільки вже за досить низьких температур усі домішки іонізовані, для електронного напівпровідника цю умову можна сформулювати так: повний заряд основних носіїв (електронів) дорівнює сумі заряду неосновних носіїв (дірок) і заряду іонів донорів:

$$qn_{n_0} = qp_{p_0} + qN_D^+. \quad (1.28a)$$

Для діркового напівпровідника повний заряд основних носіїв (дірок) має дорівнювати сумі зарядів неосновних носіїв (електронів) і зарядів іонів акцепторів:

$$qp_{p_0} = qn_{n_0} + qN_A^-. \quad (1.28b)$$

Із рівнянь (1.28a) і (1.28b) випливає, що

$$n_{n_0} = p_{p_0} + N_D; \quad (1.29a)$$

$$p_{p_0} = n_{n_0} + N_A. \quad (1.29b)$$

Оскільки зазвичай $N_D \gg p_{p_0}$, і $N_A \gg n_{n_0}$, то можна вважати, що концентрація основних носіїв $n_n \approx N_D$, а $p_p \approx N_A$.

Концентрацію неосновних носіїв можна розраховувати на підставі формули (1.24):

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} = \frac{n_i^2}{N_D}; \quad (1.30a)$$

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{p_{p0}} = \frac{n_i^2}{N_A}. \quad (1.30б)$$

1.7. Положення рівня Фермі в забороненій зоні напівпровідника. Вплив концентрації носіїв заряду та температури

У загальному випадку значення енергії рівня Фермі в напівпровіднику можна визначити логарифмуванням рівняння (1.23a) і (1.23б):

$$E_F = E_C - kT \ln \frac{N_C}{n_0} = E_V + kT \ln \frac{N_V}{p_0}. \quad (1.31)$$

Для власного напівпровідника у формулах (1.23a) і (1.23б) необхідно замінити n_0 (або p_0) на n_i :

$$E_{F_i} = E_C - kT \ln \frac{N_C}{n_i}. \quad (1.32)$$

Якщо в рівняння (1.32) підставити значення n_i з формули (1.25) і врахувати, що $\Delta E_g = E_C - E_V$, тоді отримаємо

$$E_{F_i} = \frac{E_C + E_V}{2} + kT \ln \sqrt{\frac{N_V}{N_C}}. \quad (1.33)$$

Другою складовою в рівнянні (1.33) можна знехтувати, оскільки $N_V \approx N_C$, а $kT \ll E_C + E_V$, тоді

$$E_{F_i} = \frac{E_C + E_V}{2}. \quad (1.34)$$

Формула (1.34) підтверджує, як уже зазначалось, що рівень Фермі у власному напівпровіднику розміщено посередині забороненої зони.

Рівень Фермі в електронному напівпровіднику визначаємо з формули (1.31), якщо $n_0 = n_{n0} \approx N_D$:

$$E_{F_n} = E_C - kT \ln \frac{N_C}{N_D}. \quad (1.35)$$

Якщо чисельник і знаменник другої складової помножити на n_i і використати рівняння (1.32), тоді отримаємо

$$E_{F_n} = E_{F_i} + kT \ln \frac{N_D}{n_i}. \quad (1.36)$$

Оскільки $N_D \gg n_i$, то з виразу (1.36) випливає, що в електронному напівпровіднику рівень Фермі розміщено вище від середини забороненої зони.

Аналогічно можна знайти енергію рівня Фермі в дірковому напівпровіднику:

$$E_{F_p} = E_{F_i} - kT \ln \frac{N_A}{n_i}. \quad (1.37)$$

Оскільки $N_A \gg n_i$, то з рівняння (1.37) випливає, що в p -напівпровіднику рівень Фермі розміщено нижче від середини забороненої зони.

Зі збільшенням концентрації N_D рівень E_{F_n} зміщується вгору, а якщо збільшити N_A , то рівень E_{F_p} зміститься вниз від середини забороненої зони (рис. 1.12, а). За дуже високих концентрацій домішки рівень Фермі може перетинати межу дна зони провідності E_C або верху валентної зони E_V . Значення концентрацій домішки, за якого положення рівня Фермі збігається з межею зон, називається *критичним* ($N_{D\text{кр}}$, $N_{A\text{кр}}$).

Розглянемо залежність положення рівня Фермі від температури. Температурну залежність рівня Фермі можна визначити другою складовою формул (1.33), (1.36), (1.37).

У власному напівпровіднику рівень Фермі майже не залежить від температури, оскільки друга складова рівняння (1.33) нехтовно мала порівняно з першою.

У напівпровіднику n -типу (1.36) в інтервалі низьких температур, за яких усі домішки іонізовані, а власна електропровідність ще не настала, рівень Фермі з підвищенням температури зміщується вгору. Однак за температури, вищої за критичну, за якої настає власна

електропровідність, концентрація n_i починає суттєво зростати і рівень Фермі буде зміщуватися вниз, наближаючись до середини забороненої зони (рис. 1.12, б).

У напівпровіднику p -типу з тих же причин рівень Фермі з підвищенням температури спочатку зміщується вниз, а в разі, якщо $T > T_{кр}$, зміщується вгору, наближаючись до середини забороненої зони (рис. 1.12, б). Таким чином, у діапазоні високих температур, коли концентрація власних носіїв стає значно більшою від концентрації основних носіїв, домішковий напівпровідник втрачає свої властивості та поводить як власний. Чим менша концентрація домішок, тим за менших температур існує ймовірність переродження домішкового напівпровідника у власний.

1.8. Концентрація носіїв заряду в напівпровідниках у нерівноважному стані

Якщо на напівпровідник, окрім теплового, діють зовнішні фактори (світло, радіація, сильне електричне поле і т. ін.), то в ньому виникає додаткова концентрація носіїв заряду Δn (або Δp), яку називають *надмірною концентрацією*. Концентрація електронів і дірок у напівпровіднику в нерівноважному стані буде становити:

$$n = n_0 + \Delta n, \quad p = p_0 + \Delta p. \quad (1.38)$$

Якщо зовнішня дія має енергію, яка дорівнює, або перевищує енергію забороненої зони, тоді

$$\Delta n = \Delta p. \quad (1.39)$$

Перемноживши n і p і врахувавши рівняння (1.24), отримаємо

$$np = n_i^2 + n_0 \Delta p + p_0 \Delta n + \Delta n \Delta p. \quad (1.40)$$

У випадку, коли Δn і $\Delta p > 0$, добуток $np > n_i^2$, тобто в нерівноважному стані закон діючих мас не виконується. Після припинення зовнішньої дії концентрація носіїв з плином часу зменшується і стає рівноважною внаслідок рекомбінації та інших причин.

Рекомбінація носіїв може відбуватися або прямим шляхом — із зони в зону, або через вакантні енергетичні рівні в забороненій зоні (рис. 1.13), які називаються центрами рекомбінації або уловлювачами. Перехід електрона із зони провідності на рівень уловлювача,

а потім у валентну зону більш ймовірний, ніж безпосередній перехід із зони провідності у валентну зону, тому рекомбінація через уловлювачі відіграє головну роль. Центри рекомбінації утворюються домішками, які формують енергетичні рівні поблизу середини забороненої зони. До таких домішок належать мідь, нікель, кобальт, залізо та ін. Дуже активні центри рекомбінації утворює золото, оскільки в забороненій зоні виникає декілька енергетичних рівнів. Уловлювачами можуть бути й різні дефекти кристалічної ґратки.

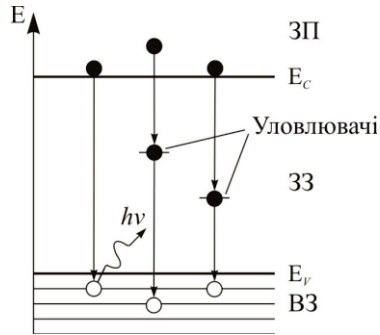


Рис. 1.13. Схема рекомбінації носіїв заряду

У разі незначних перебільшень нерівноважної концентрації над рівноважною можна вважати, що кількість частинок $d(n - n_0)$, які рекомбінують в об'ємі, пропорційна надмірній концентрації $(n - n_0)$ і часу dt , тобто

$$d(\Delta n) = -\alpha(\Delta n)dt, \quad (1.41)$$

де α — коефіцієнт, який залежить від властивостей напівпровідника. Знак « \rightarrow » вказує на те, що надмірна концентрація зменшується з часом.

Після інтегрування виразу (1.41) знаходимо:

$$\ln \Delta n = -\alpha t + c.$$

Сталу інтегрування c знаходимо з початкових умов. Нехай в момент $t = 0$ надмірна концентрація дорівнює $\Delta n(0)$. Тоді $c = \ln \Delta n(0)$ і змінювання надмірної концентрації з часом буде відповідати закону

$$\Delta n = \Delta n(0)e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (1.42)$$

де $\tau = 1/\alpha$ — час життя надмірних носіїв у напівпровіднику.

Протягом часу $t = \tau$ концентрація надмірних носіїв зменшується в e разів. Для виготовлення напівпровідникових приладів на основі германію та кремнію використовують кристали, час життя яких має значення 10 – 100 мкс.

Якщо продиференціювати рівняння (1.42) за часом, знайдемо швидкість рекомбінації надмірних носіїв в об'ємі напівпровідника:

$$R_V = \frac{d \Delta n}{dt} = \frac{\Delta n}{\tau_V}. \quad (1.43)$$

Рекомбінація носіїв може відбуватися не тільки в об'ємі, але й на поверхні напівпровідника, причому остання часто має більш суттєве значення. Це пояснюється тим, що на поверхні напівпровідника завжди є різні дефекти ґратки, а також оксидні плівки й адсорбовані гази, які можуть утворювати велику кількість уловлювачів, які викликають інтенсивний процес рекомбінації носіїв. Роль поверхневої рекомбінації тим вища, чим більше відношення площі поверхні до об'єму зразка.

Поверхневі процеси характеризуються швидкістю поверхневої рекомбінації R_S і часом життя носіїв на поверхні τ_S .

На відміну від швидкості об'ємної рекомбінації R_V , яка характеризується кількістю носіїв, що рекомбінують за одиницю часу, коефіцієнт R_S показує, з якою швидкістю носії рухаються з об'єму до поверхні та вимірюється в сантиметрах за секунду (см/с).

На практиці для аналізу та розрахунку напівпровідникових приладів використовують єдиний параметр — ефективний час життя τ , який характеризує сумісний вплив об'ємної та поверхневої рекомбінацій:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_V} + \frac{1}{\tau_S}. \quad (1.44)$$

Ефективний час життя носіїв заряду у напівпровідникових приладах зазвичай має значення 0,1...2 мкс, але може бути на порядок більшим або меншим від цієї величини.

1.9. Питома електропровідність і питомий опір. Вплив температури

Електропровідність речовини визначається концентрацією рівноважних носіїв заряду та їх рухливістю (1.11). У загальному вигляді питому провідність напівпровідника знаходять таким чином:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = qn\mu_n + qp\mu_p, \quad (1.45)$$

де ρ — питомий опір; μ_n , μ_p — рухливість електронів і дірок відповідно.

Питому провідність власного, електронного та діркового напівпровідників згідно з рівнянням (1.45) можна відповідно записати у вигляді:

$$\sigma_i = \frac{1}{\rho_i} = qn_i(\mu_n + \mu_p); \quad (1.46)$$

$$\sigma_n = \frac{1}{\rho_n} = qn_n\mu_n; \quad (1.47)$$

$$\sigma_p = \frac{1}{\rho_p} = qp_p\mu_p. \quad (1.48)$$

Питома електропровідність значною мірою залежить від температури. Ця залежність визначається залежністю від температури концентрації та рухливості носіїв.

1.9.1. Температурна залежність концентрації носіїв

Температурну залежність концентрації власних носіїв визначають за формулою (1.25). Для побудови графіка $n_i(T)$ прологарифмуємо рівняння (1.25) і зведемо його до вигляду

$$\ln n_i = \ln A - \frac{B}{T}, \quad (1.49)$$

де $A = \sqrt{N_c N_v}$, $B = \frac{\Delta E_g}{2k}$.

Коефіцієнти A і B майже не залежать від температури та суттєво не впливають на температурну залежність n_i . За цієї умови формула (1.49) описує рівняння прямої, тангенс кута нахилу α якої дорівнює $\frac{\Delta E_g}{2k}$ (рис. 1.14, а). Коефіцієнт A відповідає концентрації n_i за температури $T = \infty$, тобто коли всі валентні електрони перейшли в зону провідності.

Температурна залежність концентрації домішкових напівпровідників значно складніша, ніж власних. Розглянемо залежність $n(T)$ для напівпровідників з концентрацією донорів N_D . На графіку цю залежність у напівлогарифмічному масштабі показано у вигляді ламаної лінії, яка складається з трьох відрізків (рис. 1.14, б).

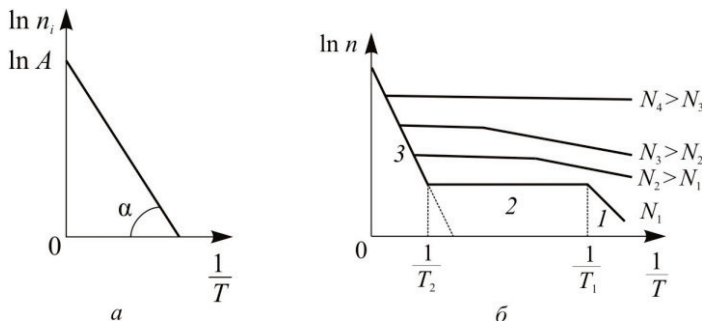


Рис. 1.14. Залежність концентрації носіїв заряду від температури: *a* — у власному напівпровіднику; *б* — у домішковому напівпровіднику

В інтервалі низьких температур (відрізок *1*) залежність $n(T)$ описується формулами (1.26а) і (1.26б). Тангенс кута нахилу цього відрізка пропорційний енергії іонізації донорів ΔE_D . За деякої температури T_1 усі домішки іонізовані, а іонізація власних атомів ще не настала, тому в діапазоні температур від T_1 до T_2 (відрізок *2*) концентрація електронів залишається постійною. За температури T_2 настає іонізація власних атомів напівпровідника і концентрація носіїв знову починає зростати. Відрізок *3* на рис.1.14, *б* відповідає власній електропровідності напівпровідника. Тангенс кута нахилу прямої на цьому відрізку пропорційний ширині забороненої зони ΔE_g . Температура, за якої настає власна електропровідність, буде тим меншою, чим менша ширина забороненої зони напівпровідника.

Принцип дії більшості напівпровідникових приладів ґрунтується на використанні домішкової електропровідності і поява власної електропровідності порушує їх нормальну роботу. Тому температуру T_2 вважають максимальною робочою температурою напівпровідникового приладу.

Із підвищенням концентрації домішок кут нахилу відрізка *1* зменшується, а його протяжність збільшується. Це зумовлено тим, що зі збільшенням концентрації домішок унаслідок взаємодії домішкових атомів відбувається розщеплення домішкових енергетичних рівнів і зменшення енергії іонізації домішок. За досить великої концентрації домішок (N_D) напівпровідник стає виродженим, домішкова зона перекривається із зоною провідності і енергія іонізації домішок стає нульовою. Тому відрізки *1* і *2* на рис. 1.14, *б* зливаються і концентрація носіїв залишається незмінною майже до температури T_2 .

1.9.2. Температурна залежність рухливості носіїв

Температурна залежність рухливості пов'язана з розсіюванням носіїв заряду, під яким розуміють зіткнення носіїв з різними перешкодами в кристали напівпровідника. Причому це не обов'язково мають бути безпосередні зіткнення. Під розсіюванням розуміють також змінювання швидкості та траєкторії руху носіїв. Розсіювання електронів і дірок може відбуватися на іонах і нейтральних атомах домішки, на різних дефектах, на теплових коливаннях ґратки (фононах). У реальних кристалах напівпровідників на температурну залежність рухливості впливають передусім два механізми: розсіювання на іонізованих домішках і розсіювання на теплових коливаннях атомів.

Іонний механізм розсіювання є результатом взаємодії зарядів рухливих носіїв та іонізованих атомів домішки. Заряди іонів відхиляють (розсіюють) своїм полем електрони та дірки, що рухаються, причому відхилення тим сильніше, чим повільніше рухається носій заряду та чим ближче проходить він мимо іона домішки. Із підвищенням температури швидкість теплового руху носіїв зростає, вони менше часу перебувають у полі іона, і, отже, менше змінюють траєкторію свого руху. Для цього випадку розсіювання рухливість зростає з підвищенням температури за законом

$$\mu = aT^{\frac{3}{2}}, \quad (1.50)$$

де a — постійний коефіцієнт, який залежить від властивостей напівпровідника.

За температури абсолютного нуля коливання атомів кристалічної ґратки не відбуваються і атоми не є перешкодами на шляху руху носіїв, оскільки носії взаємодіють тільки з атомами, що коливаються (фононами). В інтервалі дуже низьких температур інтенсивність теплових коливань мала, кількість фононів незначна і розсіювання відбувається головним чином на дефектах та іонізованих домішках. Із підвищенням температури кількість фононів збільшується і в діапазоні високих температур переважним виявляється фононний механізм розсіювання і рухливість носіїв зменшується приблизно за законом

$$\mu = bT^{-\frac{3}{2}}, \quad (1.51)$$

де b — постійний коефіцієнт.

Різний характер впливу механізмів розсіювання в інтервалі низьких і високих температур призводить до появи максимуму в температурній залежності рухливості носіїв (рис. 1.15).

Температурну залежність електропровідності домішкового напівпровідника показано на рис. 1.16. На відрізках 1 і 3 ця залежність здебільшого визначається залежністю концентрації носіїв заряду від температури, а на відрізку 2 — залежністю рухливості від температури.

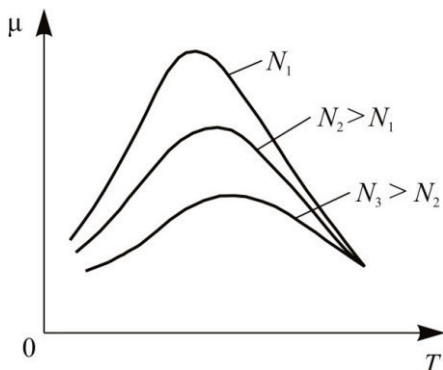


Рис. 1.15. Залежність рухливості носіїв заряду від температури

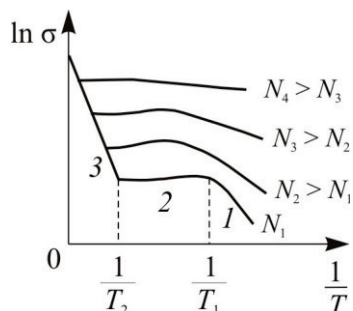


Рис. 1.16. Залежність електропровідності домішкового напівпровідника від температури

1.10. Струми в напівпровідниках

У загальному випадку напрямлене перенесення носіїв заряду (струм) у напівпровідниках зумовлено двома процесами: дифузією під дією градієнта концентрації та дрейфом під дією градієнта потенціалу. Оскільки в напівпровідниках носіями заряду є електрони та дірки, то повний струм має чотири складові: дифузійний струм дірок $j_{p\text{диф}}$, дрейфовий струм дірок $j_{p\text{др}}$, дифузійний струм електронів $j_{n\text{диф}}$, дрейфовий струм електронів $j_{n\text{др}}$:

$$j = j_{p\text{диф}} + j_{p\text{др}} + j_{n\text{диф}} + j_{n\text{др}}. \quad (1.52)$$

Густина дифузійних складових струмів пропорційна градієнту концентрації носіїв і для одновимірного випадку вона становить:

$$j_{p\text{диф}} = -qD_p \frac{dp}{dx}; \quad (1.53a)$$

$$j_{n\text{диф}} = qD_n \frac{dn}{dx}, \quad (1.53б)$$

де D_p і D_n — коефіцієнти дифузії дірок і електронів.

Знак (–) у формулі (1.53a) пояснюється тим, що заряд дірок позитивний, а градієнт негативний, оскільки концентрація дірок спадає в бік зростання координати x .

Коефіцієнт дифузії пов'язаний з рухливістю відповідних носіїв співвідношенням Ейнштейна:

$$D = \varphi_T \mu. \quad (1.54)$$

Густина дрейфових складових струму пропорційна градієнту потенціалу, тобто напруженості електричного поля E :

$$j_{p\text{др}} = q\mu_p \frac{d\varphi}{dx} = q\mu_p E; \quad (1.55a)$$

$$j_{n\text{др}} = q\mu_n \frac{d\varphi}{dx} = q\mu_n E. \quad (1.55б)$$

Таким чином, сумарна густина струму

$$j = -qD_p \frac{dp}{dx} + qD_n \frac{dn}{dx} + q\mu_p E + q\mu_n E. \quad (1.56)$$

Як впливає з формули (1.56), для визначення струму необхідно знати значення концентрації носіїв і електричного поля в напівпровіднику. У загальному випадку концентрації p і n залежать від двох змінних: координати x і часу t . Тому для визначення струмів потрібно заздалегідь знайти функції $p(x,t)$ і $n(x,t)$. Ці функції є розв'язками рівнянь неперервності потоку, котрим у будь-який момент часу підпорядковується рух носіїв заряду. Для дірок і електронів рівняння неперервності можна записати у такому вигляді:

$$\frac{dp}{dt} = G_p - R_p - \frac{1}{q} \operatorname{div} j_p; \quad (1.57a)$$

$$\frac{dn}{dt} = G_n - R_n + \frac{1}{q} \operatorname{div} j_n; \quad (1.57б)$$

Змінювання концентрації носіїв з часом	=	Швидкість генерації носіїв під дією зовнішнього фактора	-	Швидкість рекомбінації ї носіїв	+	Дивергенція потоків носіїв
--	---	---	---	---------------------------------------	---	-------------------------------

Складові в правих частинах рівнянь виражають можливі причини зміни концентрації носіїв з часом. Частково ці складові можна розглядати як швидкості нагромадження або розсмоктування носіїв, зумовлені нерівністю потоків, що втікають і витікають з деякого елементарного об'єму. Такий дисбаланс потоків характеризується дивергенцією вектора густини потоку — j/q .

Дивергенція цього вектора для одновимірного випадку:

$$\operatorname{div} \frac{j}{q} = \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} (j_{\text{диф}} + j_{\text{др}}). \quad (1.58)$$

Електричне поле E можна знайти, проінтегрувавши рівняння Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = - \frac{\xi}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (1.59)$$

де φ — потенціал; ξ — густина заряду в напівпровіднику.

Розв'язання рівнянь (1.57a), (1.57б) і (1.59) у загальному вигляді неможливе. Тому для конкретних випадків ці рівняння можна розв'язувати з урахуванням певних припущень.

1.11. Рух носіїв заряду в сильних електричних полях

Поводження носіїв заряду в напівпровідниках за наявності електричного поля можна розглядати як суперпозицію їх теплового хаотичного руху та напрямленого руху під дією електричного поля.

Тепловий рух характеризується тепловою швидкістю v_T , часом вільного пробігу τ , довжиною вільного пробігу l .

Дрейфовий рух характеризується дрейфовою швидкістю носіїв заряду $v_{др}$ і рухливістю μ .

Хаотичний характер руху електронів дає змогу розглядати їх як електронний газ з деякою електронною температурою, яка визначається співвідношенням

$$\frac{mv_{т}^2}{2} = \frac{3}{2}kT_n. \quad (1.60)$$

У стані термодинамічної рівноваги встановлюється середня температура електронів T_n , яка дорівнює температурі кристалічної ґратки.

В електричному полі електрони набувають додаткової енергії, що рівнозначно підвищенню їх температури. Такі електрони називають «гарячими».

Розглянемо вплив електричного поля E на дрейфову швидкість носіїв заряду: $v_{др} = \mu E$. Відповідно до рівняння (1.5) рухливість носіїв μ пропорційна часу вільного пробігу $\tau_{сер}$.

У слабких полях $v_{др} \ll v_{т}$ і час $\tau_{сер}$ визначається тільки хаотичним рухом, а рухливість носіїв заряду не залежить від E . Проте в сильних полях дрейфова швидкість стає сумірною з тепловою $v_{др} \approx v_{т}$; час $\tau_{сер}$ і рухливість μ зменшуються, а зростання дрейфової швидкості зі збільшенням E сповільнюється. Якщо напруженість $E \approx 10^4$ В/см, відбувається насичення дрейфової швидкості $v_{др}$ і вона залишається сталою (рис. 1.17). Швидкість насичення $v_{дрн}$ електронів у германію становить $6 \cdot 10^7$ см/с, а дірок — 10^7 см/с; у кремнію $v_{дрн}$ електронів дорівнює 10^7 см/с, а дірок — $8 \cdot 10^6$ см/с.

У деяких напівпровідниках залежність дрейфової швидкості від напруженості відрізняється від описаної. Наприклад, у залежності $v_{др}(E)$ арсеніду галію є максимум $v_{др} = 2 \cdot 10^7$ см/с за напруженості $E \approx 4 \cdot 10^3$ В/см. Така залежність визначається структурою зони провідності арсеніду галію (рис. 1.18).

Її особливістю є наявність у просторі квазіімпульсів (у K -просторі) двох мінімумів енергії електронів, які називаються енергетичними долинами (рис. 1.18). Мінімальна енергія центральної долини I (дно зони провідності) відповідає хвильовому вектору $K = 0$.

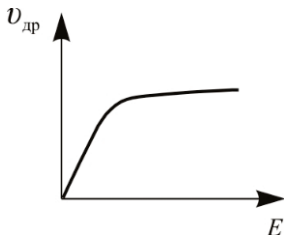


Рис. 1.17. Залежність дрейфової швидкості носіїв заряду від електричного поля

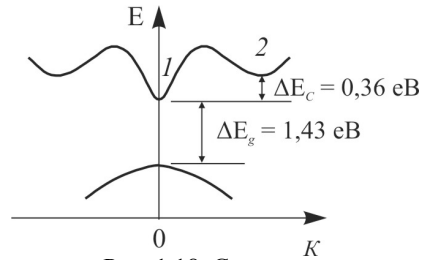


Рис. 1.18. Структура енергетичних зон арсеніду галію у напрямі [100]

Бокова долина 2 відокремлена від долини 1 енергетичним проміжком $\Delta E = 0,36$ eВ. Ефективні маси електронів та їх рухливості в центральній та боковій долинах різні. Електрони в центральній долині називають «легкими», а електрони бокової долини — «важкими». Відповідно до рівняння (1.10) рухливість електронів обернено пропорційна їх масі.

Для арсеніду галію ефективна маса електрона в долині 1 становить $m_1^* = 0,072 m_0$, а рухливість $\mu_1 = 8 \cdot 10^3$ см²/В·с, у долині 2 — $m_2^* = 1,2 m_0$, $\mu_2 = 10^2$ см²/В·с.

У слабких електричних полях на ділянці робочих температур усі електрони перебувають у долині 1. Їх дрейфова швидкість $v_{др1} = \mu_1 E$. Із зростанням E електрони отримують додаткову енергію («розігріваються») та за деякої *порогової величини напруженості* $E_{пор}$ електрони з долини 1 переходять в долину 2, де їх дрейфова швидкість різко зменшується та стає величиною $v_{др2} = \mu_2 E$. Таким чином, на залежності $v_{др}(E)$ з'являється спадна частина (рис. 1.19).

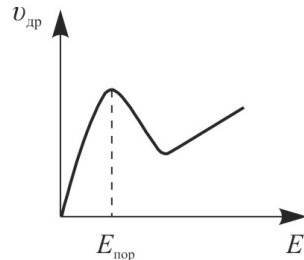


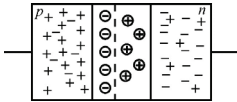
Рис. 1.19. Залежність дрейфової швидкості носіїв заряду від напруженості електричного поля в арсеніду галію

Порогова величина напруженості електричного поля для GaAs дорівнює, приблизно, 3,2 кВ/см, а максимальна дрейфова швидкість — $2,2 \cdot 10^7$ см/с.

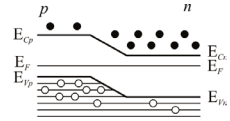
Коли всі електрони із долини 1 перейдуть до долини 2, їх дрейфова швидкість знову починає збільшуватися і досягає насиченості.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Наведіть визначення електропровідності речовини.
2. Напишіть формулу електропровідності.
3. Наведіть визначення рухомості носіїв заряду.
4. Поясніть основні положення зонної теорії речовини.
5. У чому полягає відмінність між провідниками, напівпровідниками та діелектриками з погляду зонної теорії?
6. Поясніть механізми власної та домішкової електропровідностей напівпровідників.
7. Яким законам підпорядковується розподіл носіїв заряду в зонах напівпровідника?
8. Що таке енергетичний рівень Фермі?
9. Поясніть залежність положення рівня Фермі від концентрації носіїв заряду та температури.
10. Що таке вироджений напівпровідник?
11. Наведіть визначення закону діючих мас для напівпровідника.
12. Напишіть формули для визначення концентрації носіїв заряду в електронному та дірковому напівпровідниках.
13. Напишіть формули для визначення енергії рівня Фермі в електронному та дірковому напівпровідниках.
14. Що таке нерівноважний стан напівпровідника?
15. Поясніть механізми генерації та рекомбінації в напівпровідниках за допомогою енергетичних діаграм.
16. Що таке час життя надмірних носіїв заряду?
17. Поясніть вплив поверхні на час життя носіїв заряду.
18. Поясніть температурну залежність концентрації носіїв заряду власного та домішкового напівпровідників.
19. Поясніть температурну залежність рухливості носіїв заряду.
20. Наведіть вирази для дифузійних і дрейфових струмів у напівпровідниках.
21. Який зв'язок між коефіцієнтом дифузії та рухливістю носіїв заряду? Наведіть співвідношення Ейнштейна.
22. Наведіть рівняння неперервності та Пуассона.
23. Зобразіть графічно залежність дрейфової швидкості носіїв заряду в напівпровідниках від електричного поля.
24. Які особливості залежності дрейфової швидкості носіїв заряду в арсеніді галію?



ЕЛЕКТРИЧНІ ПЕРЕХОДИ МІЖ НАПІВПРОВІДНИКАМИ



Електричні переходи можуть утворюватися між металами та напівпровідниками, між металами та діелектриками, між діелектриками та напівпровідниками. Але найбільший інтерес для створення різних напівпровідникових приладів та інтегральних мікросхем становлять електричні переходи у напівпровідниках.

Електричні переходи між двома областями одного і того ж напівпровідника з різною електропровідністю називають *гомогенними переходами* (*гомoperходами*), а між різними за хімічним складом напівпровідниками — *гетерогенними переходами* (*гетерoperходами*).

Переходи між напівпровідниками з електропровідністю одного типу називають *ізотипними*. Такі переходи можуть бути електронно-електронними ($n^+ - n$) або дірково-дірковими ($p^+ - p$). Знак «+» вказує на більш високу концентрацію носіїв заряду.

Переходи між напівпровідниками з електропровідністю різного типу називаються *анізотипними*.

Електричний перехід між двома областями напівпровідника, одна з яких p -типу, а друга n -типу, називають електронно-дірковим переходом, або $p-n$ переходом.

Електронно-дірковий перехід має багато унікальних властивостей, які дозволяють використовувати їх для створення тих, чи тих напівпровідникових приладів. Тому під час розглядання електричних переходів у напівпровідниках електронно-дірковому переходу буде приділятися найбільша увага.

2.1. Електронно-дірковий перехід. Структура та методи утворення

Структуру $p-n$ переходу показано на рис. 2.1, а. $P-n$ перехід є перехідним шаром між областями напівпровідника з електронною та дірковою електропровідностями, у якому внаслідок дифузійних процесів утворюється внутрішнє електричне поле. $P-n$ перехід має

більш високий опір порівняно з нейтральними областями p і n . Цей опір приблизно дорівнює опору власного напівпровідника.

Тип і величина електропровідності областей напівпровідника, що контактують, визначаються концентрацією донорних та акцепторних домішок. Властивості p - n переходу залежать від закону розподілу домішок на межі розділення p - та n -областей. Якщо концентрація донорів N_D і концентрація акцепторів N_A від однієї області до іншої змінюється стрибком, то перехід називають східчастим (рис. 2.1, б), а в разі плавного змінювання концентрації домішок — плавним (рис. 2.1, в). За співвідношенням концентрацій домішок N_A і N_D розрізняють переходи симетричні та несиметричні. Якщо $N_A = N_D$, перехід називають симетричним, а якщо $N_A \neq N_D$, то — несиметричним. У напівпровідникових приладах зазвичай використовують несиметричні переходи.

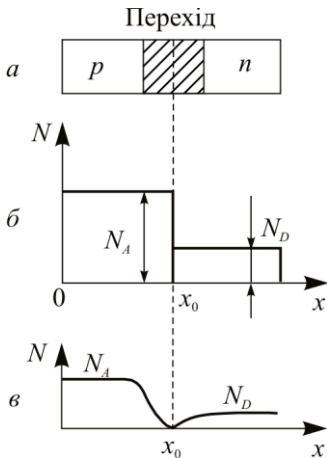


Рис. 2.1. Структура p - n переходу (а) та розподіл домішок у східчастому (б) і в плавному (в) переходах

Тепер для утворення p - n переходів використовують різні методи: метод вплавлення, метод дифузії, метод іонної імплантації, метод епітаксії тощо. Перші три методи ґрунтуються на перекомпенсації провідності частини початкового напівпровідника через уведення домішки протилежного типу. Процес уведення домішки в напівпровідник називають легуванням.

Метод вплавлення. Цей метод ґрунтується на вплавленні в початковий напівпровідник сплаву, який містить потрібну домішку. Якщо напівпровідник n -типу, тоді вплавляють акцепторну домішку, а якщо напівпровідник p -типу, то вплавляють донорну домішку. Вплавлення

здійснюють за температури дещо вищої від температури плавлення сплаву з домішкою. Напівпровідник у місці контакту з розплавом розчиняється та насичується домішкою. За час охолодження системи відбувається рекристалізація розчину з уведенням атомів домішки в кристалічну ґратку. Наприклад, для утворення германієвих p - n

переходів як початкову беруть пластину з германію n -типу. На неї кладуть таблетку індію, який є акцептором. Цю систему розміщують або у вакуумній, або у водневій печі та нагрівають до температури $450 \dots 550^\circ\text{C}$. Індію розплавляється за температури $156,2^\circ\text{C}$. Германій розчиняється в розплаві індію та збагачується атомами акцептора. Через декілька хвилин нагрівання припиняють. Під час охолодження відбувається рекристалізація розплаву і на межі з нерозчиненим германієм утворюється шар германію p -типу. Таким чином, у напівпровіднику утворюються дві області з провідністю p - та n -типу, між якими і утворюється електронно-дірковий перехід. Площину контакту цих областей називають металургійною межею p - n переходу. Метод вплавлення дозволяє отримати східчасті p - n переходи, у яких концентрація домішок на межі розділення двох областей змінюється стрибком.

Метод дифузії. Натепер дифузія — основний метод отримання p - n переходів. Джерелом дифузії (дифузантом) можуть бути рідина, газ або тверда речовина, які містять в собі потрібну домішку. Наприклад, кремнієві p - n переходи виготовляють дифузією алюмінію або бору в кремній n -типу, або дифузією фосфору в кремній p -типу з газового середовища. Дифузія відбувається в спеціальних дифузійних печах за високої температури, за якої забезпечується потрібне значення коефіцієнта дифузії домішки. Для кремнію ця температура становить $1000 \dots 1300^\circ\text{C}$. Дифузія може відбуватися як з постійного (необмеженого), так і з обмеженого джерела.

У процесі дифузії з постійного джерела концентрація домішки на поверхні напівпровідника залишається постійною, а її розподіл по координаті x відповідає додатковій функції помилок (рис. 2.2, а):

$$N(x, t) = N_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right), \quad (2.1)$$

де N_0 — концентрація домішки джерела; D — коефіцієнт дифузії; t — час дифузії. Глибина дифузії залежить від коефіцієнта дифузії та часу дифузії:

$$L_N = 1,77\sqrt{Dt}. \quad (2.2)$$

У випадку обмеженого джерела розподіл домішки в напівпровіднику відповідає закону Гаусса (рис. 2.2, б):

$$N(x, t) = \frac{\bar{N}}{\sqrt{\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}}, \quad (2.3)$$

де \bar{N} — повна кількість домішки у напівпровіднику на одиницю площі, яка залишається постійною в процесі дифузії. Глибина дифузії з обмеженого джерела

$$L_N = 2,88\sqrt{Dt} . \quad (2.4)$$

Методом дифузії утворюються плавні переходи. Площина, яка проходить через координату x_0 (див. рис. 2.1, в), де концентрація $N_A = N_D$, відповідає металургійній межі p - n переходу.

Іонна імплантація. Це легування напівпровідника його бомбардуванням іонами домішки в спеціальних установках. Такі установки дозволяють іонізувати атоми домішки та прискорювати іони до високих енергій ($10 \dots 10^3$ кВ), що забезпечує їх уведення в напівпровідник на глибину до кількох мікрометрів. Іонна імплантація дозволяє точно дозувати кількість домішок напівпровідника за відносно низьких температур. Однак у процесі бомбардування кристалічна ґратка порушується та появляються радіаційні дефекти, для усунення яких здійснюють рекристалізаційне відпалювання отриманих структур за відносно високих температур.

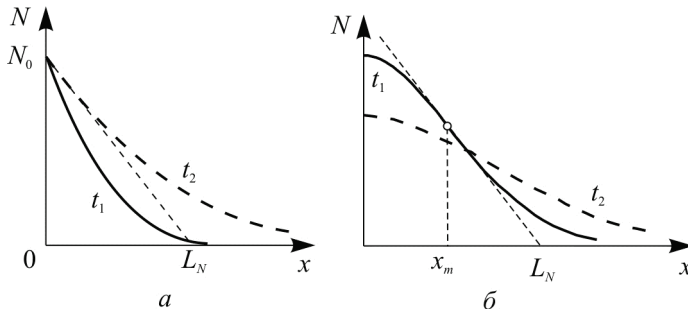


Рис. 2.2. Розподіл домішок у напівпровіднику:
 а — у разі дифузії з необмеженого джерела;
 б — у разі дифузії з обмеженого джерела

Епітаксія. Епітаксія — це нарощування монокристалічних шарів на напівпровідникову підкладку, які повторюють структуру та кристалографічну орієнтацію підкладки.

На відміну від вищезгаданих методів епітаксія дозволяє створити p - n переходи без перекомпенсації домішок у початковій підкладці. Епітаксіально вирощені шари можуть мати як більшу, так і меншу

концентрацію домішок порівняно з концентрацією домішок у підкладці. Концентрація домішок на межі між епітаксialною плівкою та підкладкою змінюється стрибком, тому p - n переходи, які отримують методом епітаксії, належать до східчастих. Тепер використовують рідинну, газозфазну та молекулярно-променеву епітаксію.

2.2. Фізичні процеси під час створення p - n переходу

Розглянемо фізичні процеси на межі розділення напівпровідників p - та n -типу під час утворення східчастого переходу (рис. 2.3). При цьому припускаємо, що $N_A > N_D$ і домішки повністю іонізовані, тобто концентрація основних носіїв приблизно дорівнює $p_{p_0} = N_A$, а $n_{n_0} = N_D$ (рис. 2.3, а).

Кожна окремо взята область напівпровідника електронейтральна, тобто позитивний заряд дірок p -області компенсується негативним зарядом іонізованих атомів акцепторів N_A^- і негативним зарядом неосновних носіїв (електронів), а негативний заряд електронів в області n компенсується позитивним зарядом іонізованих атомів донорів N_D^+ і позитивним зарядом неосновних носіїв (дірок).

Припустімо, що напівпровідники з'єднані між собою таким чином, що між ними немає проміжного шару (рис. 2.3, б). Тоді внаслідок того, що концентрація дірок у p -області більша, ніж у n -області, а концентрація електронів у n -області більша, ніж у p -області, через межу розділення під дією градієнта концентрації починається дифузія основних носіїв: дірок з p -області в n -область, а електронів з n -області в область p . На місцях дірок, що перейшли, в області p залишаються негативно заряджені атоми акцепторів N_A^- , а на місцях електронів, що перейшли, в області n — позитивно заряджені атоми донорів N_D^+ . Заряди іонізованих атомів домішок нерухомі, оскільки вони жорстко закріплені в кристалічній ґратці. Таким чином, по обидва боки розділення напівпровідників утворюються некомпенсовані об'ємні (просторові) заряди протилежного знака (рис. 2.3, в) і між ними виникає контактна різниця потенціалів, яку називають потенціальним бар'єром, або дифузійним потенціалом ϕ_0 (рис. 2.3, г). Висота потенціального бар'єра дорівнює різниці потенціалів p - та n -областей:

$$\phi_0 = \phi_n - \phi_p. \quad (2.5)$$

Зазвичай як «нульовий» беруть від'ємний потенціал області p . Для наочності дії потенціального бар'єра на рух носіїв розподіл потенціалу зображують так, як показано пунктиром на рис. 2.3, z . Области напівпровідників, віддалені від межі розділення, залишаються нейтральними, оскільки в них заряди іонізованих донорів та акцепторів компенсуються відповідно зарядами вільних електронів і дірок.

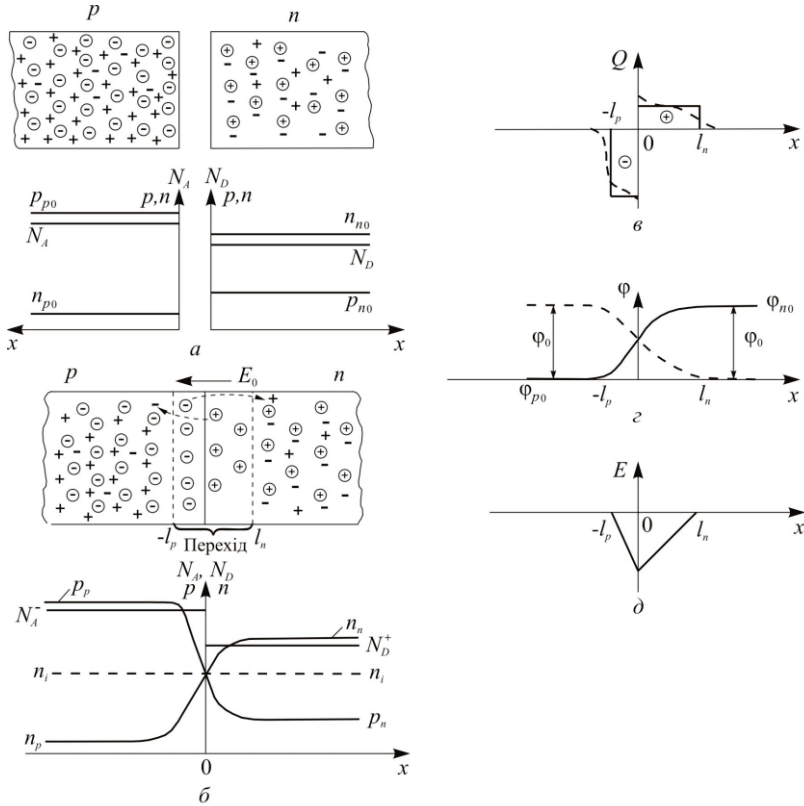


Рис. 2.3. До пояснення процесів утворення p - n переходу: a — носії зарядів та їх розподілів окремих напівпровідниках p - та n -типів; b — механізм утворення шару просторового заряду, розподіл основних і неосновних носіїв зарядів у разі контакту p і n напівпровідників; c — розподіл електричного заряду; z — розподіл потенціалу; d — розподіл електричного поля в p - n переході

Поява об'ємного заряду сприяє утворенню внутрішнього електричного поля E_0 , напрямленого таким чином, щоб протидіяти дифузій-

ному руху основних носіїв через межу розділення (рис. 2.3, *д*). Це поле тим сильніше, чим більша кількість основних носіїв перейде в сусідні ділянки. Дифузійний механізм утворення неодмінно призведе до того, що через деякий час поле досягне величини, за якої дифузія основних носіїв заряду майже повністю припиниться. Для неосновних носіїв заряду поле E_0 прискорювальне, і якщо електрони в області p , або дірки в області n якимось чином (наприклад, унаслідок теплового хаотичного руху) потрапляють в область об'ємного заряду, то вони будуть перекинуті полем в протилежну область. Таким чином, через межу розділення p і n напівпровідників одночасно з дифузійними потоками основних носіїв заряду будуть протікати дрейфові потоки неосновних носіїв. Дифузійні та дрейфові потоки напрямлені зустрічно та дорівнюють один одному, тому в рівноважному стані електричного струму через p - n перехід немає.

Шар об'ємного заряду збіднений рухомими носіями і його питомий опір близький до опору власного напівпровідника. Цей шар і називають електронно-дірковим переходом (або скорочено p - n переходом).

Розглянемо рух носіїв через перехід з погляду зонної теорії. На рис. 2.4, *а* показано зонні діаграми окремо взятих напівпровідників. Рівні Фермі в них займають різні положення (мають різну енергію). Під час контакту рівень Фермі системи має бути єдиним, що призводить до викривлення енергетичних рівнів зони провідності та валентної зони біля межі розділення та до утворення енергетичного (потенціального) бар'єра (рис. 2.4, *б*). Потенціальний та енергетичний бар'єри пов'язані між собою формулою

$$\varphi_0 = \frac{E_{C_p} - E_{C_n}}{q},$$

де E_{C_p} , E_{C_n} — енергія дна зони провідності області p і області n відповідно; q — заряд електрона.

Уподібнимо електрони важким кулькам, а дірки — легким поплавкам. Для того щоб електрони області n як основні носії перейшли (продифундували) в область p , їм необхідно піднятися під «гору», тобто перебороти енергетичний бар'єр. Це здатні зробити тільки найбільш енергійні електрони, а решта електронів залишаться в області n . Навпаки, електрони в області p як неосновні носії скочуються з «гори» та потрапляють в область n .

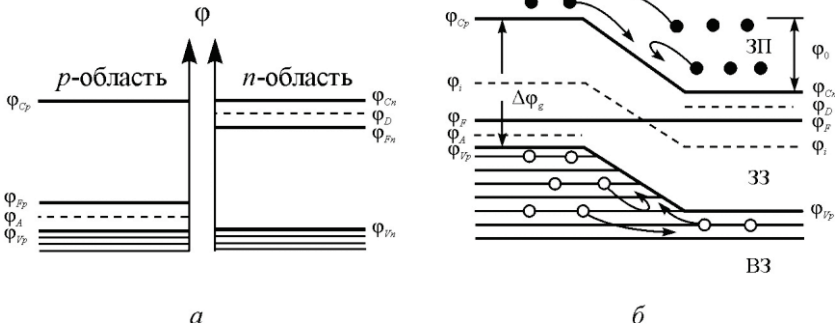


Рис. 2.4. Зонні діаграми: *a* — окремих напівпровідників; *б* — *p-n* переходу у рівноважному стані

Аналогічні міркування можна зробити і для дірок. Більшість дірок області *p* не можуть перебороти бар'єр у валентній зоні, в той час, як дірки області *n* легко «впливають» і переносяться в область *p*.

Таким чином, потенціальний бар'єр перешкоджає дифузійному руху основних носіїв через перехід і сприяє дрейфовому руху неосновних носіїв.

2.3. *P-n* перехід у рівноважному стані

Під рівноважним станом розуміють стан *p-n* переходу без зовнішньої напруги зміщення.

2.3.1. Струми через *p-n* перехід

Напрями дифузійних і дрейфових потоків носіїв заряду через *p-n* перехід, які утворюють відповідні струми, показано на рис. 2.5.

Без дії зовнішньої напруги зміщення через *p-n* перехід проходять такі складові струму:

- 1) дифузійний струм дірок

$$j_{p \text{ диф}} = -qD_p \frac{dp_p}{dx}; \quad (2.6)$$

- 2) дрейфовий струм дірок

$$j_{p \text{ др}} = q\mu_p p_n E_0; \quad (2.7)$$

3) дифузійний струм електронів

$$j_{n \text{ диф}} = qD_n \frac{dn_n}{dx}; \quad (2.8)$$

4) дрейфовий струм електронів

$$j_{n \text{ др}} = q\mu_n n_p E_0. \quad (2.9)$$

У формулах (2.6)—(2.9) D_p , D_n — коефіцієнти дифузії дірок та електронів; μ_p , μ_n — коефіцієнти рухливості дірок та електронів; E_0 — дифузійне поле p - n переходу.

В усталеному режимі дифузійні та дрейфові струми взаємно зрівноважуються і сумарний струм через p - n перехід дорівнює нулю:

$$j_p = q\mu_p p E_0 + qD_p \frac{dp}{dx} = 0; \quad (2.10a)$$

$$j_n = q\mu_n n E_0 - qD_n \frac{dn}{dx} = 0. \quad (2.10б)$$

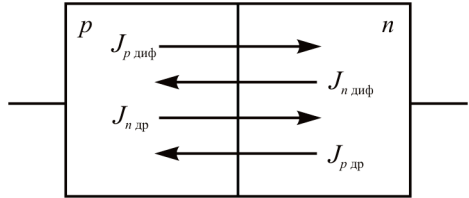


Рис. 2.5. Напрями потоків дірок і електронів через p - n перехід у рівноважному стані

2.3.2. Висота потенціального бар'єра p - n переходу

Висоту потенціального бар'єра p - n переходу можна знайти з умови рівності дифузійних і дрейфових струмів на підставі формул (2.10a) і (2.10б).

Як впливає з рис. 2.3, z , висота потенціального бар'єра в рівноважному стані становить

$$\Phi_0 = \Phi_{n0} - \Phi_{p0}.$$

Підставивши в рівняння (2.10a) $E_0 = \frac{d\Phi}{dx}$ і розділивши змінні, запишемо:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mu_p}{D_p} d\Phi. \quad (2.11)$$

Інтегруючи ліву частину рівняння (2.11) від p_{p0} до p_{n0} , а праву — від φ_{p0} до φ_{n0} та враховуючи, що $D_p = \varphi_T \mu_p$, отримаємо

$$\varphi_0 = \varphi_T \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} \quad (2.12)$$

де $\varphi_T = \frac{kT}{q}$ — температурний потенціал.

Аналогічно можна отримати висоту потенціального бар'єра з рівняння (2.10б):

$$\varphi_0 = \varphi_T \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} \quad (2.13)$$

Оскільки $p_{p0} = N_A$, а $n_{n0} = N_D$, враховуючи закон діючих мас ($pn = n_i^2$), формулу для висоти потенціального бар'єра можна переписати в такому вигляді:

$$\varphi_0 = \varphi_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}. \quad (2.14)$$

Із виразу (2.14) випливає, що за однакової концентрації N_A і N_D потенціальний бар'єр буде більш високим у p - n переходах на основі матеріалів з меншою концентрацією власних носіїв n_i , тобто з більшим власним питомим опором (з більшою шириною забороненої зони). Тому зазвичай величина φ_0 у кремнієвих переходах більша, ніж у германієвих.

2.3.3. Розподіл електричного поля та потенціалу в p - n переході. Ширина переходу

Розподіл електричного поля $E(x)$ і потенціалу $\varphi(x)$ можна знайти, розв'язавши рівняння Пуассона для одновимірною випадку:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\xi}{\varepsilon_0\varepsilon}. \quad (2.15)$$

Щоб розв'язати це рівняння, робимо припущення, що p - n перехід східчастий і в ньому немає рухливих носіїв заряду. Для цього випадку густина розподілу об'ємного заряду в областях p і n буде становити (див. рис. 2.3, в):

$$\xi_p = -qN_A, \xi_n = qN_D. \quad (2.16)$$

Проінтегруємо рівняння (2.15) окремо для області p ($-l_p \leq x \leq 0$) і для області n ($0 \leq x \leq l_n$):

$$\frac{d\varphi_p}{dx} = \frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon}x + c_1, \quad \frac{d\varphi_n}{dx} = -\frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon}x + c_2.$$

Сталі інтегрування c_1 і c_2 знаходимо з умови: якщо $x = -l_p$, $\frac{d\varphi_p}{dx} = 0$ і якщо $x = l_n$, $\frac{d\varphi_n}{dx} = 0$, тоді

$$\frac{d\varphi_p}{dx} = \frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon}(l_p + x); \quad (2.17a)$$

$$\frac{d\varphi_n}{dx} = \frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon}(l_n - x). \quad (2.17б)$$

Оскільки $E = -\text{grad}\varphi$, то

$$E_p(x) = -\frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon}(l_p + x); \quad (2.18a)$$

$$E_n(x) = -\frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon}(l_n - x). \quad (2.18б)$$

Розподіл електричного поля в p - n переході показано на рис. 2.3, d .

Якщо $x = 0$, то $\frac{d\varphi_p}{dx} = \frac{d\varphi_n}{dx}$. Тому з рівнянь (2.17a) і (2.17б)

отримаємо

$$\frac{l_n}{l_p} = \frac{N_A}{N_D} \quad (2.19)$$

Із формули (2.19) випливає, що ширина областей об'ємного заряду l_n і l_p обернено пропорційна концентрації домішок. У несиметричних переходах, коли, наприклад $N_A \gg N_D$, то $l_n \gg l_p$, тобто перехід буде зосереджений у високоомній області.

Для знаходження розподілу потенціалу проінтегруємо вирази (2.17a) та (2.17б):

$$\varphi_p(x) = \frac{qN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon}x^2 + \frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon}xl_p + c_3;$$

$$\varphi_n(x) = -\frac{qN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon}x^2 + \frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon}xl_n + c_4.$$

Сталі інтегрування c_3 і c_4 знаходимо з умови: якщо $x = -l_p$, то $\varphi_p = 0$, і якщо $x = l_n$, то $\varphi_n = \varphi_0$. Ураховуючи значення для c_3 і c_4 , отримаємо:

$$\varphi_p(x) = \frac{qN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon}(l_p + x)^2; \quad (2.20a)$$

$$\varphi_n(x) = \varphi_0 - \frac{qN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon}(l_n - x)^2. \quad (2.20б)$$

Ширину p - n переходу в рівноважному стані l_0 визначаємо, прирівнявши $\varphi_p(0) = \varphi_n(0)$:

$$l_0 = l_p + l_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \varphi_0. \quad (2.21)$$

Якщо перехід несиметричний $N_A \gg N_D$, тоді

$$l_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{qN_D}} \varphi_0. \quad (2.22)$$

Ширина p - n переходу залежно від концентрації домішки в областях може змінюватися від сотих часток до одиниць мікрометрів.

У реальних p - n переходах розподіл об'ємного заряду не відповідає розподілу в рівнянні (2.16) через вплив рухомих носіїв заряду. На межі « $-l_p$ » негативний об'ємний заряд частково компенсується дірками p -області, а позитивний об'ємний заряд на межі « l_n » — електронами n -області. Тому розподіл об'ємного заряду на p - n переході буде несхідчастим, а більш плавним (на рис. 2.3, v показано пунктиром). Отже, реальний розподіл електричного поля та потенціалу буде відрізнятися від теоретичного.

Фізичною межею p - n переходу є площина, що проходить через точку, де рівень Фермі перетинає середину забороненої зони.

У несиметричних східчастих переходах фізична межа p - n переходу не збігається з металургійною. Це пояснює рис. 2.6. У

сильнолегованій області p рівень Фермі віддалений від середини забороненої зони на більшу відстань, ніж у слаболегованій області n , тобто $E_i - E_{Fp} > E_{Fn} - E_i$. Тому точка перетину рівня Фермі E_F і рівня середини забороненої зони E_i буде не на металургійній межі, а у високоомній області n . У процесі утворення p - n переходу на ділянці « δ » між металургійною та фізичною межами переходу відбувається інверсія провідності. Рівень Фермі на ділянці « δ » розміщений нижче від середини забороненої зони, тобто ця область має діркову провідність.

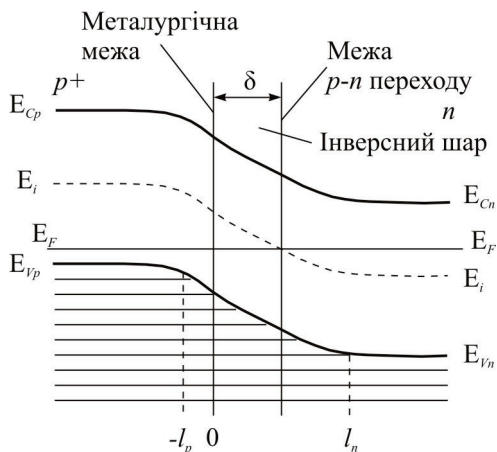


Рис. 2.6. До пояснення утворення інверсного шару у високоомній області p - n переходу

Формули (2.18а), (2.18б) і (2.19) отримано для східчастого p - n переходу. Аналогічно можна визначити розподіли електричного поля, потенціалу та ширину плавного переходу (рис. 2.7). Для розв'язання рівняння Пуассона припустимо, що розподіл домішок біля межі p - та n -областей лінійний і межі p - n переходу збігаються з координатами $x_1 = -l_p$ і $x_2 = l_n$ (рис. 2.7, а). Тоді розподіл густини заряду в областях p і n буде пропорційним градієнтам концентрації домішок:

$$\xi_p = qN'_A x; \quad \xi_n = qN'_D x, \quad (2.23)$$

де N'_A , N'_D — градієнти концентрації акцепторних і донорних домішок.

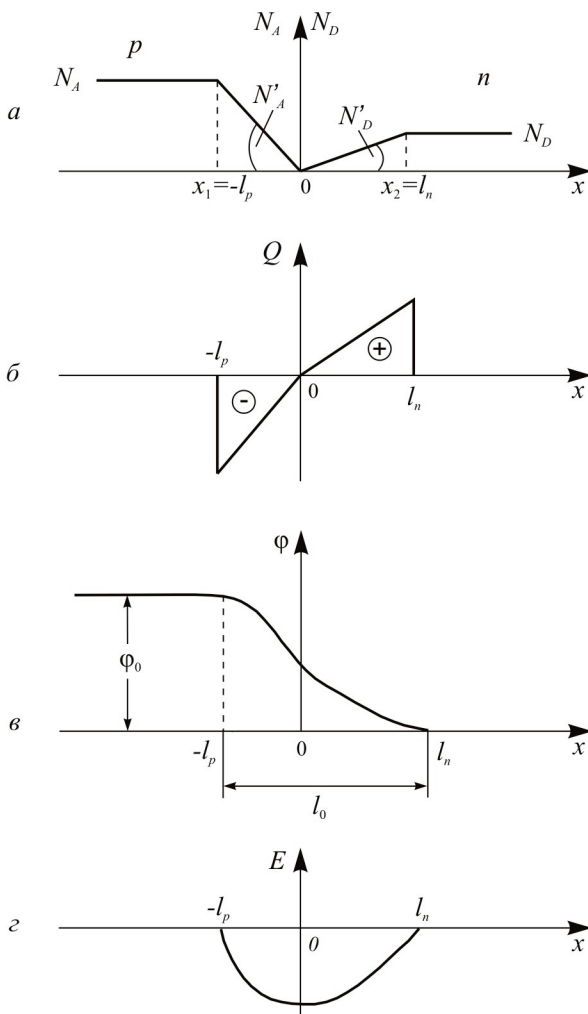


Рис. 2.7. Плавний перехід: *a* — розподіл концентрації домішок; *б* — густина просторового заряду; *в* — розподіл потенціалу; *г* — розподіл електричного поля

Інтегруючи вираз (2.15) з урахуванням формули (2.23), дістаємо:

$$E_p(x) = -\frac{qN'_A}{2\varepsilon_0\varepsilon}(l_p^2 - x^2); \quad (2.24a)$$

$$E_n(x) = -\frac{qN'_D}{2\varepsilon_0\varepsilon}(l_n^2 - x^2). \quad (2.24б)$$

Крива розподілу електричного поля $E(x)$ у плавному переході, показана на рис. 2.7 z , є зчленуванням квадратичних парабол. Виходячи з рівності $E_p(0) = E_n(0)$, отримаємо:

$$\frac{l_n^2}{l_p^2} = \frac{N'_A}{N'_D}. \quad (2.25)$$

Розподіл потенціалу в областях знаходимо інтегруванням рівнянь (2.24а) і (2.24б):

$$\varphi_p(x) = \frac{qN'_A}{6\varepsilon_0\varepsilon}(2l_p^3 - x^3 + 3l_p^2x); \quad (2.26а)$$

$$\varphi_n(x) = \varphi_0 - \frac{qN'_D}{6\varepsilon_0\varepsilon}(2l_n^3 + x^3 - 3l_n^2x). \quad (2.26б)$$

Ширину переходу знаходимо з умови $\varphi_p(0) = \varphi_n(0)$:

$$l_0 = \sqrt[3]{\frac{12\varepsilon_0\varepsilon}{q} \left(\frac{1}{N'_A} + \frac{1}{\sqrt{N'_A N'_D}} + \frac{1}{N'_D} \right)} \varphi_0. \quad (2.27)$$

Якщо $N'_A \gg N'_D$, тоді

$$l_0 = \sqrt[3]{\frac{12\varepsilon_0\varepsilon}{qN'_D}} \varphi_0. \quad (2.28)$$

2.4. *p-n* перехід у нерівноважному стані

2.4.1. Струми через *p-n* перехід.

Висота потенціального бар'єра та ширина переходу

У разі подання зовнішньої напруги на *p-n* перехід його рівновага порушується і через перехід проходять струми, які відрізняються від струмів у рівноважному стані. У загальному випадку носії заряду рухаються через *p-n* перехід під дією градієнта концентрації та електричного поля, тому повна густина струму складається із

дифузійної та дрейфової складових. Додамо до області p «мінус», а до області n «плюс» зовнішнього джерела напруги (рис. 2.8, a). Таке додавання називають зворотним. Оскільки питомий опір шару об'ємного заряду набагато більший від опору нейтральних областей, вся зовнішня напруга виділяється на цьому шарі. При цьому електричне поле, що утворюється зовнішнім джерелом $E_{\text{зовн}}$, і внутрішнє поле в шарі об'ємного заряду збігаються за напрямом. Сумарне зворотне поле $E_{\text{зв}}$ і висота потенціального бар'єра $\varphi_{\text{зв}}$ p - n переходу збільшуються і становлять:

$$E_{\text{зв}} = E_0 + E_{\text{зовн}}; \quad (2.29a)$$

$$\varphi_{\text{зв}} = \varphi_0 + U_{\text{зв}}. \quad (2.29б)$$

Електричне поле перешкоджає дифузії основних носіїв через p - n перехід. Тому навіть за невеликої зовнішньої напруги дифузія повністю припиниться, і через перехід буде проходити тільки дрейфовий струм неосновних носіїв заряду. Цей струм називають зворотним.

Оскільки концентрація неосновних носіїв мала, то і зворотний струм через перехід має мале значення.

Приєднання зовнішнього джерела напруги «плюсом» до p області, а «мінусом» до n області називають прямим (рис. 2.8, $б$).

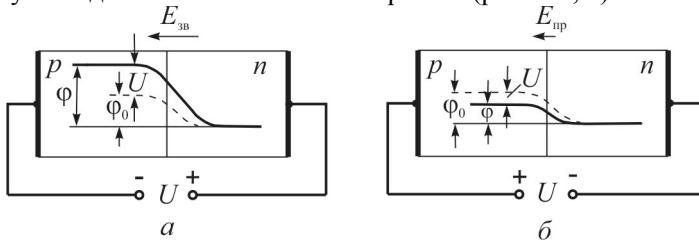


Рис. 2.8. Зміщення p - n переходу: a — зворотне; $б$ — пряме

У разі прямого зміщення сумарне електричне поле та висота потенціального бар'єра зменшуються:

$$E_{\text{пр}} = E_0 - E_{\text{зовн}}; \quad (2.30a)$$

$$\varphi_{\text{пр}} = \varphi_0 - U_{\text{пр}}, \quad (2.30б)$$

і через перехід буде проходити прямий дифузійний струм основних носіїв. Оскільки концентрація основних носіїв набагато більша від концентрації неосновних носіїв заряду, то й прямий струм багаторазово перевищує зворотний. Таким чином, p - n перехід в

одному напрямі може пропускати великі струми, а в другому — малі, тобто p - n перехід має випрямні властивості.

Прикладання зовнішньої напруги зумовлює також змінювання ширини p - n переходу. У формулі ширини p - n переходу необхідно підставляти замість φ_0 значення φ за прямого та зворотного зміщень:

$$l_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{qN_D}(\varphi_0 - U_{\text{пр}})}; \quad (2.31a)$$

$$l_{\text{зв}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{qN_D}(\varphi_0 + U_{\text{зв}})}. \quad (2.31б)$$

У разі прямого зміщення ширина переходу зменшується, а в разі зворотного — збільшується. Та оскільки за зворотного зміщення $U_{\text{зв}} \gg \varphi_0$, то величиною φ_0 у (2.31б) можна знехтувати.

2.4.2. Інжекція та екстракція носіїв заряду

Якщо змінити висоту потенціального бар'єра та ширину p - n переходу за прямого та зворотного зміщень, то зміняться і граничні концентрації неосновних носіїв заряду. У рівноважному стані концентрації неосновних носіїв в областях p та n , які визначаються формулами (2.12), (2.13), становлять:

$$p_{n0} = p_{p0} e^{-\frac{\varphi_0}{\varphi_T}} \quad (2.32a)$$

$$n_{p0} = n_{n0} e^{-\frac{\varphi_0}{\varphi_T}}. \quad (2.32б)$$

У разі прикладання напруги в формули (2.32a) і (2.32б) необхідно підставляти значення висоти потенціального бар'єра в нерівноважному стані: $\varphi = \varphi_0 - U$. Тоді рівняння набудуть вигляду:

$$p_n = p_{p0} e^{-\frac{\varphi_0 - U}{\varphi_T}} = \left(p_{p0} e^{-\frac{\varphi_0}{\varphi_T}} \right) e^{\frac{U}{\varphi_T}} \quad (2.33a)$$

$$n_p = n_{n0} e^{-\frac{\varphi_0 - U}{\varphi_T}} = \left(n_{n0} e^{-\frac{\varphi_0}{\varphi_T}} \right) e^{\frac{U}{\varphi_T}}. \quad (2.33б)$$

У дужках подано рівноважні граничні концентрації носіїв p_{n0} та n_{p0} , тому формули (2.33а) і (2.33б) набувають вигляду:

$$p_n = p_{n0} e^{\frac{U}{\varphi_T}}; \quad (2.34а)$$

$$n_p = n_{p0} e^{\frac{U}{\varphi_T}}. \quad (2.34б)$$

Із формул (2.34а) і (2.34б) випливає таке:

1. Концентрація носіїв p_n та n_p збільшується порівняно з рівноважною, якщо напруга U прикладена в прямому напрямку. В цьому випадку в кожній з областей з'являються надмірні неосновні носії.

Процес «нагнітання» неосновних носіїв у сусідні області називають інжекцією.

2. Концентрація p_n та n_p зменшується порівняно з рівноважною, якщо напруга прикладена в зворотному напрямку.

Процес «витягання» неосновних носіїв із сусідніх областей називають екстракцією.

Величину надмірних носіїв можна знайти, якщо відняти від p_n і n_p відповідно p_{n0} та n_{p0} :

$$\Delta p_n = p_{n0} \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right); \quad (2.35а)$$

$$\Delta n_p = n_{p0} \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right). \quad (2.35б)$$

Порівняймо надмірні концентрації, поділивши рівняння (2.35а) на (2.35б) та помінявши p_n і n_p за формулою $pn = n_i^2$ на p_p і n_n :

$$\frac{\Delta p_n}{\Delta n_p} = \frac{p_{p0}}{n_{n0}}. \quad (2.36)$$

У несиметричних переходах концентрації неосновних носіїв в областях p та n відрізняються на декілька порядків. Тому концентрація неосновних носіїв буде значно більшою у високоомній області.

* У формулах (2.34а) і (2.34б) напругу U треба підставляти зі знаком «+» за прямого зміщення і зі знаком «-» за зворотного зміщення.

Таким чином, у реальних несиметричних p - n переходах інжекція має односторонній характер. Основні носії інжектуються з низькоомного шару у високоомний, для якого вони є неосновними.

Низькоомний шар називають емітером, а високоомний шар — базою.

2.4.3. Розподіл носіїв заряду в базі у разі прямого та зворотного зміщення переходу. Рівень інжекції

У разі прямого зміщення переходу концентрація дірок на його базовій межі збільшується. Надмірні дірки дифундують у глибину бази. У міру віддалення від переходу їх концентрація зменшується внаслідок рекомбінації та в усталеному стані формується певний розподіл надмірних дірок (рис. 2.9, *a*). Інжекція дірок у базу порушує її електронейтральність і спричиняє приплив надмірних електронів із зовнішнього кола. Ці електрони, щоб скомпенсувати надмірний заряд дірок, розподіляються так само, як і дірки. Однак незначна відмінність між кривими розподілу електронів і дірок завжди є, оскільки в умовах повної електронейтральності немає сили, яка б протидіяла дифузії електронів у бік від переходу, та їх розподіл не міг би бути стаціонарним.

Інтенсивність дифузії носіїв у базу зазвичай характеризують рівнем інжекції δ :

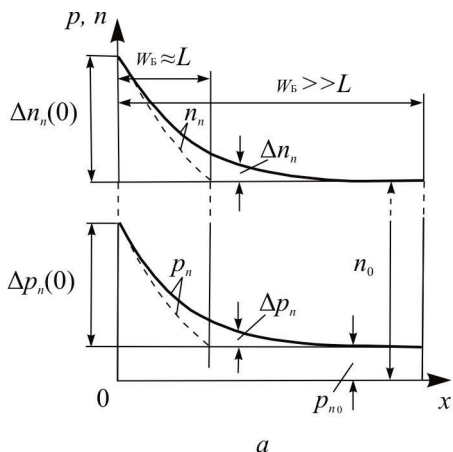
$$\delta = \frac{\Delta p_n(0)}{n_{n0}} = \frac{\Delta n_n(0)}{n_{n0}}, \quad (2.37)$$

де $\Delta p_n(0)$, $\Delta n_n(0)$ — граничні концентрації надмірних дірок та електронів; n_{n0} — концентрація рівноважних електронів.

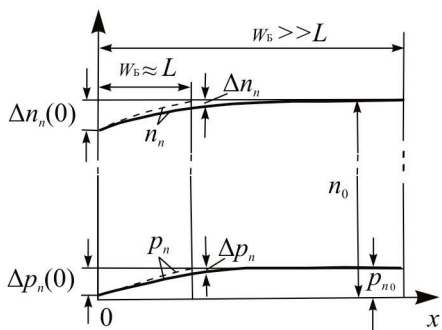
Отже, виявляється, що база залишається електронейтральною.

Умовилися вважати рівень інжекції низьким, коли $\delta \ll 1$, середнім, коли $\delta \approx 1$, та високим, коли $\delta \gg 1$.

Розподіл носіїв у базі для зворотнозміщеного переходу зображено на рис. 2.9, *б*. Зворотне зміщення p - n переходу зумовлює екстракцію неосновних носіїв із сусідніх областей. Неосновні носії, які потрапляють у p - n перехід, перекидаються його полем в сусідню ділянку. Тому концентрація неосновних носіїв заряду в областях p та n на межі з об'ємним зарядом у разі зворотного зміщення завжди дорівнює нулю.



а



б

Рис. 2.9. Розподіл носіїв заряду в базі за прямого (а) та зворотного (б) зміщень p - n переходу; — — товста база; - - - тонка база

2.5. Вольт-амперна характеристика ідеалізованого p - n переходу

Процеси, які відбуваються в p - n переході в нерівноважному стані, надто складні, тому для виведення рівняння ВАХ використовують спрощену (ідеалізовану) модель p - n переходу. Це спрощення полягає в такому:

1. Ширина p - n переходу дорівнює нулю. Це дозволяє нехтувати процесами генерації та рекомбінації носіїв в області просторового заряду.

2. Напруга зовнішнього джерела спадає тільки на p - n переході. Це дозволяє нехтувати впливом опорів бази та емітера на ВАХ.

3. У p - n переході немає явищ пробую.

4. Немає струмів витікання по поверхні переходу.

5. Припускається низький рівень інжекції, що дозволяє нехтувати дрейфовими струмами в базі та емітері.

6. Товщини бази та емітера набагато більші від дифузійної довжини неосновних носіїв.

7. Розглядається статичний режим у p - n переході.

Відповідно до зроблених припущень аналітичний вираз ВАХ можна отримати, розв'язавши рівняння неперервності (1.57), у яких враховано зміну потоку носіїв у довільний момент часу:

$$\frac{dp}{dt} = G_p - R_p - \frac{1}{q} \operatorname{div} j_p;$$

$$\frac{dn}{dt} = G_n - R_n + \frac{1}{q} \operatorname{div} j_n,$$

де $\frac{dp}{dt}$, $\frac{dn}{dt}$ — змінювання концентрації дірок і електронів у часі; G_p ,

G_n — швидкості генерації дірок і електронів під дією зовнішніх факторів (наприклад, під дією світла); R_p , R_n — швидкості рекомбінації дірок і електронів.

У випадку низьких рівнів інжекції швидкості R_p , R_n можна апроксимувати виразом $(p_n - p_{n0})/\tau_p$, $(n_p - n_{p0})/\tau_n$, де p_n , n_p — нерівноважна концентрація неосновних носіїв у базі та емітері; p_{n0} , n_{p0} — концентрація неосновних носіїв за умови теплової рівноваги; τ_p , τ_n — тривалість життя дірок і електронів.

Для одновимірного випадку

$$\operatorname{div} j = \frac{d}{dx} (j_{\text{диф}} + j_{\text{др}}).$$

Якщо генерації під дією зовнішніх факторів G_p , G_n не відбувається, тоді з урахуванням формул (2.6) — (2.9) рівняння неперервності набувають вигляду:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} - \mu_p E \frac{dp_n}{dx} - p_n \mu_p \frac{dE}{dx}; \quad (2.38a)$$

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2} + \mu_n E \frac{dn_p}{dx} + n_p \mu_n \frac{dE}{dx}. \quad (2.38б)$$

Ураховуючи спрощення 5, вважатимемо, що в нейтральних ділянках областей p і n напруженість поля $E = 0$. Тоді рівняння (2.38а) і (2.38б) спрощуються:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2}; \quad (2.39а)$$

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2}. \quad (2.39б)$$

Для отримання рівняння статичної ВАХ p - n переходу потрібно знайти розподіл неосновних носіїв у базі та емітері в усталеному стані, тобто, якщо $\frac{dp}{dt} = 0$ і $\frac{dn}{dt} = 0$.

Струм у базі зумовлюють надмірні дірки Δp_n , а в емітері — надмірні електрони Δn_p , тому рівняння (2.39а) і (2.39б) можна записати так:

$$\frac{d^2 \Delta p_n}{dx^2} - \frac{\Delta p_n}{L_p^2} = 0; \quad (2.40а)$$

$$\frac{d^2 \Delta n_p}{dx^2} - \frac{\Delta n_p}{L_n^2} = 0, \quad (2.40б)$$

де $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ — відповідно довжина дифузії дірок і електронів. Рівняння (2.40а) і (2.40б) називають стаціонарними рівняннями дифузії.

Розв'яжемо рівняння тільки для дірок, а для електронів запишемо за аналогією. У загальному випадку розв'язком (2.40а) є сума двох експонент:

$$\Delta p_n(x) = A_1 e^{x/L_p} + A_2 e^{-x/L_p}. \quad (2.41)$$

З урахуванням спрощення 6 граничні умови можна записати так:

$$\Delta p_n(0) = p_{n0} \left(e^{\frac{U}{\varphi_r}} - 1 \right);$$

$$\Delta p_n(\infty) = 0.$$

Тоді $A_1 = 0$, $A_2 = p_{n0} \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right)$. Підставляючи коефіцієнти A_1 і A_2

в рівняння (2.41), дістанемо розподіл надмірних дірок у базі p - n переходу:

$$\Delta p_n(x) = p_{n0} \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_p}} \quad (2.42)$$

Густину діркового струму в базі визначимо, продиференціювавши за x вираз (2.42) і підставивши отриманий результат у рівняння (2.6):

$$j_p(x) = q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_p}} \quad (2.43)$$

Густина діркового струму безпосередньо на межі області просторового заряду, тобто, якщо $x = 0$, буде становити

$$j_p(0) = q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right). \quad (2.44a)$$

Аналогічно можна знайти густина струму електронів:

$$j_n(0) = q \frac{D_n}{L_n} n_{p0} \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right). \quad (2.44б)$$

Для переходу від густини струму до значення струму необхідно рівняння (2.44a) і (2.44б) помножити на площу p - n переходу S . Сумарний струм через p - n перехід:

$$I = I_p + I_n = \left(q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} S + q \frac{D_n}{L_n} n_{p0} S \right) \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right). \quad (2.45)$$

Вираз (2.45) є рівнянням ВАХ ідеалізованого p - n переходу.

Якщо позначити суму в дужках першого множника через $(I_{p0} + I_{n0}) = I_0$, то рівняння ВАХ набуде спрощеного вигляду:

$$I = I_0 \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right). \quad (2.46)$$

Прологарифмувавши рівняння (2.46), можна записати рівняння ВАХ у вигляді

$$U = \varphi_T \ln \left(\frac{I}{I_0} + 1 \right). \quad (2.47)$$

У випадку прямого зміщення та, якщо $U_{\text{пр}} > 3\varphi_T$, одиницею в дужках (2.46) можна знехтувати і ВАХ буде експонентою:

$$I_{\text{пр}} = I_0 e^{\frac{U}{\varphi_T}}. \quad (2.48)$$

За зворотного зміщення і, якщо $|U_{\text{зв}}| > 3\varphi_T$, можна знехтувати експоненціальним членом у рівнянні (2.46), тоді зворотний струм p - n переходу

$$I_{\text{зв}} = -I_0. \quad (2.49)$$

Знак « \leftrightarrow » вказує на те, що зворотний струм протилежний за напрямом прямому.

Струм I_0 називають тепловим струмом або струмом насичення.

Отже, струм не залежить від прикладеної напруги.

У несиметричних переходах, якщо $N_A \gg N_D$, концентрація неосновних носіїв у базовій області n буде набагато більшою від концентрації неосновних носіїв в емітерній області p ($p_{n0} \gg n_{p0}$). Тому можна вважати, що тепловий струм буде визначатися тільки неосновними носіями бази:

$$I_0 = I_{p0} \approx q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} S. \quad (2.50)$$

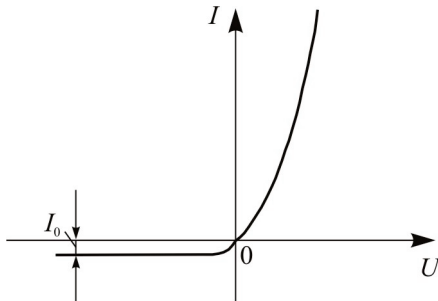


Рис. 2.10. Графік ВАХ ідеалізованого p - n переходу

за зворотного — малі. Графік ВАХ зображено на рис. 2.10.

Із порівняння рівнянь (2.48) і (2.49) видно, що прямий струм в $\exp \frac{U_{\text{пр}}}{\varphi_T}$

разів більший від зворотного струму. Звідси можна зробити висновок, що p - n перехід має випрямні (вентильні) властивості, тобто за прямого зміщення може пропускати великі струми, а

Рівняння (2.45) отримано за умов, що товщина бази W_B та емітера W_E безмежні. Якщо W_B і W_E кінцеві, тоді розв'язання рівнянь (2.40а) і (2.40б) приведе до такого результату:

$$I = \left(q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \operatorname{cth} \frac{W_B}{L_p} + q \frac{D_n}{L_n} n_{p0} \operatorname{cth} \frac{W_E}{L_n} \right) S \left(e^{\frac{U}{\Phi_T}} - 1 \right). \quad (2.51)$$

Із рівняння (2.51) випливає, що тепловий струм дірок і електронів залежить від товщини бази та емітера. Якщо $p_{n0} \gg n_{p0}$, тоді:

$$I_0 = q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} S \operatorname{cth} \frac{W_B}{L_p}. \quad (2.52)$$

Якщо $W_B \gg L_p$, то за рівнянням (2.52) можна отримати такий же результат, що й за (2.50).

У несиметричних p - n переходах струм зумовлюється здебільшого носіями одного типу, тобто інжекція носіїв через перехід одностороння.

Коефіцієнт, який характеризує складову основного струму через перехід, називають коефіцієнтом інжекції. Якщо $I_p(0) \gg I_n(0)$, тоді

$$\gamma = \frac{I_p(0)}{I_p(0) + I_n(0)} = 1 - \frac{\sigma_{0B}}{\sigma_{0E}} = 1 - \frac{\mu_n n_n}{\mu_p p_p}, \quad (2.53)$$

де σ_{0B} , σ_{0E} — провідності бази та емітера.

2.6. Вольт-амперна характеристика реального p - n переходу

Розглядаючи ВАХ реального електронно-діркового переходу, потрібно враховувати вплив усіх факторів, якими нехтували, виводячи ВАХ ідеалізованого p - n переходу. Внаслідок цього ВАХ реального p - n переходу як у прямому, так і в зворотному напрямі буде суттєво відрізнятися від описаної рівнянням (2.46).

2.6.1. Зворотна гілка вольт-амперної характеристики

У реальних діодах за зворотного зміщення, крім складової теплового струму, потрібно враховувати також складові струму термогенерації, струму витікання (канального струму) та струму

пробою, що зумовлені явищами, якими нехтували під час виведення ВАХ ідеалізованого $p-n$ переходу.

Розглянемо детальніше складові струму через $p-n$ перехід.

Тепловий струм. Тепловий струм зумовлено рухом неосновних носіїв через $p-n$ перехід під дією електричного поля. Незважаючи на те, що безпосередньо в шарі переходу цей струм дрейфовий, його значення не залежить від прикладеної напруги. Це зумовлено тим, що природа теплового струму є дифузійною, а не дрейфовою. За зворотного зміщення в областях p та n біля межі з переходом виникає градієнт концентрації неосновних носіїв, першопричиною якого є тепловий рух. Неосновні носії, рухаючись хаотично в нейтральних областях, потрапляють у шар об'ємного заряду, полем якого

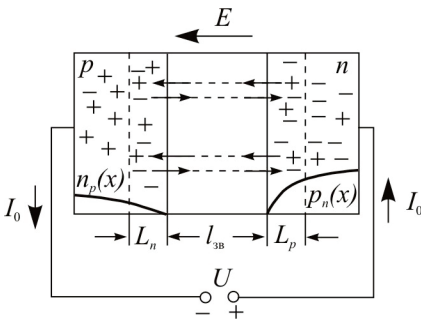


Рис. 2.11. Схема утворення теплового струму $p-n$ переходу

в об'ємі напівпровідника, віддаленого від переходу на відстань, не більшу від дифузійної довжини. Через рекомбінацію решта носіїв не може досягнути $p-n$ переходу.

Підставляючи в рівняння (2.50) значення D_p з $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, отримуємо

$$I_0 = qSL_p \frac{P_{n0}}{\tau_p}. \quad (2.54)$$

Звідси видно, що тепловий струм пропорційний об'єму $V = SL_p$, у якому відбувається генерація неосновних носіїв, і швидкості їх генерації $G_p = \frac{P_{n0}}{\tau_p}$. Ці параметри, а отже, і струм, не залежать від зовнішньої напруги та визначаються тільки властивостями матеріалу.

переносяться в сусідню область (рис. 2.11). Внаслідок цього концентрація неосновних носіїв біля переходу зменшується і в стаціонарному стані встановлюється їх розподіл, показаний на рис. 2.9, б. Надалі напрямлений рух неосновних носіїв до переходу визначатиметься цим розподілом.

В утворенні теплового струму беруть участь тільки ті неосновні носії, генерація яких відбувається

Використовуючи у формулі (2.54) співвідношення $pn = n_i^2$,
 $\rho_i = \frac{1}{qn_i(\mu_p + \mu_n)}$, $\rho_n = \frac{1}{qn\mu_n}$, $\rho_p = \frac{1}{qp\mu_p}$ та $D_p = \varphi_T \mu_p$, тепловий
 струм можна подати в такому вигляді:

$$I_0 = \frac{b}{(b+1)^2} \frac{\varphi_T \rho_n}{L_p \rho_i^2} S, \quad (2.55)$$

де $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$; ρ_n — питомий опір бази; ρ_i — питомий опір власного
 напівпровідника.

Власний питомий опір кремнію на три порядки більший, ніж германію, тому тепловий струм у кремнієвих p - n переходах значно менший, ніж у германієвих.

Струм термогенерації. В об'ємі реального p - n переходу відбувається генерація та рекомбінація носіїв заряду. Шар об'ємного заряду має властивості власного напівпровідника, тому в цьому випадку потрібно розглядати генерацію власних носіїв. Електрони та дірки, які утворюються в процесі генерації, виносяться під дією електричного поля за межі переходу: дірки — у p -область, а електрони — в n -область, утворюючи таким чином струм термогенерації (рис. 2.12). Генерація носіїв відбувається здебільшого через генераційні центри. Оскільки потужність від зовнішнього джерела розсіюється переважно в ділянці переходу та його температура значно вища від температури навколишнього середовища, можлива також пряма генерація.

Струм термогенерації визначається об'ємом p - n переходу та швидкістю генерації в ньому власних носіїв:

$$I_G = \frac{1}{2} qSl \frac{n_i}{\tau_{\text{эф}}}, \quad (2.56)$$

де $\frac{n_i}{\tau_{\text{эф}}}$ — ефективна швидкість генерації електронів і дірок.

Коефіцієнт $\frac{1}{2}$ вказує на той факт, що лінія струму термогенерації в переході замикається двома носіями — електроном і діркою, які рухаються в протилежних напрямках від місця генерації (рис. 2.12).

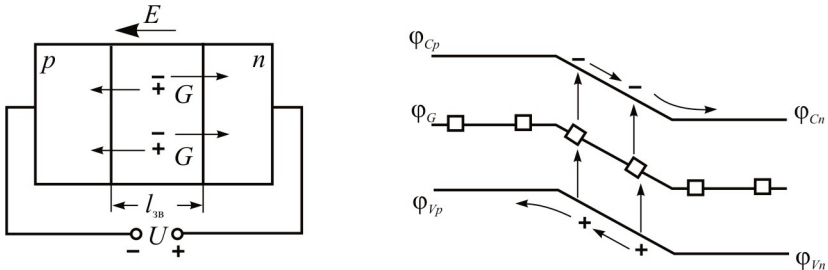


Рис. 2.12. Схема утворення струму термогенерації; G -генерація пар носіїв

Якщо немає зовнішньої напруги, струм термогенерації зрівноважується струмом рекомбінації. За зворотного зміщення струм рекомбінації припиняється, а струм термогенерації збільшується. Залежність струму I_G від напруги можна визначити, якщо в рівняння (2.56) підставити ширину переходу l з рівняння (2.31a) і (2.31б).

У кремнієвих p - n переходах унаслідок більшої ширини p - n переходу струм термогенерації більший від теплового струму, а в германієвих p - n переходах цей струм нехтовно малий і їх зворотний струм близький до теплового.

Струм витікання. Струм витікання $I_{\text{вит}}$ часто є головним фактором, який впливає на зворотну гілку ВАХ. Струм витікання визначається прикладеною до p - n переходу напругою та деяким поверхневим опором витікання:

$$I_{\text{вит}} = \frac{U}{R_{\text{вит}}}. \quad (2.57)$$

Опір витікання зумовлений наявністю на поверхні p - n переходу різних плівок (адсорбовані гази, волога, оксиди та ін.), що шунтують перехід, а також поверхневими енергетичними рівнями, які сприяють більш активній генерації-рекомбінації носіїв заряду відносно об'єму напівпровідника.

Струмом витікання є також каналний струм, природа якого пов'язана з утворенням каналів під дією адсорбованих зарядів на поверхні p - n переходів.

Розглянемо p - n перехід, на поверхні якого адсорбовано позитивний заряд (рис. 2.13). Під дією цього заряду між поверхнею та об'ємом напівпровідника утворюється електричне поле, яке притягує до поверхні електрони та відштовхує дірки. Таким чином, поверхневий шар у

p -області збагачується неосновними носіями — електронами і збіднюється основними — дірками. За досить великого позитивного заряду це призводить до утворення біля поверхні шару з інверсною провідністю, який називають каналом. Ширина каналу зазвичай не перевищує соті частки мікрона, а його конфігурація залежить від стану поверхні. Канал має провідність n -типу і дотикається до високолегованої області n , шунтуючи, таким чином, основний p - n перехід. Значення канального струму визначається опором каналу та лінійно залежить від напруги. Між каналом і областю p утворюється додатковий p - n перехід, який дотикається до основного переходу, збільшуючи його площу. Останнє призводить до збільшення теплового струму та струму термогенерації p - n переходу.

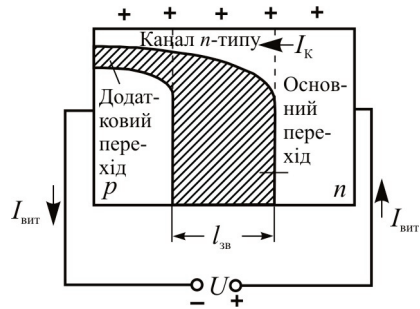


Рис. 2.13. Утворення провідного каналу n -типу біля поверхні p - n переходу

За номінальної зворотної напруги струм витікання германієвих p - n переходів сумірний із сумарним струмом $I_0 + I_G$, а кремнієвих діодів — більший за $I_0 + I_G$.

Особливістю струму витікання є його нестабільність у часі — *повзучість*. Вважається, що повзучість пов'язана здебільшого з адсорбованою плівкою водяної пари.

Зворотну гілку ВАХ реального p - n переходу без урахування струму пробую показано на рис. 2.14.

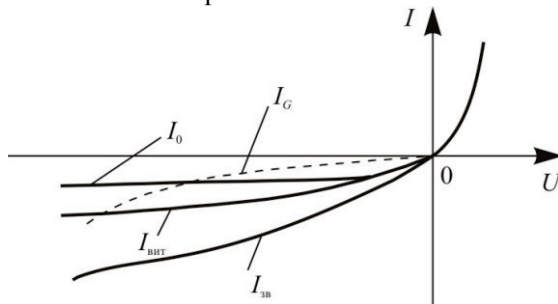


Рис. 2.14. Зворотна гілка ВАХ реального p - n переходу

2.6.2. Пряма гілка вольт-амперної характеристики

Вплив струму рекомбінації. Крім дифузійної складової, у прямому напрямі через p - n перехід проходить струм, зумовлений рекомбінацією дірок та електронів в області об'ємного заряду. Цей струм називають струмом рекомбінації. Його фізичну сутність ілюструє рис. 2.15. Без напруги зміщення не всі носії можуть подолати потенціальний бар'єр і, потрапляючи в шар об'ємного заряду, виштовхуються його полем. Частина з них встигає прорекомбінувати в шарі об'ємного заряду, утворюючи таким чином струм рекомбінації. У зрівноваженому стані цей струм зрівноважується струмом термогенерації (див. підрозд. 2.6.1).

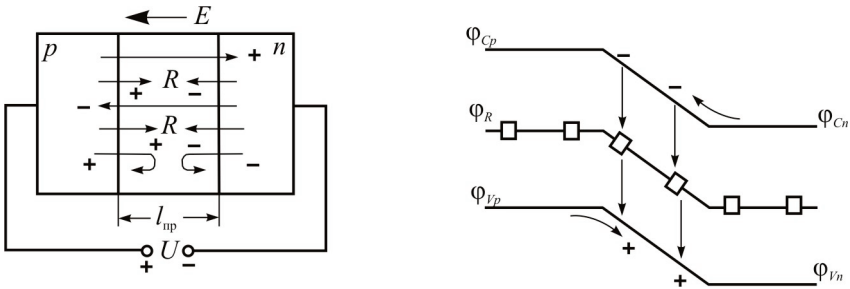


Рис. 2.15. Схема утворення струму рекомбінації; R — рекомбінація пар носіїв

У разі прямого зміщення висота потенціального бар'єра зменшується, і носії, які не здатні подолати бар'єр, проникають у p - n перехід глибше. Внаслідок цього збільшується ймовірність їх рекомбінації в переході та відповідно збільшується струм рекомбінації I_R . Струм рекомбінації спричиняє тільки зустрічна рекомбінація дірок і електронів, тому, з одного боку, лінія струму через перехід замикається рухом електрона, а з другого — рухом дірки. Тобто у процесі рекомбінації пари носіїв через будь-який перетин у переході рухатиметься тільки один носій заряду.

Значення струму рекомбінації визначається об'ємом p - n переходу V і швидкістю рекомбінації в ньому носіїв R , тобто $I_R \equiv VR$.

У зрівноваженому стані швидкість рекомбінації дорівнює швидкості генерації носіїв, тому

$$R = \frac{n_i}{\tau_{\text{еф}}}, \quad (2.58)$$

де $\tau_{\text{еф}}$ — ефективна тривалість життя дірок та електронів.

З подачею прямого зміщення швидкість рекомбінації збільшуватиметься у стільки разів, у скільки разів збільшиться потік носіїв заряду через p - n перехід, тобто в $\exp \frac{U}{2\varphi_T}$ разів. Цифра 2 в знаменнику вказує на те, що на пару носіїв відбувається одна рекомбінація.

Отже, вираз для струму рекомбінації можна подати у такому вигляді:

$$I_R = \frac{1}{2} q S l_0 \frac{n_i}{\tau_{\text{еф}}} e^{\frac{U}{2\varphi_T}} = I_{R0} e^{\frac{U}{2\varphi_T}}, \quad (2.59)$$

де S — площа p - n переходу; l_0 — ширина переходу у зрівноваженому стані; I_{R0} — струм рекомбінації у зрівноваженому стані.

У разі малих зміщень p - n переходу струм рекомбінації може переважати дифузійний струм. Проте зі збільшенням прямого зміщення внаслідок меншої крутості експоненти (порівняймо рівняння (2.48) та (2.59)) і звуження p - n переходу струм рекомбінації зростає повільніше порівняно зі струмом дифузії, і його складова в загальному струмі через перехід зменшується.

Рекомбінація носіїв заряду в переході призводить до зменшення коефіцієнта інжекції, який з урахуванням струму рекомбінації I_R становить:

$$\gamma = \frac{I_p}{I_p + I_n + I_R}. \quad (2.60)$$

У разі зворотного зміщення струм рекомбінації різко зменшується і, якщо $U_{\text{зв}} > 3\varphi_T$, то майже дорівнює нулю.

Вплив опору бази. У реальних p - n переходах за прямого зміщення напруга зовнішнього джерела спадає не тільки на опорі p - n переходу, але й на опорі областей емітера та бази. Однак опір емітера значно менший від опору бази. Враховуючи це, розглянемо тільки вплив опору бази r_B на хід ВАХ p - n переходу. Беручи до уваги опір бази, рівняння ВАХ подаємо в такому вигляді:

$$I = I_0 \left(e^{\frac{U - I \cdot r_B}{\varphi_T}} - 1 \right). \quad (2.61)$$

Після логарифмування отримуємо

$$U = \varphi_T \ln \left(\frac{I}{I_0} + 1 \right) + I r_B. \quad (2.62)$$

У виразі (2.62) перша складова являє собою спад напруги на p - n переході (U_{p-n}), а друга — на опорі бази (U_B). Якщо струм малий, другою складовою можна знехтувати. Проте зі зростанням струму напруга на опорі бази спадає лінійно, а на p - n переході — логарифмічно та за деякого прямого струму U_B дорівнює U_{p-n} . За досить великих струмів U_B завжди більша від U_{p-n} і ВАХ з

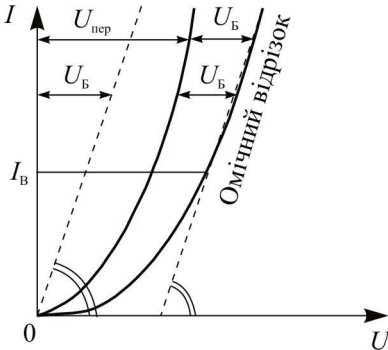


Рис. 2.16. Пряма гілка ВАХ реального p - n переходу

експоненціальної залежності вироджується в лінійну. Отже, з одного боку, опір зміщує ВАХ праворуч від осі ординат (рис. 2.16), а з другого (якщо великі струми) — змінює характер залежності між струмом та напругою p - n переходу. Струм, за якого ВАХ вироджується з експоненти в пряму лінію, називають струмом виродження — I_B .

Якщо вважати, що r_B не залежить від струму, а диференціальний прямий опір переходу $r_{пр}$ обернено пропорційний струму, то легко зрозуміти, що вироджування характеристики настає тоді, коли $r_{пр}$ дорівнює r_B . З цієї умови можна знайти струм виродження:

$$I_B = \frac{\Phi_T}{r_B}. \quad (2.63)$$

Для опису ВАХ, якщо прямий струм $I_{пр} > I_B$, В. Шоклі була запропонована апроксимація:

$$I_{пр} = \frac{U - (\Phi_0 - \Phi_T)}{r_B}. \quad (2.64)$$

Звідси випливає, що якщо $I_{пр} \rightarrow 0$, то спад напруги на p - n переході визначається тільки висотою потенціального бар'єра. Отже, екстраполюючи лінійну частину ВАХ до перетину з віссю напруги, можна визначити дифузійний потенціал p - n переходу Φ_0 (метод Шоклі).

Реально опір бази залежить від струму через p - n перехід. Особливо це помітно за високих рівнів інжекції, коли концентрація

інжектіваних у базу носіїв стає сумірною з концентрацією основних носіїв.

Залежність опору бази від струму через p-n перехід називають модуляцією опору бази.

Модуляція опору бази в діапазоні великих струмів призводить до відхилення залежності $I_{np}(U)$ від лінійної.

2.6.3. Температурна залежність вольт-амперної характеристики

Для встановлення температурної залежності ВАХ p-n переходу доцільно розглянути температурну залежність зворотного та прямого струмів окремо. Основний внесок у температурну залежність зворотного струму в робочому діапазоні напруг роблять тепловий струм і струм термогенерації. Відповідно до рівняння (2.54) тепловий струм залежить від температури через параметри L_p , τ_p , p_{n0} . З них головну роль відіграє зрівноважена

концентрація неосновних носіїв p_{n0} . Оскільки $p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}$, а

$n_i^2 = A \exp\left(-\frac{\Delta\phi_g}{\phi_T}\right)$ (при цьому $A = 0,5 \cdot 10^{16} \left(\frac{m_n m_p}{m_0}\right)^{3/4} T^{3/2}$), вираз

для теплового струму набуває вигляду

$$I_0(T) = I_{00} e^{-\frac{\Delta\phi_g}{\phi_T}}, \quad (2.65)$$

де I_{00} — струм, параметри якого мало залежать від температури; $\Delta\phi_g$ — ширина забороненої зони.

Якщо температура вища від критичної, коли домішковий напівпровідник перетворюється у власний, можна вважати $p_{n0} = n_i$. У цьому випадку вираз для теплового струму набуває такого вигляду:

$$I_0(T) = I_{00} e^{-\frac{\Delta\phi_g}{2\phi_T}}. \quad (2.66)$$

Із рівнянь (2.65) і (2.66) видно, що зі збільшенням температури тепловий струм зростає експоненціально. Якщо відомий тепловий

струм за однієї температури $I_0(T_1)$, то легко розрахувати струм за другої температури $I_0(T_2)$. Використовуючи рівняння (2.65), можна записати співвідношення

$$\frac{I_0(T_2)}{I_0(T_1)} = \exp \Delta\varphi_g \left(\frac{1}{\varphi_{T_1}} - \frac{1}{\varphi_{T_2}} \right). \quad (2.67)$$

Температурний потенціал $\varphi_T = \frac{kT}{q} = \frac{T}{11600}$.

Тоді $\frac{1}{\varphi_{T_1}} - \frac{1}{\varphi_{T_2}} = 11600 \frac{T_2 - T_1}{T_2 T_1} = 11600 \frac{\Delta T}{T_2 T_1}$.

Якщо в робочому діапазоні температура змінюється не в широких межах (тобто $T_2 \approx 300$ К), то замість (2.66) дістаємо вираз

$$I_0(T_2) = I_0(T_1) e^{\alpha \Delta T}, \quad (2.68)$$

де $\alpha_{Ge} = 0,09$; $\alpha_{Si} = 0,13$.

Струм термогенерації, як видно з рівняння (2.56), пропорційний концентрації власних носіїв у першому степені, тому його температурна залежність описується формулою такого самого вигляду, як рівняння (2.65). Для струму термогенерації справедливий також вираз (2.68). При цьому коефіцієнти відповідно такі: $\alpha_{Ge} = 0,05$; $\alpha_{Si} = 0,07$.

На практиці для визначення зворотного струму p - n переходу за вищої температури інколи використовують формулу подвоєння:

$$I_{зв}(T_2) = I_{зв}(T_1) 2^{\Delta T/T^*}, \quad (2.69)$$

де T^* — температура, за якої зворотний струм подвоюється. На практиці за T^* беруть 10°C .

Температурна залежність струму витікання менш суттєва, ніж струмів I_0 та I_G ; її визначають залежністю провідності каналу від температури.

Залежність прямої гілки ВАХ від температури можна оцінити, виходячи із формули (2.62). Подамо цю формулу в такому вигляді:

$$U = U_{p-n} + U_B, \quad (2.70)$$

де U_{p-n} — спад напруги на $p-n$ переході; U_B — спад напруги на опорі бази. Тоді температурний коефіцієнт напруги (ТКН) $p-n$ переходу за прямого зміщення:

$$\text{ТКН} = \frac{1}{U_{p-n}} \frac{\Delta U_{p-n}}{\Delta T} + \frac{1}{U_B} \frac{\Delta U_B}{\Delta T}. \quad (2.71)$$

Перетворюючи перший доданок рівняння (2.62), дістаємо:

$$U_{p-n} = \varphi_T \ln(I + I_0) - \varphi_T \ln I_0. \quad (2.72)$$

Температурну залежність цієї напруги визначають за значеннями φ_T, I_0 . Навіть якщо дуже малі прямі напруги, виконується умова $I \gg I_0$. Оскільки зі змінням температури струм через $p-n$ перехід I підтримується постійним, то легко бачити, що змінням другої складової в рівнянні (2.72) зі змінням температури буде більшим, тобто ТКН буде від'ємним.

Температурна залежність U_B визначається опором бази; вона відіграє вирішальну роль у разі великих значень прямого струму $p-n$ переходу. Із підвищенням температури опір бази зазвичай зростає, тому ТКН буде додатним.

Характеристики кремнієвого $p-n$ переходу за трьох температур зображено на рис. 2.17. Прямі гілки ВАХ перетинаються, оскільки зі зростанням прямого струму змінюється ТКН.

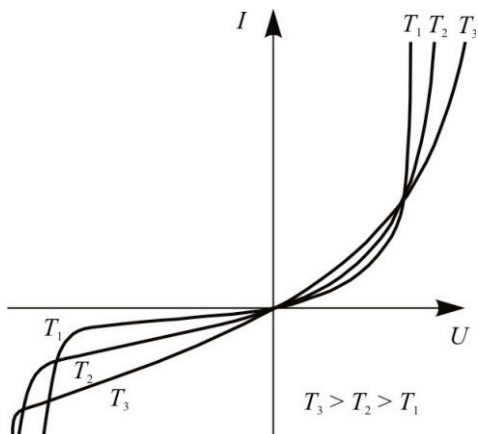


Рис. 2.17. Вольт-амперна характеристика кремнієвого $p-n$ переходу за трьох температур

У германієвих p - n переходах з підвищенням температури ВАХ зміщуються ліворуч і перетину зазвичай не спостерігається.

2.7. Електричний пробій p - n переходу

Під пробоєм p - n переходу розуміють явище різкого збільшення зворотного струму діода з досягненням зворотною напругою деякого критичного значення.

Розрізняють три види пробою: тунельний, лавинний та тепловий.

Тунельний та лавинний пробіи зумовлені фізичними процесами, що відбуваються в сильних електричних полях, а тепловий — процесами, спричиненими нагріванням p - n переходу під час проходження через нього зворотного струму.

Тунельний пробій. Основні носії заряду можуть переходити з однієї області в іншу тільки в тому випадку, якщо їх енергія більша від висоти потенціального бар'єра p - n переходу. Однак за певних умов носії можуть проходити (тунелювати) через потенціальний бар'єр навіть тоді, коли їх енергія менша від висоти потенціального бар'єра. При цьому енергія носіїв не змінюється. Неодмінні умови тунелювання такі: мала ширина потенціального бар'єра, наявність заповнених рівнів з того боку бар'єра, звідки відбувається тунелювання, і наявність вільних рівнів з такою самою енергією з протилежного боку. Такі умови утворюються в p - n переходах на основі сильнолегованих матеріалів. У разі зворотного зміщення зі зростанням напруги відбувається взаємне зміщення енергетичних зон і за деяких напруг валентна зона p -області буде перекриватися із зоною провідності n -області. Якщо заповнені валентні рівні суміщуються з незаповненими рівнями зони провідності, то електрони з p -області будуть тунелювати в n -область (рис. 2.18). Зростання зворотного струму внаслідок тунельного ефекту отримало назву тунельного пробою. Імовірність тунельного переходу електронів визначають за формулою

$$P = A \exp\left(-\frac{4\pi}{h} d \sqrt{m_n^* q \phi}\right), \quad (2.73)$$

де A — постійний коефіцієнт; h — стала Планка; d — товщина; ϕ — висота потенціального бар'єра; m_n^* — ефективна маса електрона.

Для випадку, коли ефективна маса дорівнює масі спокою електрона, $m_n^* = m_0$,

$$P = A \exp\left(-10^8 d \sqrt{\phi}\right), \quad (2.74)$$

тобто ймовірність тунелювання відзначається товщиною та висотою потенціального бар'єра. При цьому під товщиною бар'єра слід розуміти віддаль між зонами, що перекриваються, а під висотою — ширину забороненої зони. Припустивши, що розподіл потенціалу в ділянці переходу лінійний, то, якщо $|U| \gg \phi_0$, товщину d легко розрахувати за рис. 2.18, а:

$$d = \Delta\phi_g \operatorname{tg}\alpha = l \frac{\Delta\phi_g}{U} = \frac{\Delta\phi_g}{E}. \quad (2.75)$$

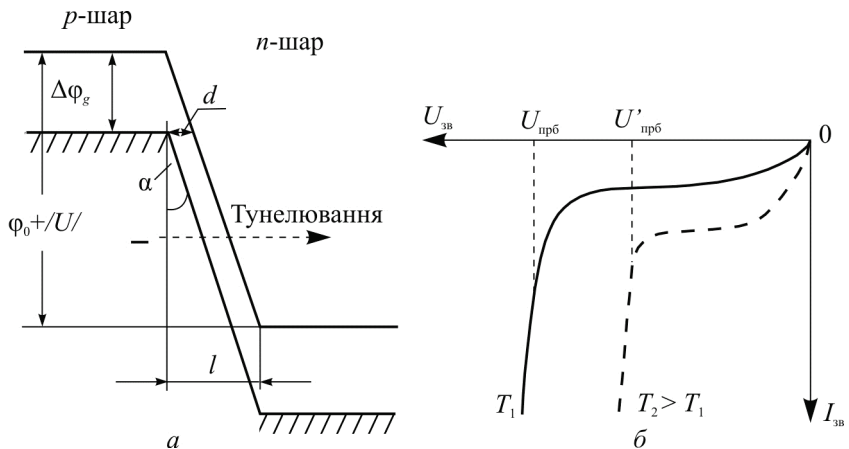


Рис. 2.18. Тунельний пробій: а — зона діаграма p - n переходу за зворотного зміщення з перекриттям зон; б — ВАХ p - n переходу з урахуванням пробою за двох температур ($T_2 > T_1$)

Підставляючи d з рівняння (2.75) у формулу (2.73), дістаємо залежність імовірності тунелювання від напруженості електричного поля в переході:

$$P = A \exp\left(-10^8 \frac{\Delta\phi_g^{3/2}}{E}\right). \quad (2.76)$$

Імовірність тунелювання різко зростає, коли напруженість поля досягає значення, за якого перекриваються зони.

Вольт-амперну характеристику в ділянці тунельного пробую описують приблизним виразом:

$$I_{\tau} = I_0 \exp\left(-10^8 \frac{\Delta\phi_g^{3/2}}{EI}\right). \quad (2.77)$$

Початок пробую оцінюють умовно з рівності $I_{\tau} = 10 I_0$. Звідси отримують пробивну напруженість електричного поля. Для германію $E_{\text{прб}} = 4 \cdot 10^5$ В/см. Виходячи з цього значення напруженості електричного поля та враховуючи ширину p - n переходу, можна розрахувати напругу тунельного пробую $U_{\text{прб.т}}$.

Оскільки максимальна напруженість E_{max} спостерігається на межі p - і n -областей, то, для східчастого переходу напругу тунельного пробую можна визначити, підставляючи в формулу (2.18б) значення l_n , якщо $x = 0$ і $E_{\text{max}} = E_{\text{прб.т}}$:

$$U_{\text{прб.т}} = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \epsilon}{q N_D} E_{\text{прб.т}}^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon \mu_n \rho_B E_{\text{прб.т}}^2, \quad (2.78)$$

де ρ_B — питомий опір бази.

На практиці для розрахунку напруги тунельного пробую використовують точніші напівемпіричні формули:

$$\text{— для германію } U_{\text{прб.т}} = 100 \rho_n + 50 \rho_p, \quad (2.79a)$$

$$\text{— для кремнію } U_{\text{прб.т}} = 40 \rho_n + 8 \rho_p, \quad (2.79б)$$

де $U_{\text{прб.т}}$ — у вольтах; ρ_n і ρ_p — в омах на сантиметр.

Як видно з рівнянь (2.78), (2.79a) і (2.79б), напруга пробую тим більша, чим вищий опір бази. Тому базу високовольтних діодів виготовляють з найбільш високоомного матеріалу.

Напруга тунельного пробую зменшується зі зростанням температури навколишнього середовища. Це пов'язано передусім з тим, що з підвищенням температури зменшується ширина забороненої зони.

Лавинний пробій. Лавинний пробій зумовлено ударною іонізацією атомів напівпровідника в області p - n переходу під дією сильного електричного поля. Якщо ширина p - n переходу більша від довжини вільного пробігу, то неосновні носії в електричному полі можуть отримати енергію, достатню для іонізації атомів кристалічної ґратки. При цьому утворюється пара вільних носіїв, які, в свою чергу, прискорюються полем і можуть викликати нову іонізацію (рис. 2.19).

У разі, коли одна початкова пара носіїв заряду породжує більше однієї пари нових носіїв, процес іонізації розвивається лавиноподібно як самостійний розряд у газі. Зворотний струм у ділянці лавинного пробою пропорційний коефіцієнту ударної іонізації M :

$$I_{зв} = M I_0, \quad (2.80)$$

де

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{прб.л}}\right)^n}. \quad (2.81)$$

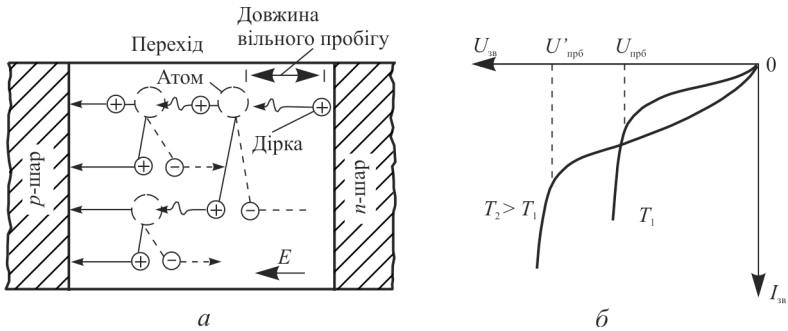


Рис. 2.19. Лавинний пробій: *a* — схема множення носіїв; *б* — ВАХ з урахуванням пробою за двох температур ($T_2 > T_1$)

Напруга лавинного пробою залежить від питомого опору бази p - n переходу і її визначають за напівемпірично формулою

$$U_{прб.л} = K \rho_B^m. \quad (2.82)$$

Значення коефіцієнтів K , n і m для германію та кремнію наведено в табл. 2.1.

Таблиця 2.1

КОЕФІЦІЄНТИ ДЛЯ РОЗРАХУНКУ НАПРУГИ ЛАВИННОГО ПРОБОЮ

Матеріал	Тип електропровідності бази	n	K	m
Германій	Електронна	3	83	0,6
	Діркова	5	52	0,6
Кремній	Електронна	5	86	0,65
	Діркова	3	23	0,75

Із порівняння формул (2.78) та (2.82) випливає, що відношення напруги тунельного та лавинного пробіїв прямо пропорційне питомому опору бази:

$$\frac{U_{\text{прб.т}}}{U_{\text{прб.л}}} = B\rho_{\text{Б}}^{1-m}, \quad (2.83)$$

де B — постійний коефіцієнт.

За деякого значення $\rho_{\text{Б}}$ це відношення може дорівнювати одиниці, тобто $U_{\text{прб.т}} = U_{\text{прб.л}}$. Для електронного германію, наприклад, питомий опір дорівнює $1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. За великих $\rho_{\text{Б}}$ $U_{\text{прб.т}} > U_{\text{прб.л}}$ і в p - n переході буде розвиватися лавинний пробій, а за малих $\rho_{\text{Б}}$ $U_{\text{прб.т}} < U_{\text{прб.л}}$ і пробій має тунельний характер.

З підвищенням температури навколишнього середовища напруга лавинного пробію зростає, оскільки при цьому зменшується довжина вільного пробігу носіїв і для розвинення пробію потрібні вищі напруженості електричного поля.

Тепловий пробій. Тепловий пробій настає внаслідок порушення теплового балансу, коли кількість тепла, що виділяється в p - n переході під час проходження зворотного струму, стає більшою від кількості тепла, яке відводиться від нього.

Під час проходження зворотного струму в p - n переході виділяється потужність $P = U_{\text{зв}} I_{\text{зв}}$, що зумовлює деяке підвищення його температури. У свою чергу, підвищення температури внаслідок термогенерації носіїв призводить до збільшення зворотного струму.

Якщо кількість тепла, що виділяється в ділянці об'ємного заряду, менша від кількості відведеного, то в p - n переході установлюється деяка постійна температура (яка завжди вища від температури навколишнього середовища) та відповідний їй зворотний струм. Зі зростанням зворотної напруги зростатиме потужність, що розсіюється в переході, та відповідно зворотний струм. У випадку, коли кількість тепла, що виділяється в p - n переході, стає більшою від кількості тепла, що відводиться від нього, порушується тепловий баланс і зворотний струм зростає лавиноподібно. Настає тепловий пробій. Оскільки в ділянці переходу значно зростає концентрація носіїв, його опір зменшується, внаслідок чого зменшується спад напруги на переході. На зворотній гілці ВАХ з'являється відрізок з від'ємним диференціальним опором (рис. 2.20).

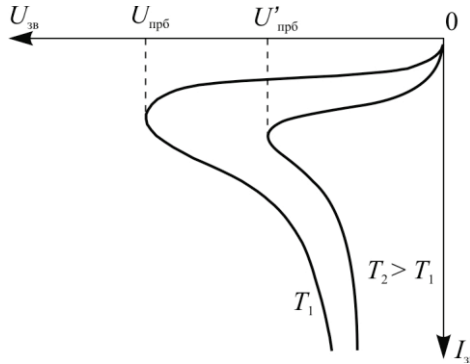


Рис. 2.20. Вольт-амперна характеристика p - n переходу у випадку теплового пробію ($T_2 > T_1$)

Незважаючи на зменшення напруги, тепловий пробій продовжує розвиватися, оскільки швидкість зростання зворотного струму виявляється більшою від швидкості зменшення напруги і тому потужність, що виділяється в p - n переході, продовжує зростати. Тепловий пробій призводить до термічного руйнування p - n переходу та виведення приладу з ладу.

Тепловий пробій характерний для p - n переходів з великим зворотним струмом. Найчастіше він спостерігається в германієвих приладах.

Якщо не вживати спеціальних заходів щодо обмеження зворотного струму під час тунельного та лавинного пробію, то вони переходять в тепловий пробій, що призводить до незворотних процесів у p - n переході.

2.8. Фізичні параметри та модель p - n переходу

2.8.1. Опір p - n переходу

Випрямні властивості p - n переходу можна характеризувати опором у прямому та зворотному напрямках. Розрізняють опір постійному струму $R = \frac{U}{I}$ та опір змінному струму, або диференціальний опір, $r = \frac{du}{dI}$.

Опір постійному струму визначають за рівнянням (2.46):

$$R = \frac{U}{I} = \frac{U}{I_0(e^{U/\Phi_T} - 1)}. \quad (2.84)$$

За прямого зміщення U в рівняння (2.84) треба підставляти зі знаком «+», а за зворотного — зі знаком «-».

Звідси випливає, що зі збільшенням прямої напруги опір p - n переходу зменшується, а зворотної — збільшується, і якщо $|U_{зв}| > \Phi_T$, він прямо пропорційний напрузі:

$$R_{зв} = \frac{U}{I_0}. \quad (2.85)$$

Залежність опору від струму через p - n перехід можна визначити із формули (2.47):

$$R = \frac{\Phi_T \ln\left(\frac{I}{I_0} + 1\right)}{I}. \quad (2.86)$$

У нормальному робочому режимі опір постійному струму в прямому напрямі становить одиниці — десятки омів, а у зворотному — сотні кілоомів, одиниці мегаомів.

Диференціальний опір знаходимо через його обернену величину із формули (2.46):

$$\frac{1}{r} = \frac{dI}{du} = \frac{I_0 e^{u/\Phi_T}}{\Phi_T}. \quad (2.87)$$

За прямого зміщення диференціальний опір зі збільшенням напруги зменшується ($U_{пр}$ — зі знаком «+»):

$$r_{пр} = \frac{\Phi_T}{\frac{U_{пр}}{I_0 e^{\Phi_T}}}, \quad (2.88)$$

а за зворотного зміщення опір підвищується ($U_{зв}$ — зі знаком «-»):

$$r_{зв} = \frac{\Phi_T}{I_0 e^{\Phi_T}}. \quad (2.89)$$

Формула (2.88) достатньо точно описує залежність $r(U)$ за прямого зміщення. За зворотного зміщення формула (2.89) справедлива тільки за малих напруг.

Із формул (2.84) та (2.87) видно, що в нульовій точці ($U = 0$)

$$r(0) = R(0) = \frac{\Phi_T}{I_0}. \quad (2.90)$$

У прямому напрямі диференціальний опір завжди менший від опору постійному струму $r_{пр} < R_{пр}$, а у зворотному — $r_{зв} > R_{зв}$.

Опір реального $p-n$ переходу відрізняється від опору ідеалізованого переходу. У прямому напрямі опір збільшується порівняно з рівнянь (2.84) і (2.87) здебільшого за рахунок опору високоомної області бази. У зворотному напрямі за досить великих напруг починають виявлятися явища пробоя, внаслідок чого опір спочатку сповільнює зростання, а потім різко зменшується (рис. 2.21).

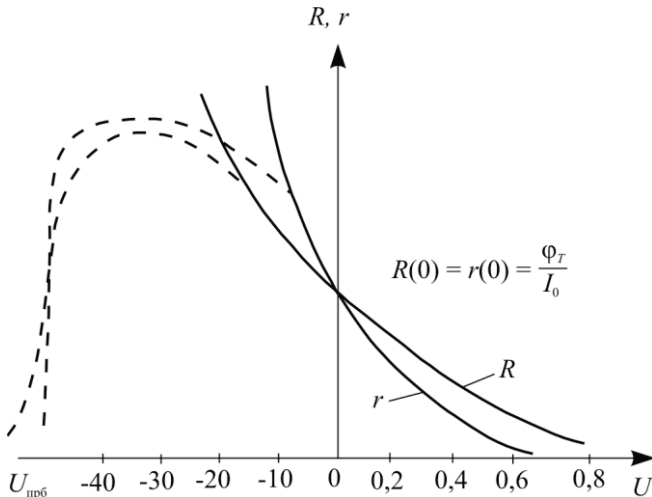


Рис. 2.21. Залежність опору $p-n$ переходу постійному струму (R) і змінному струму (r) від напруг: — — ідеалізований; - - - - - реальний $p-n$ перехід

2.8.2. Бар'єрна ємність $p-n$ переходу

Бар'єрну ємність $p-n$ переходу можна уподібнити ємності плоского конденсатора, обкладинками якого є межі шару просторового

заряду. Ця ємність зумовлена змінням об'ємного заряду за змінювання зовнішньої напруги:

$$C = \frac{dQ}{dU}. \quad (2.91)$$

Для площинного p - n переходу формула бар'єрної ємності подібна до формули ємності площинного конденсатора

$$C_{\text{бар}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{l}. \quad (2.92)$$

Підставляючи в рівняння (2.92) значення l з виразів (2.22) і (2.28) дістаємо значення бар'єрної ємності для несиметричного східчастого й плавного p - n переходів:

$$C_{\text{бар}} = S \sqrt{\frac{q\varepsilon_0\varepsilon N_D}{2(\varphi_0 - U)}}. \quad (2.93)$$

$$C_{\text{бар}} = S \sqrt[3]{\frac{q(\varepsilon_0\varepsilon)^2 N_D'}{12(\varphi_0 - U)}}. \quad (2.94)$$

Формули (2.93) та (2.94) досить точні в разі зворотної напруги, якщо $U_{\text{зв}} \gg \varphi_0$, але за прямої напруги призводять до великої похибки, оскільки не враховують рухомого заряду в ділянці переходу. Якщо $U_{\text{пр}} = \varphi_0$, то формули не мають сенсу, оскільки фізично це означає зникнення p - n переходу. Графічну залежність $C_{\text{бар}}$ від напруги показано на рис. 2.22.

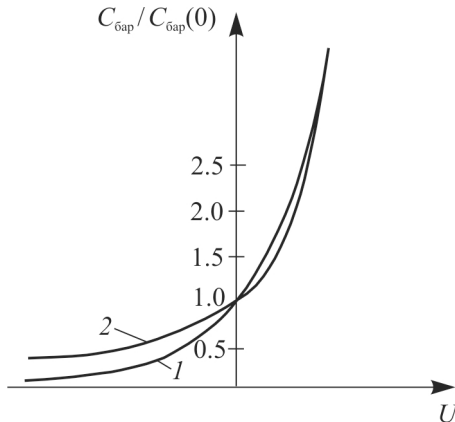


Рис. 2.22. Залежність бар'єрної ємності p - n переходу від напруги: 1 — різкий перехід; 2 — плавний перехід

Залежність бар'єрної ємності від напруги визначається законом розподілення домішок у ділянці переходу. У сплавлених переходах з рівномірним розподілом домішок по координаті x залежність $C_{\text{бар}} = f(U)$ більш різка, ніж у дифузійних. Це зумовлено тим, що ширина переходу та її приріст Δl зі змінням напруги залежать від питомого опору областей p та n . У сплавних переходах питомий опір не змінюється по координаті x , тому однаковим приростам ΔU відповідають однакові прирости Δl . У дифузійних переходах з віддаленням від металургійної межі питомий опір зменшується, тому з підвищенням напруги прирощення Δl зменшується.

2.8.3. Дифузійна ємність p - n переходу

Дифузійна ємність зумовлюється змінням надмірних зарядів рухомих носіїв в областях p та n під дією зовнішньої напруги. За прямого зміщення з емітера в базу дифундують неосновні носії — дірки — і розподіляються так, як показано на рис. 2.9, *a*. Для компенсації надмірного заряду дірок у базу від зовнішнього джерела надходить така ж кількість електронів, які розподіляються так само, як і дірки. Таким чином, у базі виявляється надмірний позитивний заряд дірок ΔQ_p і такий же негативний заряд електронів ΔQ_n . Змінення цього заряду в разі зміни напруги на p - n переході і є проявленням дифузійної ємності. На відміну від бар'єрної ємності надмірні заряди просторово не розділені та не утворюють струму зміщення.

Загальна дифузійна ємність p - n переходу дорівнює сумі ємностей, зумовлених нагромадженням надмірного заряду в p - та n -областях:

$$C_{\text{диф}} = C_{\text{диф},p} + C_{\text{диф},n}. \quad (2.95)$$

Ємність, утворена надмірним зарядом дірок у n -області,

$$C_{\text{диф},n} = \frac{d\Delta Q_p}{dU}. \quad (2.96)$$

Надмірний заряд дірок у базі становить:

$$\Delta Q_p = qS \int_0^{\infty} \Delta p_n(x) dx. \quad (2.97)$$

Межі інтегрування вибрано за умови, що товщина бази набагато більша від дифузійної довжини дірок, тобто $W_B \gg L_p$.

Підставивши в рівняння (2.97) значення $\Delta p_n(x)$ із формули (2.42), дістанемо

$$\Delta Q_p = qSL_p p_{n0} \left(e^{\frac{U}{\Phi_T}} - 1 \right). \quad (2.98)$$

Продиференціювавши ΔQ_p за напругою, знайдемо дифузійну ємність $C_{\text{диф.}n}$:

$$C_{\text{диф.}n} = q \frac{L_p}{\Phi_T} S p_{n0} e^{\frac{U}{\Phi_T}}. \quad (2.99)$$

Помножуючи чисельник і знаменник у рівнянні (2.99) на L_p і враховуючи, що $L_p^2 = D_p \tau_p$, а також формулу (2.50), вираз (2.99) можна подати в такому вигляді:

$$C_{\text{диф.}n} = I_{p0} e^{\frac{U}{\Phi_T}} \frac{\tau_p}{\Phi_T} = \frac{1}{\Phi_T} I_p \tau_p, \quad (2.100)$$

де I_p — дифузійний дірковий струм.

Аналогічно можна знайти дифузійну ємність p -області:

$$C_{\text{диф.}p} = \frac{1}{\Phi_T} I_n \tau_n. \quad (2.101)$$

Таким чином, сумарна дифузійна ємність p - n переходу

$$C_{\text{диф}} = \frac{1}{\Phi_T} (I_p \tau_p + I_n \tau_n). \quad (2.102)$$

Для несиметричного p - n переходу, якщо $N_A \gg N_D$, основним струмом через перехід буде струм дірок I_p , тому сумарна ємність $C_{\text{диф}} = C_{\text{диф.}n}$.

У випадку тонкої бази ($W_B < L_p$) вираз для ємності $C_{\text{диф.}n}$ має вигляд

$$C_{\text{диф.}n} = \frac{1}{\Phi_T} I_p t_{\text{диф}}, \quad (2.103)$$

де $t_{\text{диф}} = \frac{W_B^2}{2D_p}$ — час дифузії дірок через базу.

Дифузійна ємність проявляється тільки за прямого зміщення p - n переходу. Вона значно більша від бар'єрної ємності та здебільшого визначає швидкодію приладів з p - n переходом.

Дифузійна ємність залежить від частоти. Із підвищенням частоти дифузійна ємність зменшується, оскільки нагромадження надмірних зарядів не встигає за змінюванням напруги на p - n переході.

2.8.4. p - n перехід на малому змінному сигналі

Розглянемо струм через p - n перехід у разі прикладання до нього постійної напруги зміщення \bar{U} і малої змінної напруги $u = \tilde{U} \exp i\omega t$:

$$u(t) = \bar{U} + \tilde{U} \exp i\omega t. \quad (2.104)$$

Нехай $\bar{U} \gg \tilde{U}$, а $\tilde{U} \gg \phi_T$. Для знаходження струму використаємо нестационарне рівняння неперервності та припущення, наведені в підрозділі 2.5, і розв'яжемо рівняння для дірок.

Перепишемо рівняння (2.39а) у такому вигляді:

$$\frac{1}{D_p} \frac{\partial p_n}{\partial t} = \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{L_p^2}. \quad (2.105)$$

Повна концентрація дірок у базі під дією напруги (2.104) буде мати постійну та змінну складові:

$$p_n(x, t) = \bar{p}_n(x) + \tilde{p}_n \exp i\omega t. \quad (2.106)$$

Підставивши формулу (2.106) у рівняння (2.105) і виконавши деякі перетворення, отримаємо

$$\frac{\partial^2 \tilde{p}_n}{\partial x^2} - \frac{\tilde{p}_n - p_{n0}}{L_p^2} = \left(\frac{\partial^2 \tilde{p}_n}{\partial x^2} - \frac{\tilde{p}_n}{L_p^2} - \frac{1}{D_p} \tilde{p}_n i\omega \right) \exp i\omega t. \quad (2.107)$$

Ліва частина рівняння (2.107) дорівнює нулю, оскільки вона відповідає стаціонарним рівнянням дифузії (2.40а) і (2.40б). Отже, і права частина рівняння (2.107) дорівнює нулю. Виходячи з цього, подамо її в такому вигляді:

$$\frac{\partial^2 \tilde{p}_n}{\partial x^2} - \frac{\tilde{p}_n}{L_p^2} = 0, \quad (2.108)$$

де $\tilde{L}_p^2 = \frac{L_p^2}{1 + i\omega\tau_p}$ — комплексна довжина дифузії дірок у базі.

Рівняння (2.108) за формою подібне до рівнянь (2.40а) і (2.40б) і його розв'язок має вигляд

$$\tilde{p}_n(x, t) = A_1 e^{\frac{x}{L_p}} + A_2 e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (2.109)$$

Коефіцієнти A_1 і A_2 знаходимо із граничних умов $\tilde{p}_n(0, t)$ і $\tilde{p}_n(\infty, t)$.

Першу граничну умову знаходимо за аналогією з першою граничною умовою для стаціонарного режиму (див. підрозд. 2.5), підставивши замість U значення (2.104):

$$p_n(0, t) = p_{n0} \left(e^{\frac{\bar{U} + \tilde{U} \exp i\omega t}{\Phi_T}} - 1 \right) = p_{n0} \left(e^{\frac{\bar{U}}{\Phi_T}} e^{\frac{\tilde{U} \exp i\omega t}{\Phi_T}} - 1 \right). \quad (2.110)$$

Оскільки $\bar{U} \gg \tilde{U}$, а $\tilde{U} \gg \Phi_T$ одиницею в дужках рівняння (2.110) можна знехтувати та співмножник із змінною складовою розкласти в ряд:

$$e^{\frac{\tilde{U} \exp i\omega t}{\Phi_T}} = 1 + \frac{\tilde{U} \exp i\omega t}{\Phi_T} + \dots. \quad (2.111)$$

Підставляючи рівняння (2.111) у вираз (2.110), дістаємо загальний розподіл дірок у базі:

$$p_n(0, t) = p_{n0} e^{\frac{\bar{U}}{\Phi_T}} + \frac{\tilde{U}}{\Phi_T} p_{n0} e^{\frac{\bar{U}}{\Phi_T}} \exp i\omega t. \quad (2.112)$$

Тут перша складова відповідає граничній умові за постійною складовою, а друга — за змінною складовою дірок у базі. Із порівняння рівнянь (2.106) і (2.112) знаходимо:

$$\tilde{p}_n(0, t) \exp i\omega t = \frac{\tilde{U}}{\Phi_T} p_{n0} e^{\frac{\bar{U}}{\Phi_T}} \exp i\omega t, \quad (2.113)$$

або

$$\tilde{p}_n(0, t) = \frac{\tilde{U}}{\Phi_T} p_{n0} e^{\frac{\bar{U}}{\Phi_T}}.$$

Другу граничну умову з огляду на те, що товщини бази та емітера набагато більші від дифузійної довжини неосновних носіїв, подамо у вигляді

$$p_n(\infty, t) = 0.$$

Підставляючи граничні умови в рівняння (2.109), знаходимо розподіл змінної складової концентрації дірок у базі:

$$\tilde{p}_n(x, t) = \frac{\tilde{U}}{\Phi_T} p_{n0} e^{\frac{\tilde{U}}{\Phi_T}} e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (2.114)$$

Диференціюючи $\tilde{p}_n(x, t)$ за x відповідно до рівняння (2.6) і помноживши результат на площу p - n переходу S , знаходимо змінну складову струму через p - n перехід, тобто, якщо $x = 0$:

$$\tilde{I}_p = \frac{\tilde{U}}{\Phi_T} I_0 e^{\frac{\tilde{U}}{\Phi_T}} \sqrt{1 + i\omega\tau_p}. \quad (2.115)$$

Для низьких частот, коли $\omega\tau_p \ll 1$, вираз під коренем можна розкласти в ряд: $1 + i\frac{\omega\tau_p}{2} + \dots$. Таким чином, кінцевий вираз для змінної складової струму буде мати вигляд

$$\tilde{I}_p = \frac{\tilde{U}}{\Phi_T} I_{np} + i\omega\tau_p \frac{\tilde{U}}{2\Phi_T} I_{np}, \quad (2.116)$$

де $I_{np} = I_0 e^{\frac{U}{\Phi_T}}$ — прямий струм через p - n перехід.

2.8.5. Малосигнальна схема заміщення p - n переходу

Із рівняння (2.116) випливає, що на відміну від постійних складових струму та напруги, між якими була встановлена експоненціальна залежність, між змінними складовими така залежність у p - n переході лінійна:

$$\tilde{I} = \dot{Y} \tilde{U}, \quad (2.117)$$

де \dot{Y} — деяка комплексна провідність p - n переходу;

$$\dot{Y} = \frac{\tilde{I}}{\tilde{U}} = \frac{I_{\text{пр}}}{\Phi_T} + i\omega \frac{I_{\text{пр}}}{2\Phi_T} \tau_p = \frac{1}{r_{\text{пр}}} + i\omega C_{\text{диф}}, \quad (2.118)$$

де $\frac{1}{r_{\text{пр}}} = \frac{I_{\text{пр}}}{\Phi_T}$ — диференціальна провідність; $C_{\text{диф}}^* = \frac{I_{\text{пр}}}{2\Phi_T} \tau_p$ — дифузійна ємність p - n переходу.

Виходячи із рівняння (2.118), схему заміщення p - n переходу на малому змінному сигналі можна подати у вигляді паралельного з'єднання диференціального опору $r_{\text{пр}}$ і дифузійної ємності $C_{\text{диф}}$.

У повну схему заміщення необхідно також включити бар'єрну ємність $C_{\text{бар}}$, опір бази $R_{\text{б}}$ і опір витікання по поверхні $R_{\text{вит}}$ (рис. 2.23).

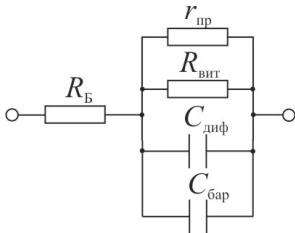


Рис. 2. 23. Малосигнальна схема заміщення p - n переходу

Величини елементів схеми заміщення залежать як від прикладеної напруги, так і від частоти. За прямого зміщення $C_{\text{диф}} \gg C_{\text{бар}}$, $R_{\text{вит}} \gg r_{\text{пр}}$, $r_{\text{пр}} \gg R_{\text{б}}$, тому в схемі необхідно врахувати тільки $r_{\text{пр}}$ і $C_{\text{диф}}$. Стала часу p - n переходу в цьому випадку буде визначатися тільки часом життя неосновних носіїв:

$$\tau = r_{\text{пр}} C_{\text{диф}} = 0,5\tau_p.$$

За зворотного зміщення дифузійна ємність дорівнює нулю, отже, в схемі необхідно враховувати $r_{\text{зв}}$, $R_{\text{вит}}$, $R_{\text{б}}$, $C_{\text{бар}}$.

На високих частотах диференціальний опір і дифузійна ємність p - n переходу зменшується обернено пропорційно $\sqrt{\omega}$.

2.9. P - n перехід на високому рівні інжекції

Високий рівень інжекції (2.37) означає, що концентрація надмірних носіїв у базі суттєво перевищує концентрацію основних носіїв, що призводить до значних змін у роботі p - n переходу порівняно з низьким рівнем інжекції.

* Отримане тут значення $C_{\text{диф}}$ точніше порівняно з рівнянням (2.103)

Високий рівень інжекції змінює опір бази, спричиняє появу дрейфової складової струму в базі, а також змінює деякі електрофізичні параметри.

Змінювання опору бази. За низького рівня інжекції ($\delta \ll 1$) припускається, що інжекція неосновних носіїв заряду — дірок — у базу суттєво не змінює в ній рівноважної концентрації носіїв і тому опір бази можна вважати незмінним. За високого рівня інжекції в базі, на віддалі L_p від межі з шаром просторового заряду, концентрація неосновних носіїв перевищує концентрацію основних носіїв. Окрім того, за умови електронейтральності в базу для компенсації надмірного заряду дірок від зовнішнього джерела втягуються електрони, які розподіляються так само, як і дірки. Отже, на ділянці L_p (рис. 2.9, а) опір бази буде залежати від рівня інжекції. Таку залежність називають *модуляцією опору бази*.

Змінення опору бази впливає на перерозподіл зовнішньої напруги між базою та ділянкою об'ємного заряду (формула (2.62)), а також на характер залежності між струмом і напругою в p - n переході.

Вплив рівня інжекції на опір бази r_b особливо великий в приладах з тонкою базою $W_b < L_p$.

Змінювання коефіцієнта інжекції. Наслідком зменшення опору бази є зменшення коефіцієнта інжекції p - n переходу. Як було показано раніше, коефіцієнт інжекції характеризує частину діркового (основного) струму на межі з p - n переходом, і за низького рівня інжекції його можна визначити за формулою (2.53).

У випадку високого рівня інжекції гранична провідність бази становитиме

$$\sigma_b(0) = \sigma_{об} + \Delta\sigma_b(0) = \sigma_{об} \left(1 + \frac{\Delta\sigma_b(0)}{\sigma_{об}} \right). \quad (2.119)$$

Приріст провідності бази визначають надмірною концентрацією дірок і електронів, тобто

$$\Delta\sigma_b(0) = q\mu_p \Delta p_n(0) + q\mu_n \Delta n_n(0). \quad (2.120)$$

За умови електронейтральності $\Delta p_n = \Delta n_n$. Тому $\Delta\sigma_b(0)$ можна записати в такому вигляді:

$$\Delta\sigma_b(0) = q\mu_n \Delta p_n(0) \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n} \right), \quad (2.121)$$

Оскільки рухливість дірок набагато менша від рухливості електронів, формула (2.121) набуває спрощеного вигляду:

$$\Delta\sigma_b(0) \approx q\mu_n \Delta p_n(0). \quad (2.122)$$

Таким чином, рівень інжекції можна виразити через електропровідність

$$\delta = \frac{\Delta\sigma_b(0)}{\sigma_{об}}. \quad (2.123)$$

Підставляючи рівняння (2.119) у формулу (2.37) і враховуючи рівень інжекції (2.123), отримаємо формулу коефіцієнта інжекції:

$$\gamma = 1 - \frac{\sigma_{об}}{\sigma_{оЕ}}(1 + \delta) = 1 - \frac{\rho_{оЕ}}{\rho_{об}}(1 + \delta). \quad (2.124)$$

Таким чином формула (2.124) свідчить про те, що зі зростанням рівня інжекції δ коефіцієнт інжекції зменшується.

Дрейфова складова струму. Високий рівень інжекції призводить до виникнення в базі електричного поля і як наслідок — дрейфової складової струму.

Виникнення електричного поля в базі пов'язано з двома факторами: неповною компенсацією заряду надмірних дірок у базі електронами та спадом напруги на об'ємному опорі бази. Для компенсації надмірного заряду дірок у базу надходять основні носії — електрони — і розподіляються так само, як і дірки. Однак повної компенсації не може бути в принципі. Інакше, по-перше, не було б причини для нерівномірного розподілу основних носіїв і, по-друге, електрони дифундували б у протилежному напрямі до їх дійсного руху — від омичного контакту вглибину бази. Тому варто припустити, що такою причиною є електричне поле, яке напрямлене від *p-n* переходу до омичного контакту.

Для розрахунку дрейфового струму виберемо *p-n* структуру діода з тонкою базою. При цьому будемо вважати, що швидкість рекомбінації надмірних носіїв заряду на омичному контакті дорівнює нескінченності. В базі такої структури можна виділити три ділянки з різними значеннями рівня інжекції (рис. 2.24): ділянку 1 — з високим рівнем інжекції, ділянку 2 — із середнім рівнем інжекції і ділянку 3, що прилягає до омичного контакту, — з низьким рівнем інжекції.

У разі підвищення струму через p - n перехід ділянка з високим рівнем інжекції буде поширюватися у бік омичного контакту та займати більшу частину бази. Тому можна припустити, що по всій

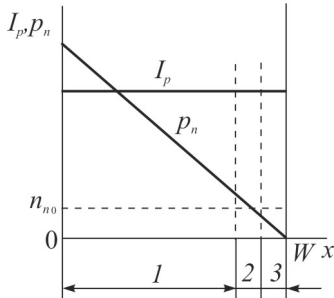


Рис. 2.24. Розподіл концентрації неосновних носіїв заряду в базі діода з тонкою базою: 1 — ділянка з високим рівнем інжекції; 2 — ділянка із середнім рівнем інжекції; 3 — ділянка з низьким рівнем інжекції

товщині бази виконуватися умова високого рівня інжекції. Щоб отримати вираз дрейфової складової струму в базі, зробимо такі припущення:

1. Товщина бази значно менша від дифузійної довжини дірок $W_B \ll L_p$. Це дає змогу припустити, що рекомбінації в базі не відбувається і дірковий струм I_p по всій товщині бази залишається постійним.

2. Швидкість рекомбінації на омичному контакті близька до безмежності.

3. Рівень інжекції по всій товщині бази високий.

4. Коефіцієнт інжекції γ навіть за високого рівня інжекції близький до одиниці, тобто через перехід відбувається інжекція одного типу носіїв — дірок.

Зроблені припущення дозволяють вважати, що в базі розглянутої структури електронний струм дорівнює нулю:

$$j_n = q\mu_n n_n E + qD_n \frac{dn_n}{dx} = 0.$$

З урахуванням співвідношення Ейнштейна отримаємо

$$E = -\varphi_T \frac{1}{n_n} \frac{dn_n}{dx}. \quad (2.125)$$

Виходячи з умови електронейтральності, в базі можна замінити $\frac{dn_n}{dx}$ на $\frac{dp_n}{dx}$, а концентрацію n_n записати як $n_{n0} + \Delta p_n$. Тоді

$$E = -\varphi_T \frac{1}{n_n + \Delta p_n} \frac{dp_n}{dx}. \quad (2.126)$$

Підставляючи рівняння (2.126) у формулу (2.7), дістанемо

$$j_{p \text{ др}} = -q\mu_p \varphi_T \frac{p_n}{n_{n0} + \Delta p_n} \frac{dp_n}{dx}. \quad (2.127)$$

На високих рівнях інжекції $\Delta p_n \gg p_{n0}$ і можна припустити, що $p_n = \Delta p_n$. Із врахуванням співвідношення Ейнштейна рівняння (2.127) набуває вигляду

$$j_{p \text{ др}} = -qD_p \frac{\Delta p_n}{n_{n0} + \Delta p_n} \frac{dp_n}{dx}. \quad (2.128)$$

За формою вираз (2.128) відповідає формулі (2.6) для дифузійної складової діркового струму.

Складаючи дрейфову та дифузійну складові, отримаємо повний дірковий струм у базі:

$$j_p = j_{p \text{ др}} + j_{p \text{ днф}} = -qD_p \left(1 + \frac{\Delta p_n}{n_{n0} + \Delta p_n} \right) \frac{dp_n}{dx}. \quad (2.129)$$

Співмножник у дужках на високих рівнях інжекції, коли $\Delta p_n \gg n_{n0}$, прямує до 2, і рівнянню (2.129) можна надати спрощеного вигляду

$$j_p = -q2D_p \frac{dp_n}{dx}, \quad (2.130)$$

де $2D_p$ — еквівалентний коефіцієнт дифузії на високих рівнях інжекції.

Таким чином, на високих рівнях інжекції дрейфова складова струму майже дорівнює дифузійній складовій.

Для опису ВАХ p - n переходу за прямого зміщення на високих рівнях інжекції можна використати формулу (2.48), подвоюючи тепловий струм:

$$I = 2I_0 e^{\frac{U}{\varphi_T}}. \quad (2.131)$$

Змінювання часу життя і рухливості носіїв заряду. Підвищення концентрації неосновних і основних носіїв у базі за високих рівнів інжекції змінюють процес рекомбінації, оскільки при цьому рекомбінація може відбуватися через такі уловлювачі, через які вона не могла б відбутися за низького рівня інжекції. Залежність часу життя носіїв від рівня інжекції визначається багатьма факторами: типом і розміщенням енергетичних рівнів уловлювачів у забороненій зоні напівпровідника, температурою, концентрацією домішки і т. ін.

Зі зростанням рівня інжекції час життя зазвичай зменшується, проте може і збільшуватися.

За високих рівнів інжекції може виявлятися додатковий механізм розсіювання носіїв на носіях, що призводить до зменшення рухливості та коефіцієнта дифузії носіїв заряду.

2.10. Переходи між домішковими та власними напівпровідниками

Такі переходи умовно позначають через « $p-i$ » або « $n-i$ ». $P-i$ перехід є граничним випадком одностороннього p^+-n переходу. Припустимо, що в p^+-n переході концентрація донорів у базі неперервно зменшується. Тоді ділянка бази, яка прилягає до металургійної межі, дедалі більше збагачується дірками. При цьому дірки відіграють більшу роль в утворенні додатного заряду порівняно з іонізованими донорами. У крайньому випадку, коли $N_D = 0$, збіднений шар в базі зникає і позитивний заряд у ній біля металургійної межі буде обумовлюватися тільки дірками (рис. 2.25).

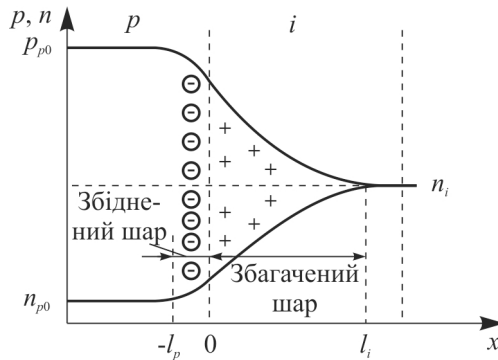


Рис. 2.25. Розподіл носіїв заряду в $p-i$ переході

Розподіл електричного поля та потенціалу в $p-i$ переході складніший порівняно з $p-n$ переходом, оскільки густину об'ємного заряду дірок у базі навіть приблизно не можна вважати постійною. Однак висоту потенціального бар'єра ϕ_0 у рівноважному стані так само, як і для $p-n$ переходу можна визначати за формулою (2.13),

якщо замість p_{n0} підставити n_i . При цьому величина ϕ_0 виявляється значно меншою, ніж у p - n переході. Під шириною p - i переходу слід розуміти ширину просторового заряду області p та ширину збагаченого шару області i . Оскільки в i -області немає збідненого шару, то більша частина зовнішньої напруги спадає на високоомному нейтральному шарі бази і менша частина припадає на область переходу. Тому залежність струму через p - i перехід від зовнішньої напруги більш слабка порівняно із залежністю у звичайному p - n переході.

Оскільки концентрація дірок у власному напівпровіднику значно більша порівняно з електронним напівпровідником, тому зворотний струм у p - i переході буде значно більшим, ніж у p - n переході.

У разі прямого зміщення в p - i переході майже відсутній режим низького рівня інжекції, оскільки навіть незначна надмірна концентрація Δp_n набагато перевищує концентрацію власних носіїв у бази.

Випрямні властивості p - i переходів значно слабші порівняно з властивостями p - n переходів. Проте p - i переходи широко використовують у різних напівпровідникових приладах.

2.11. Переходи між однотипними напівпровідниками

Переходи між однотипними напівпровідниками утворюються при контакті двох напівпровідників з одним типом провідності, але з різною концентрацією домішок. Такі переходи позначають як p^+ - p або n^+ - n . Розглянемо перехід p^+ - p -типу, в якому області p^+ та p позначимо цифрами 1 і 2 (рис. 2.26). Спочатку вважатимемо, що концентрація акцепторів у високоомній області настільки мала, що перехід можна вважати p - i -типу (рис. 2.25). Із введенням в шар i невеликої концентрації акцепторної домішки загальна структура переходу не зміниться, але якщо збільшити концентрацію домішки, потенціальний бар'єр зменшиться, і, коли концентрація акцепторів в обох областях стає однаковою, потенціальний бар'єр зникає. Це впливає з формули (2.13), у якій концентрацію дірок p_{n0} необхідно замінити концентрацією p_{p2} . Механізм зменшення потенціального бар'єра полягає в такому. Зі збільшенням концентрації дірок в області 2 (рис. 2.26) зменшується градієнт концентрації між

областями, який зумовлює дифузію дірок із області 1 в область 2. При цьому кількість дірок, що переходять із області 1 в область 2, зменшується і однаковою мірою зменшується негативний заряд некомпенсованих іонів акцепторів в області 1.

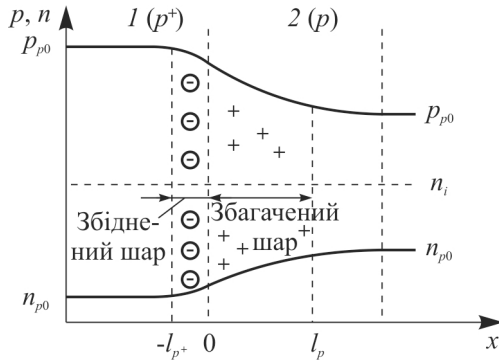


Рис. 2.26. Розподіл носіїв заряду в p^+-p переході

Збільшення концентрації домішки в області 2 призводить також до звуження p^+-p переходу, оскільки протяжність збагаченої ділянки праворуч від металургійної межі обернено пропорційна концентрації $N_{A2}^{1/2}$.

Таким чином, p^+-p перехід характеризується малою висотою потенціального бар'єра та малою його шириною. Якщо концентрації N_{A1} і N_{A2} однакові, перехід зникає та утворюється однорідний напівпровідник.

Основною особливістю p^+-p та n^+-n переходів є те, що в них немає інжекції та екстракції неосновних носіїв заряду, оскільки основні носії в обох областях одного знаку.

Однотипні переходи не мають вентильних властивостей і використовуються для утворення омичних контактів.

2.12. Гетеропереходи

Гетеропереходом називають область просторового заряду на межі розділення двох різних за фізико-хімічними властивостями напівпровідників. Наприклад, гетеропереходи можуть утворюватися між

германієм і кремнієм, германієм і арсенідом галію, арсенідом галію та фосфідом галію та ін.

Фізичні процеси, що відбуваються під час утворення гетеропереходів такі самі, як і під час утворення гомопереходів, однак при цьому є і свої особливості.

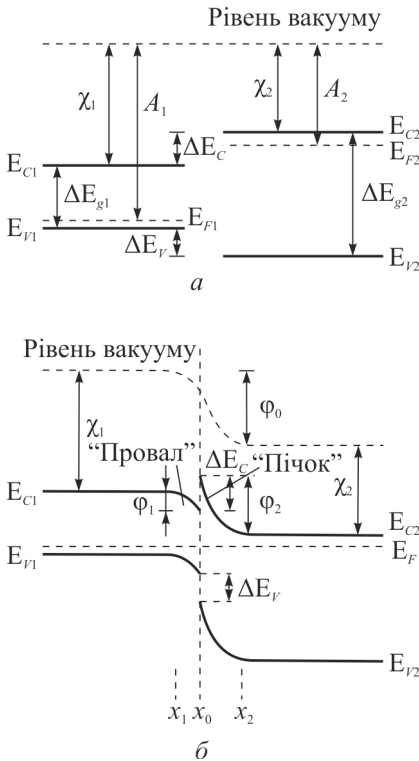


Рис. 2.27. Зонні діаграми:
 а — окремих напівпровідників з різною шириною забороненої зони;
 б — p_1-n_2 гетеропереходу в рівноважному стані

Найбільший інтерес виявляють до гетеропереходів, які утворені напівпровідниками з різною шириною забороненої зони, причому цікаві властивості для створення напівпровідникових приладів мають не тільки анізотипні (переходи між напівпровідниками p та n), але й ізотипні переходи (переходи між напівпровідниками з одним типом провідності).

Оскільки гетеропереходи утворюються на основі різних напівпровідників, тому для отримання якісного переходу необхідно, щоб у цих матеріалів з високою точністю збігалися щонайменше два параметри: постійні ґратки і температурний коефіцієнт розширення. Через це кількість матеріалів для утворення гетеропереходів обмежена.

Кожний з напівпровідників, що утворює гетероперехід, може мати різну ширину

забороненої зони та різний тип електропровідності. Тому можливі чотири комбінації гетеропереходів: p_1-n_2 ; n_1-n_2 ; n_1-p_2 ; p_1-p_2 .

* Індекси 1 і 2 належать відповідно до вузькозонного та широкозонного напівпровідників.

Розглянемо утворення гетеропереходу між напівпровідником p -типу з вузькою забороненою зоною та n -типу із широкою забороненою зоною. Нехай термодинамічна робота виходу A_1 і електронне споріднення χ_1 напівпровідника p_1 будуть більшими порівняно з роботою виходу A_2 і електронним спорідненням χ_2 напівпровідника n_2 (рис. 2.27). Відлік енергії ведеться від енергетичного рівня електрона у вакуумі. При контакті напівпровідників носії заряду в приконтактній ділянці перерозподіляються та вирівнюються рівні Фермі внаслідок установаження термодинамічної рівноваги. При цьому енергетичні рівні напівпровідників так само, як і під час утворення p - n переходу будуть скривлюватися біля контакту.

Електричне поле E , висоту потенціального бар'єра ϕ_0 і ширину гетеропереходу l у рівноважному стані можна визначити, якщо розв'язати рівняння Пуассона для різкого переходу із врахуванням різних значень діелектричної проникності напівпровідників ϵ_1 і ϵ_2 :

$$E_{1\max} = \frac{qN_A l_{p1}}{\epsilon_0 \epsilon_1}; \quad E_{2\max} = \frac{qN_D l_{n2}}{\epsilon_0 \epsilon_2}; \quad (2.132)$$

$$\phi_{0p1} = \frac{qN_A l_{p1}^2}{2\epsilon_0 \epsilon_1}; \quad \phi_{0n2} = \frac{qN_D l_{n2}^2}{2\epsilon_0 \epsilon_2}; \quad (2.133)$$

$$l_0 = l_{p1} + l_{n2} = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_1 \epsilon_2}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \phi_0. \quad (2.134)$$

Висота потенціального бар'єра гетеропереходу буде визначатися сумою потенціалів для кожної з областей і дорівнювати контактній різниці потенціалів:

$$\phi_0 = \phi_{0p1} + \phi_{0n2} = A_1 - A_2. \quad (2.135)$$

Залежність електричного поля та потенціалу від координати в кожній з областей буде відповідно лінійною і квадратичною, так само, як і у випадку p - n гомопереходу (рис. 2.28).

Стрибок електричного поля в гетеропереході на металургійній межі спричиняється різними значеннями діелектричної проникності

ϵ_1 і ϵ_2 . У цьому разі відповідно до теореми Гаусса на межі розділення має виконуватися умова неперервності електричної індукції:

$$D = \epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2. \quad (2.136)$$

Для побудови енергетичної діаграми ідеалізованого гетеропереходу необхідно провести горизонтальну пряму, яка позначає рівень Фермі системи E_F і вертикальну пряму, яка позначає металургійну межу розділення напівпровідників. На відстані від межі розділення в напівпровідниках ніяких змін під час контакту не відбувається. Тому розміщення рівнів верху валентної зони та дна зони провідності напівпровідників відносно загального рівня Фермі залишається незмінним. Відклавши вгору від рівня Фермі значення термодинамічних робіт виходу напівпровідників A_1 і A_2 , знаходимо

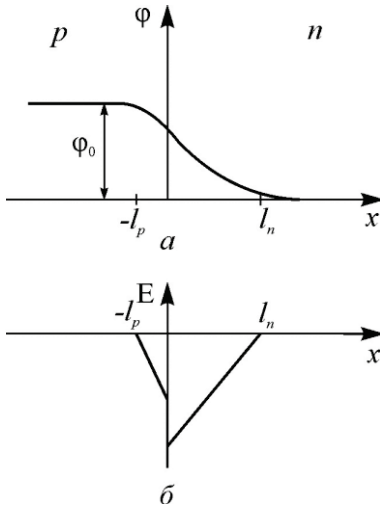


Рис. 2.28. Розподіл потенціалу (а) та електричного поля (б) у гетеропереході

положення енергетичного рівня електрона у вакуумі. Цей рівень неперервний, тому в разі його з'єднання між напівпровідниками біля межі розділення виникає згин, величина якого дорівнює контактній різниці потенціалів. Скривлення енергетичних рівнів верху валентної зони і дна зони провідності в кожному напівпровіднику має бути паралельним згину енергетичного рівня вакууму. При цьому на металургійній межі напівпровідників виявляється розрив між енергетичними рівнями дна зони провідності ΔE_C і верху валентної зони ΔE_V .

Величина розриву дна зони провідності, як впливає з рис. 2.27, б, становить

$$\Delta E_C = \chi_1 - \chi_2, \quad (2.137)$$

а величина розриву верху валентної зони

$$\Delta E_V = \Delta E_g - \Delta E_C = E_{g1} - E_{g2} - \chi_1 + \chi_2. \quad (2.138)$$

У результаті розривів дна зони провідності та верху валентної зони висота потенціальних бар'єрів для електронів і дірок в гетеропереході виявляється різною. В цьому випадку висота потенціального бар'єра для дірок більша, ніж для електронів. Це і є специфікою гетеропереходів, яка зумовлює їх властивості для створення тих чи інших напівпровідникових приладів.

Якщо на гетероперехід подається зовнішня напруга в прямому напрямі, потенціальний бар'єр для електронів зменшується і електрони із області n_2 дифундують в область p_1 . Потенціальний бар'єр для дірок також зменшується, але залишається настільки великим, що дифузії дірок з області p_1 в область n_2 майже не відбувається.

У разі зворотного зміщення висота потенціального бар'єра збільшується і струм переноситься дрейфом неосновних носіїв із частковим тунелюванням через «пік» ΔE_C .

Окрім дифузійного та дрейфового механізмів перенесення носіїв, у гетеропереході діють й інші механізми, наприклад, емісійний механізм і тунелювання. Через складність механізму струмоперенесення загальних методів розрахунку ВАХ гетеропереходів не існує. При цьому переважання того чи іншого механізму залежить від положення «піка» і «яма» в розриві ΔE_C . Наприклад, якщо «пік» розміщений нижче від ΔE_{C1} , тоді в прямому напрямі переважає дифузійний механізм, який характерний для гомопереходів. Якщо «пік» розміщений вище за ΔE_{C1} , тоді діє емісійний механізм.

У випадку переважання дифузійного механізму струмоперенесення ВАХ гетеропереходу описується таким самим рівнянням, що й p - n перехід.

За емісійного механізму струмоперенесення рівняння ВАХ має вигляд:

$$j = \frac{A^* T}{k} q \varphi_0 e^{-\frac{q \varphi_0}{kT}} \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right), \quad (2.139)$$

де A^* — константа Річардсона.

Характерним для різних механізмів струмоперенесення є збереження експоненціальної залежності струму від напруги.

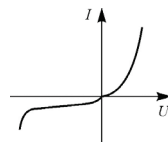
КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Наведіть визначення p - n переходу.
2. Поясніть механізм утворення об'ємного заряду на межі розділення напівпровідників p та n типу.
3. Чим визначається висота потенціального бар'єра і ширина p - n переходу в рівноважному стані?
4. Поясніть механізм руху носіїв через p - n перехід у рівноважному стані.
5. Нарисуйте зонну діаграму p - n переходу.
6. Поясніть механізм проходження струмів через p - n перехід за прямого та зворотного зміщень.
7. Наведіть рівняння неперервності для напівпровідників.
8. У чому полягає ідеалізація моделі p - n переходу?
9. Поясніть послідовність виведення ВАХ ідеалізованого p - n переходу.
10. Поясніть вплив процесів рекомбінації в p - n переході на ВАХ.
11. Поясніть вплив опору бази на ВАХ.
12. Що таке рівень інжекції, коефіцієнт інжекції?
13. Нарисуйте розподіл носіїв за прямого та зворотного зміщень переходу.
14. У чому полягає відмінність зворотної гілки ВАХ реального p - n переходу від ідеалізованого?
15. Поясніть механізм утворення теплового струму та струму термогенерації. Яке значення теплового струму та струму термогенерації?
16. Чому тепловий струм переходу не залежить від прикладеної напруги?
17. Чому струм термогенерації залежить від напруги?
18. Що таке канальний струм? Як утворюється провідний канал?
19. Назвіть види пробою p - n переходу.
20. Нарисуйте ВАХ реального p - n переходу.
21. Поясніть температурну залежність прямого спаду напруги на p - n переході.
22. Поясніть температурну залежність зворотного струму.
23. Якими опорами характеризується p - n перехід?
24. Поясніть залежність опору p - n переходу від напруги та струму.
25. Поясніть сенс бар'єрної та дифузійної ємностей p - n переходу.
26. Нарисуйте малосигнальну схему заміщення p - n переходу.
27. Як впливає на роботу p - n переходу високий рівень інжекції?
28. Поясніть утворення переходів між домішковими та власними напівпровідниками та між однотипними напівпровідниками.
29. Наведіть визначення гетеропереходу. Які основні особливості гетеропереходів?
30. Поясніть методику побудови зонної діаграми гетеропереходу.



РОЗДІЛ 3

НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ



3.1. Класифікація діодів

Напівпровідникові діоди — це широкий клас напівпровідникових приладів, призначених для виконання різних функцій в пристроях радіоелектроніки, автоматики, обчислювальної техніки, енергетичної електроніки та ін. Діоди мають два зовнішні виводи.

Діоди можна класифікувати за сукупністю загальних ознак, найважливіші з яких такі:

- початковий матеріал;
- фізичні принципи роботи;
- конструктивно-технологічні особливості;
- функціональне призначення.

За початковим напівпровідниковим матеріалом діоди поділяють на такі:

- германієві;
- кремнієві;
- арсенід-галієві;
- карбід-кремнієві;
- селенові та ін.

За принципом роботи діоди бувають такі:

- інжекційні на основі гомопереходів і гетеропереходів;
- з надбар'єрною емісією основних носіїв (діоди Шотткі);
- тунельні діоди;
- діоди на ефектах сильного електричного поля;
- діоди на ефекті міждолинного переходу носіїв;
- діоди на ефектах оптичного випромінювання і т. ін.

За конструктивно-технологічними особливостями розрізняють:

- площинні діоди;
- точкові діоди;

- мезадіоди;
- сплавні діоди;
- дифузійні діоди;
- епітаксiallyно-планарні діоди.

За призначенням діоди можна розподілити на такі:

- випрямні;
- імпульсні;
- варикапи;
- стабілітрони;
- змішувальні;
- детекторні;
- помножувальні;
- перемикальні;
- підсилювальні;
- генераторні та ін.

Напівпровідникові діоди характеризують за трьома системами параметрів:

- *функціональні параметри* — визначають функціональні можливості діодів у нормальних умовах роботи;
- *граничні параметри* — визначають зону безпечної роботи діодів;
- *параметри надійності* — визначають можливість діодів виконувати свої функції протягом заданого часу в тих, чи тих умовах експлуатації.

3.2. Випрямні діоди

Випрямні діоди — це напівпровідникові діоди, принцип дії яких полягає у використанні вентильних властивостей електронно-діркового переходу і які призначені для перетворення змінної напруги в постійну. Основою випрямних діодів є плоский електронно-дірковий перехід, або перехід метал-напівпровідник.

Тепер для утворення випрямних діодів використовують здебільшого германій та кремній.

Для випрямних діодів вводяться такі основні параметри:

- *постійна пряма напруга діода $U_{пр}$* — спад напруги на діоді в прямому напрямі за заданого прямого струму;

— *постійний зворотний струм* $I_{зв}$ — струм через діод у зворотному напрямі за заданої зворотної напруги;

— *максимально допустимий прямий струм* $I_{пр.маx}$ — максимальне значення струму, що проходить через діод в прямому напрямі, за якого забезпечується задана надійність;

— *максимально допустима зворотна напруга* $U_{зв.маx}$ — максимальне значення зворотної напруги на діоді, за якої забезпечується задана надійність;

— *диференціальний опір діода* r у заданій робочій точці;

— *максимальна робоча частота* $f_{маx}$ — частота, за якої значення випрямленого струму зменшується до 0,7 свого номінального значення.

Більшість випрямних діодів працюють на низьких частотах, значення яких не перевищує 50 кГц.

За значенням випрямного струму випрямні діоди поділяють на діоди малої ($I_{пр} \leq 300$ мА), середньої ($I_{пр} \leq 3$ А) та великої ($I_{пр} > 3$ А) потужностей.

3.2.1. Германієві діоди

Електронно-діркові переходи германієвих випрямних діодів формують методом вплавлення індію в германій n -типу. Початкові пластини товщиною 0,3...0,4 мм вирізають з монокристалічного германію з питомим опором близько 30 Ом · см. Одну з конструкцій випрямного діода середньої потужності зображено на рис. 3.1. Кристал германію з p - n переходом припаюють до сталюого кристалотримача припоем з домішкою сурми. Сурма є донором для германію та забезпечує невідпрямний контакт.

У потужних діодах кристал германію припаюють до мідного кристалотримача не безпосередньо, а через молибденову прокладку для зменшення механічних напружень, що виникають внаслідок різних температурних коефіцієнтів лінійного розширення міді та германію.

Для захисту p - n переходу від зовнішнього впливу кристал поміщають у коваровий корпус. У корпус вварюють скляний ізолятор, через який проходить трубка для зовнішнього виводу. Щоб запобігти впливу квантів світла на генерацію носіїв у p - n переході, скляний ізолятор покривають світлонепроникним лаком. Конструкція потужних германієвих діодів передбачає або природне, або штучне охолодження.

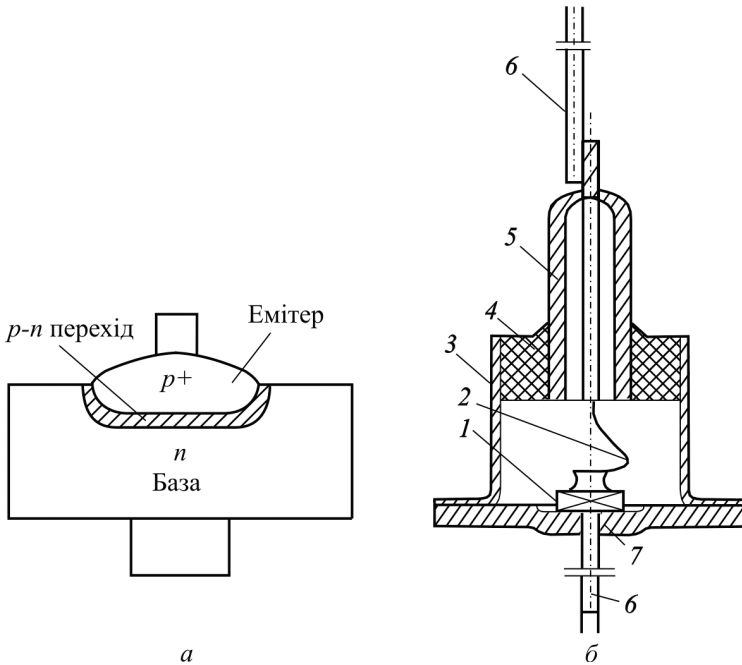


Рис. 3.1. Структура (а) та конструкція германієвого випрямного діода середньої потужності (б): 1 — кристал германію; 2 — внутрішній пружинний вивід; 3 — коваровий корпус; 4 — прохідний ізолятор; 5 — коварова трубка (штенгель); 6 — зовнішні виводи; 7 — кристалотримач

Германієві площинні діоди розраховано на різні допустимі випрямлені струми — від сотень міліамперів до тисяч амперів. Значення струму визначають площею $p-n$ переходу, яку розраховують, виходячи з допустимої густини струму. Для вибраного кристала допустима густина струму становить близько 100 А/см^2 .

Вольт-амперна характеристика германієвих діодів (рис. 3.2) відрізняються від ідеальної здебільшого впливом опору бази та наявністю струмів витікання.

Зворотна гілка ВАХ має відрізок насичення, яка вказує на те, що зворотний струм площинних діодів зумовлено переважно тепловим струмом неосновних носіїв.

Спад напруги в прямому напрямі на германієвих діодах не перевищує $0,5 \text{ В}$. Для германієвих діодів характерний тепловий пробій, тому вони не витримують навіть короточасних переван-

тажень за зворотною напругою. Максимально допустима напруга діодів не перевищує 400 В.

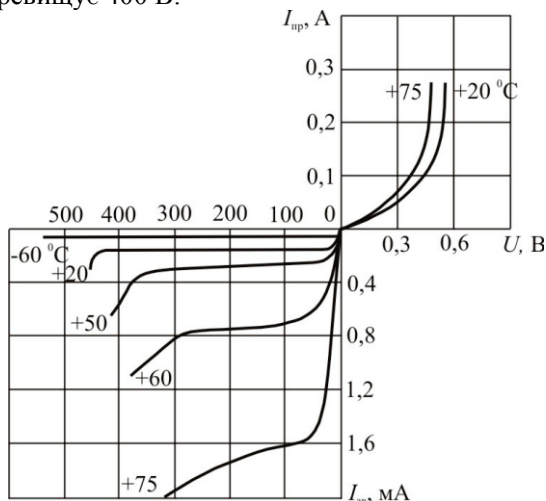


Рис. 3.2. Вольт-амперна характеристика германієвого діода за різних температур навколишнього середовища

Германієві діоди можуть працювати в діапазоні температур $-60\dots+75^\circ\text{C}$. Нижню межу зумовлено різницею температурних коефіцієнтів розширення германію та індію, перевищення якої призводить до розтріскування кристала, а верхню — початком власної провідності та різким погіршенням випрямних властивостей.

Температурну залежність ВАХ показано на рис. 3.2.

3.2.2. Кремнієві діоди

Електронно-діркові переходи кремнієвих випрямних діодів отримують методом вплавлення, або методом дифузії. Сплавні p - n переходи формують вплавленням алюмінію в кремній n -типу, або вплавленням сплаву олова з фосфором, або золота із сурмою в кремній p -типу.

Дифузійні переходи формують дифузією алюмінію або бору в кремній n -типу чи дифузією фосфору в кремній p -типу. За допомогою дифузійної технології отримують p - n переходи великої площі для потужних діодів. Конструктивно кремнієві випрямні діоди мало чим відрізняються від аналогічних за параметрами германієвих діодів (рис. 3.3). Однак є деякі технологічні особливості високовольтних кремнієвих діодів.

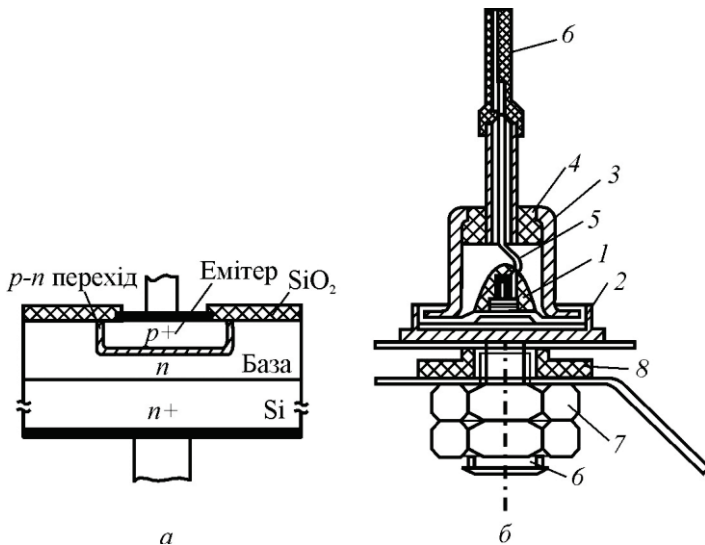


Рис. 3.3. Структура (а) і конструкція (б) кремнієвого випрямного діода:
 1 — кристал кремнію; 2 — кристалотримач; 3 — коваровий корпус;
 4 — прохідний ізолятор; 5 — внутрішній вивід; 6 — зовнішні виводи;
 7 — тепловивід; 8 — ізолювальна шайба

Для кремнієвих випрямних діодів характерним є лавинний пробій. Напруга пробою кремнієвих діодів може досягати декількох тисяч вольтів. На практиці напруга пробою кремнієвих випрямних діодів обмежується геометрією $p-n$ переходу та станом поверхні. Найбільшу напругу пробою мають ідеальні площинні $p-n$ переходи.

У реальних діодах $p-n$ перехід виходить на поверхню напівпровідника і тому стан поверхні суттєво впливає на напругу пробою. Якщо поверхневий заряд має протилежний знак порівняно з основними носіями заряду в базі діода, тоді біля поверхні бази утворюється збагачений шар (рис. 3.4, а). При цьому ширина $p-n$ переходу біля поверхні зменшується і, як наслідок, понижується напруга пробою. Для усунення поверхневого пробою ширину $p-n$ переходу біля поверхні роблять більшою порівняно з шириною переходу в центральній частині.

Для цього по периметру діодної структури під деяким кутом до площини $p-n$ переходу створюється фаска. Ширина переходу на поверхні таким чином виявляється більшою, ніж в об'ємі кристала. Це пояснюється так. Раніше було показано, що позитивний заряд іонів донорів і негативний заряд іонів акцепторів по обидва боки металур-

гійної межі однакові та компенсують один одного. Оскільки площа p - n переходу в структурі з фаскою по перетину A - A менша за площу по перетину B - B (рис. 3.4, б), то така компенсація зарядів можлива тільки тоді, коли товщина збідненого шару поблизу поверхні збільшується, розвиваючись у глибину n -області. Таким чином, електричне поле поблизу поверхні буде слабшим, ніж в центральній частині p - n переходу.

Другий спосіб уникнення поверхневого пробію створення на периферії p - n переходу охоронного кільця. Для цього центральна частина переходу формується дифузцією бору, а периферійна частина — дифузцією алюмінію (рис. 3.5). Ширина p - n переходу, а отже, і напруга пробію залежать від градієнта концентрації домішок. Коефіцієнт дифузії алюмінію більший від коефіцієнта дифузії бору. Тому градієнт концентрації акцепторної домішки в периферійній частині менший, ніж в центральній частині p - n переходу. Відповідно ширина p - n переходу l_2 і напруга пробію периферійної частини будуть більшими, ніж ширина переходу l_1 і напруга пробію центральної частини.

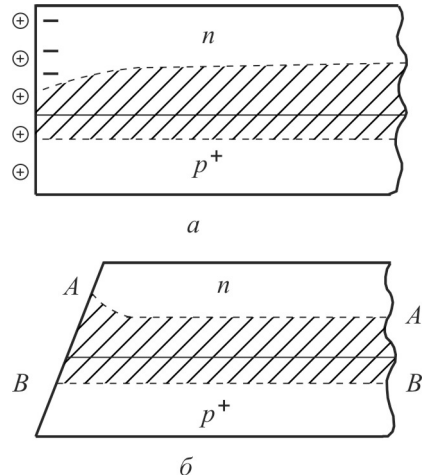


Рис. 3.4. Конфігурація p - n переходу поблизу поверхні структури: a — без фаски; $б$ — з фаскою

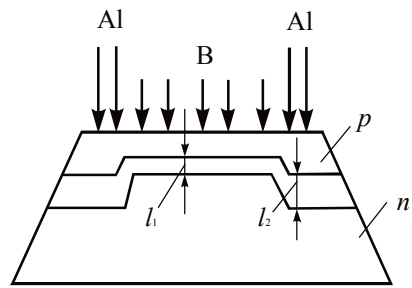


Рис. 3.5. Структура кристала кремнієвого випрямного діода з підвищеною напругою пробію

Типові ВАХ кремнієвого випрямного діода за різних температур зображено на рис. 3.6. На відміну від германієвих діодів зворотна гілка кремнієвих діодів не має відрізка насичення, що свідчить про більший внесок у зворотний струм складових струму термогенерації та струму витікання.

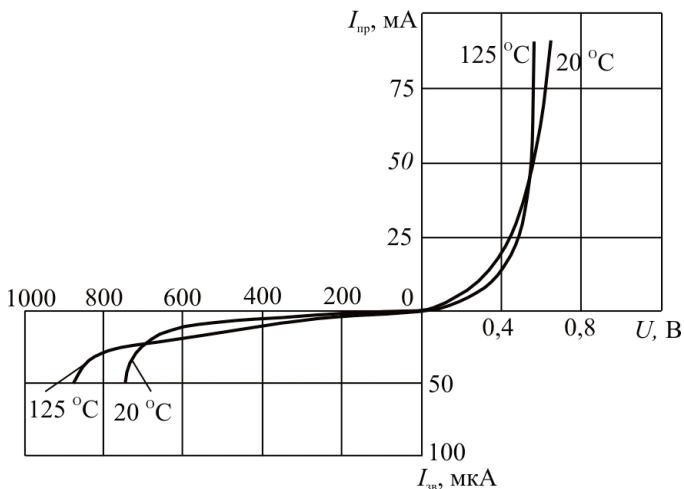


Рис. 3.6. Вольт-амперні характеристики кремнієвого випрямного діода за різних температур навколишнього середовища

У цілому зворотний струм у кремнієвих діодах значно менший, ніж в аналогічних германієвих діодах, оскільки питомий опір (ширина забороненої зони) кремнію набагато більший, ніж германію. Із цієї ж причини прямих пад напруги у кремнієвих діодах більший, ніж у германієвих, і досягає 1,5 В. Порівняно з германієвими кремнієві діоди витримують більші прямі струми, оскільки допустима густина струму в них становить 200 А/см^2 .

Власна провідність кремнію настає за температури $125 \text{ }^\circ\text{C}$, тому кремнієві випрямні діоди можуть працювати в більш широкому температурному інтервалі ($-60 \dots +125 \text{ }^\circ\text{C}$), ніж германієві.

Отже, переваги кремнієвих випрямних діодів порівняно з германієвими це більша допустима зворотна напруга, більший робочий температурний інтервал, менший зворотний струм, а недолік — більший прямих пад напруги.

3.2.3. Арсенід-галієві діоди

Порівняння германієвих і кремнієвих діодів показує, що кожен з них мають певні особливості. Ці особливості здебільшого обумовлені різною шириною забороненої зони германію та кремнію. Діоди, які виготовляють з матеріалу з більшою шириною забороненої зони, мають ряд суттєвих переваг (менший зворотний струм, більша зворотна напруга, більший інтервал робочих температур). Із цього погляду перспективним напівпровідником для випрямних діодів є арсенід галію (GaAs), ширина забороненої зони якого дорівнює 1,43 еВ.

Арсенід-галієві діоди виготовляють методом рідинної епітаксії.

Арсенід-галієві діоди, які випускає тепер промисловість, мають добрі частотні й температурні властивості. Їх максимальна робоча частота досягає 1 МГц, а температурний діапазон становить від -60 до $+250$ °С. Однак арсенід-галієві діоди суттєво поступаються кремнієвим діодам за значеннями прямого падіння напруги, зворотного струму та допустимої зворотної напруги. Остання становить не більше 50 В. Низька пробивна напруга пояснюється недосконалістю технології виготовлення *p-n* переходів.

3.2.4. Силкові діоди

Силкові напівпровідникові діоди призначені для роботи в потужних перетворювачах електроенергії, а також в інших мережах постійного та змінного струмів різних силових установок. До силових належать діоди, які витримують прямі струми 10 А і більше. Основою силових діодів є $p^+ - p - n - n^+$ структури великої площі.

Діаметр структур досягає 50 мм і більше за товщини початкової пластини 0,5...0,7 мм. Для виготовлення силових діодів високої напруги пробою (до 5000 В) використовують *n*-кремній з великим питомим опором ($\rho_n > 250$ Ом·см). З метою усунення поверхневого пробою структури виготовляють з фаскою та охоронним кільцем.

Конструкція силових діодів передбачає їх з'єднання та роботу з охолоджувачами. Залежно від необхідної потужності розсіювання охолоджувачі виготовляють у вигляді радіаторів, розрахованих на природне повітряне та примусове повітряне або водяне охолодження. Конструкцію одного із силових діодів і водяного охолоджувача зображено на рис. 3.7.

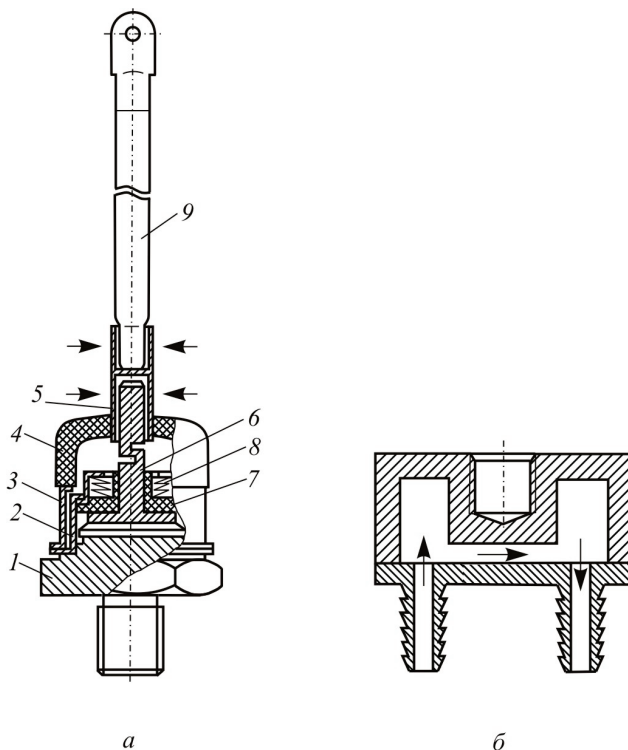


Рис. 3.7. Конструкція силового діода (а) і водяного охолоджувача (б):
 1 — мідна шестигранна основа; 2 — сталевий стакан; 3 — сталева манжета;
 4 — керамічний ізолятор; 5 — мідна трубка; 6 — внутрішній вивід;
 7 — ізолятор; 8 — тарілчасті пружини; 9 — зовнішній вивід

За навантажувальною здатністю в ділянці пробою силові діоди підрозділяють на випрямні, лавинні випрямні та лавинні випрямні з контрольованим пробоєм.

Випрямний діод — це діод, призначений для випрямлення змінного струму. Робота таких діодів у ділянці пробою навіть короткочасно не допускається.

Лавинний діод — це діод, призначений для роботи в ділянці пробою протягом короткого проміжку часу. Такі діоди називають обмежувачами напруги.

Лавинний діод з контрольованим пробоєм призначено для роботи в усталеному режимі в ділянці пробою протягом тривалого часу. Такі діоди називають стабілітронами.

Параметри силових діодів підрозділяють на групи за такими ознаками:

- напругою;
- струмом;
- опором і потужністю втрат;
- температурою;
- комутаційними здатностями.

Параметри за напругою:

— *імпульсна пряма напруга* $U_{\text{пр.імп}}$ — найбільше миттєве значення напруги на діоді в прямому напрямі за заданого миттєвого значення прямого струму;

— *повторювана імпульсна зворотна напруга* $U_{\text{зв.імп.повт}}$ — найбільше миттєве значення зворотної напруги, яка прикладається до діода, включаючи всі повторювальні перехідні напруги, але виключаючи всі неповторювальні перехідні напруги. Значення $U_{\text{зв.імп.повт}}$ встановлюється приблизно 0,75...0,85 від величини напруги пробною $U_{\text{прб}}$;

— *неповторювана імпульсна зворотна напруга* $U_{\text{зв.імп}}$ — найбільше миттєве значення будь-якої неповторюваної перехідної зворотної напруги, що прикладається до діода. Значення $U_{\text{зв.імп}}$ встановлюється рівним 1,15 $U_{\text{зв.імп.повт}}$;

— *імпульсна робоча зворотна напруга* $U_{\text{зв.імп.р}}$ — найбільше миттєве значення зворотної напруги, яка прикладається до діода, виключаючи повторювані та неповторювані перехідні напруги. Значення $U_{\text{зв.імп.р}}$ встановлюється рівним (0,6...0,8) $U_{\text{зв.імп.повт}}$;

— *порогова пряма напруга* $U_{\text{пор}}$ — значення прямої напруги, що відсікається лінією прямолінійної апроксимації ВАХ на осі абсцис (рис. 3.8).

Параметри за струмом:

— *максимально допустимий середній прямий струм* $I_{\text{пр.сер}}$ — допустиме середнє значення прямого струму за час тривалого проходження струму через діод;

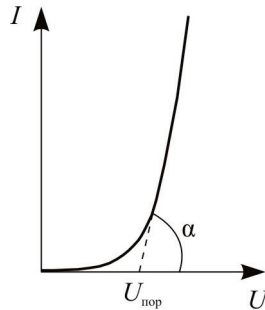


Рис. 3.8. До визначення порогової прямої напруги силового діода

— *ударний неповторюваний прямий струм* $I_{\text{пр.уд}}$ — максимально допустиме миттєве значення одиночного імпульсу прямого струму синусоїдної форми та заданої тривалості. Зазвичай тривалість імпульсу дорівнює 10 мс;

— *повторюваний імпульсний зворотний струм* $I_{\text{зв.імп.повт}}$ — найбільше миттєве значення зворотного струму, зумовлене повторюваною імпульсною напругою.

Параметри за опором і потужністю втрат:

— *диференціальний прямий опір* $r_{\text{диф}}$ — значення опору в прямому напрямі, який визначається кутом нахилу лінії апроксимації (рис. 3.8);

— *повторювана імпульсна зворотна розсіювальна потужність* $P_{\text{зв.імп.повт}}$ — максимально допустиме миттєве значення потужності втрат, коли діод в зворотному напрямі в ділянці пробою навантажується періодичними імпульсами струму;

— *ударна потужність зворотних втрат* $P_{\text{зв.уд}}$ — максимально допустиме миттєве значення потужності втрат у діоді, коли він у зворотному напрямі навантажується одиночними імпульсами струму. Значення $P_{\text{зв.уд}}$ встановлюється для синусоїдної форми імпульсу зворотного струму в ділянці пробою протягом 10 і 100 мкс.

Параметри $P_{\text{зв.імп.повт}}$ і $P_{\text{зв.уд}}$ встановлюють тільки для лавинних випрямних діодів і лавинних випрямних діодів з контрольованим пробоем.

Температурні параметри:

— *ефективна еквівалентна температура р-п переходу* T_j — теоретична температура, що ґрунтується на спрощеному уявленні теплових і електричних властивостей приладу;

— *максимально допустима температура переходу* $T_{j,\text{max}}$ — це температура переходу, перевищення якої в тривалих режимах не допускається. Для силових діодів $T_{j,\text{max}}$ становить 190 °С за повторюваних імпульсів зворотної напруги 1600 В, 170 °С — за повторюваних імпульсних напруг 2800 В і 150 °С — за повторюваних імпульсів напруги 4000 В;

— *мінімально допустима температура переходу* $T_{j,\text{min}}$ — це температура, нижче від якої не допускається робота та зберігання діодів;

— *тепловий опір перехід* — корпус $R_{\text{т.пер.корп}}$ — відношення різниці між температурою переходу та корпусу до потужності втрат в усталеному режимі роботи діода.

Параметри за комутаційними здатностями:

— час зворотного відновлення $t_{\text{відн.звор}}$ — інтервал часу між моментами, коли струм змінює напрям із прямого на зворотний та моментом, коли зворотний струм зменшується від його амплітудного значення до заданого значення;

— заряд відновлення $Q_{\text{відн.звор}}$ — повний заряд, що витікає із діода в разі перемикання його з прямого вмикання на зворотне.

Силові діоди, що випускаються промисловістю, розраховані на струми в прямому напрямі до декількох тисяч амперів і на зворотні напруги до 5000 В.

3.3. Імпульсні діоди

Імпульсними називають діоди, які завдяки спеціальним конструктивно-технологічним заходам можуть працювати у швидкодіючих імпульсних схемах.

Напівпровідниковий діод — це інерційний елемент відносно швидких змін струму та напруги, оскільки новий розподіл носіїв в областях p і n устанавлюється не одразу. Основна причина інерційності в режимі перемикання — вплив бар'єрної ємності p - n переходу, а також ефект нагромадження надмірних носіїв заряду в базі (дифузійна ємність). Роль ефекту нагромадження можна значно ослабити, зменшивши тривалість життя надмірних неосновних носіїв, а бар'єрну ємність можна знизити, зменшивши площу.

Отже, основними особливостями імпульсних діодів є мала тривалість життя надмірних носіїв і мала площа p - n переходу. Останнє досягається завдяки спеціальній технології виготовлення p - n переходів заданої геометрії.

3.3.1. Перемикання діода з прямого вмикання на зворотне

Розглянемо випадок живлення діода від джерела напруги.

Якщо на діод подано сходянку напруги в прямому напрямі, то через нього проходить прямий струм, значення якого визначається амплітудою напруги, прямим опором діода та опором навантаження (рис. 3.9, а).

У момент подачі напруги t_1 (рис. 3.9, б) концентрація неосновних носіїв у базі безпосередньо біля межі переходу різко зростає, тоді як на незначній віддалі від $p-n$ переходу вона залишається зрівноваженою (рис. 3.10, а). Градієнт концентрації, що відповідає цьому розподілу, максимальний, і через діод проходить великий дифузійний струм (рис. 3.9, в, крива 1). У міру розповсюдження дірок углиб бази градієнт концентрації їх понижується і струм через перехід зменшується, прямуючи до усталеного значення в момент часу t_3 . Спадання струму відповідає ємнісному характеру перехідного процесу в діоді (заряд дифузійної ємності). Час установлення рівноваги відповідає часу дифузії дірок у базі на віддаль L_p , тобто тривалості життя дірок τ_p .

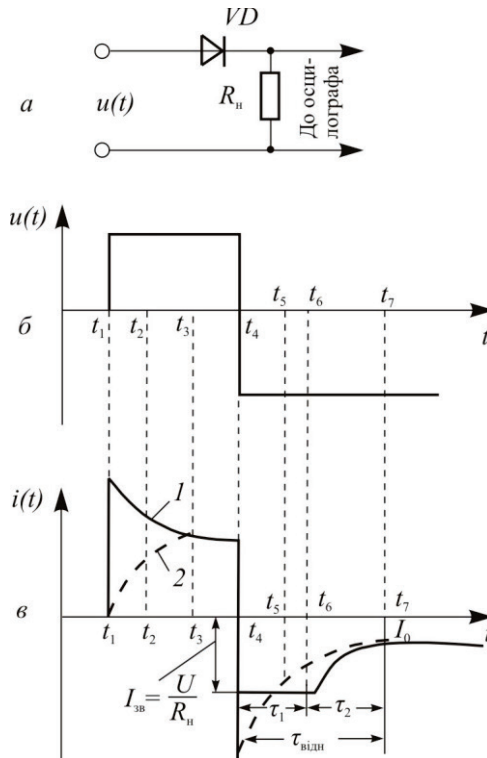


Рис. 3.9. Процес установлення зворотного струму в разі перемикання діода з прямого вмикання на зворотне: а — схема подання напруги; б — еюра напруги; в — еюра струму через діод

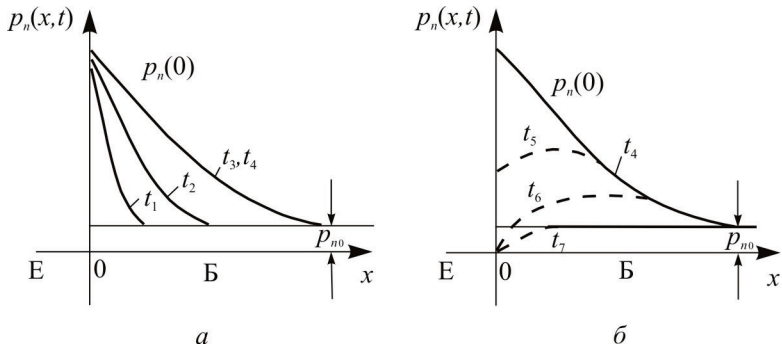


Рис. 3.10. Процес установлення розподілу дірок у базі діода: *a* — з поданням прямої напруги; *б* — з поданням зворотної напруги

Одночасно з описаним процесом відбувається зворотний йому процес зростання струму через діод, зумовлений модуляцією опоры бази. У момент t_1 опір бази максимальний. Але в міру розповсюдження дірок углиб бази він буде зменшуватися, зумовлюючи зростання струму (див. рис. 3.9, *в*, крива 2). Зростання струму через діод відповідає індуктивному характеру перехідного процесу. Отже, p - n перехід може мати як ємнісні, так і індуктивні властивості.

Змінюванням напруги, що прикладається до діода, можна підібрати такий режим, за якого індуктивний та ємнісний процеси компенсують один одного, опір діода суто активний і струм через діод повторює форму імпульсу напруги.

Нехай у момент t_4 напруга на діоді стрибком змінить полярність на протилежну, при цьому через діод пройде зворотний струм, значення якого значно перевищує зворотний струм у стаціонарному режимі. Із часом викид струму зменшується до номінального значення.

За прямого зміщення діода до моменту t_4 у базі нагромадився надмірний заряд дірок, розподілу яких відповідає крива t_4 (рис. 3.10, *б*). Значення надмірного заряду залежить від рівня інжекції та тривалості життя дірок у базі. Різке змінення полярності зовнішньої напруги зумовлює безперешкодний перехід надмірних дірок у p -область. Як відомо, в усталеному стані зворотний струм неосновних носіїв (тепловий струм) прямо пропорційний відношенню p_{n0}/L_p (2.52), тобто визначається градієнтом концентрації неосновних носіїв у базі на межі з p - n переходом. Як видно з рис. 3.10, *б*, у момент

перемикання t_4 градієнт концентрації дірок у базі в точці $x = 0$ дорівнює нескінченності, а тому і зворотний струм також прямує до нескінченності. Якщо опору в зовнішньому колі немає, цей струм обмежується тільки опором бази діода.

Із часом надмірний заряд у базі зменшується («розсмокчується») за рахунок як екстракції дірок у p -область, так і їх рекомбінації. У момент t_7 , коли концентрація дірок у базі зменшиться до зрівноваженої, зворотний струм буде дорівнювати номінальному значенню. Тривалість перехідного процесу визначають величиною нагромадженого в базі заряду (значенням прямого струму), швидкістю екстракції дірок з бази, а також тривалістю їх життя.

Оскільки значення прямого струму визначають режимом роботи, а швидкість екстракції — рухливістю дірок, то єдиним способом скорочення часу перехідного процесу є зменшення τ_p . Для зменшення τ_p у базову ділянку вводять спеціальні домішки (наприклад, нікель, золото), які утворюють додаткові «уловлювачі» та збільшують швидкість рекомбінації.

Якщо послідовно з діодом з'єднати опір навантаження R_n , то перехідний процес відрізнятиметься від описаного. Зовнішній опір обмежить зворотний струм у момент перемикання, зменшуючи цим самим швидкість екстракції дірок з бази.

До того часу, поки концентрація дірок у точці з координатою $x = 0$ не досягне нуля (рис. 3.10, б, крива t_6), зворотний струм буде визначатися зворотною напругою та опором навантаження

$$I_{зв} = \frac{U_{зв}}{R_n}, \quad (3.1)$$

і протягом часу τ_1 залишатиметься постійним. Значення τ_1 залежить від співвідношення струмів $I_{пр} / I_{зв}$ і від τ_p . Для площинних діодів з товстою базою $W_B > 3L_p$ тривалість фази постійного струму τ_1 можна визначити за виразом

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{\tau_1}{\tau_p}} = \frac{I_{пр}}{I_{пр} + I_{зв}}. \quad (3.2)$$

$$\text{Якщо } 0,1 < \frac{I_{зв}}{I_{пр}} < 1, \text{ то } \tau_1 = 0,2\tau_p \frac{I_{пр}}{I_{зв}}. \quad (3.3)$$

Для точкових діодів, у яких p - n перехід має вигляд півсфери, за умови, що $I_{\text{пр}} / I_{\text{зв}} > 0,1$, порядок τ_1 можна оцінити за формулою

$$\tau_1 = \frac{r_0^2}{D_p} \left(\frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{пр}} + I_{\text{зв}}} \right)^2, \quad (3.4)$$

де r_0 — радіус p - n переходу.

У момент часу t_0 концентрація дірок p_n біля межі з переходом спадає до нуля, а градієнт концентрації стає кінцевим, тому зворотний струм починає зменшуватися.

У глибині бази, однак, заряд надмірних дірок все ще залишається досить великим, і в міру його розсмоктування зворотний струм наблизатиметься до стаціонарного значення.

Оскільки на розсмоктування надмірних носіїв впливають два механізми — екстракція та рекомбінація — спадання зворотного струму буде швидшим, ніж за експоненціальним законом, і для точкових і площинних діодів описується формулою

$$i_{\text{зв}}(t) = I_{\text{пр}} \frac{r_0}{L_p + r_0} \left(\frac{e^{-t/\tau_p}}{\sqrt{\pi \frac{t}{\tau_p}}} - \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{t}{\tau_p}} \right). \quad (3.5)$$

Для площинних діодів закон спадання зворотного струму з часом можна подати, підставивши $r_0 = \infty$, у вигляді

$$i_{\text{зв}}(t) = I_{\text{пр}} \left(\frac{e^{-t/\tau_p}}{\sqrt{\pi \frac{t}{\tau_p}}} - \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{t}{\tau_p}} \right). \quad (3.6)$$

В інтервалі великого часу, якщо $t > 2\tau_p$, закон спадання зворотного струму наближається до експоненти

$$i_{\text{зв}}(t) = I_{\text{пр}} \frac{e^{-t/\tau_p}}{2\sqrt{\pi(t/\tau_p)^3}}, \quad (3.7)$$

а в діапазоні малого часу, якщо $t \ll \tau_p$, його можна подати формулою

$$i_{зв}(t) = I_{пр} \left(\pi \frac{t}{\tau_p} \right)^{-1/2}. \quad (3.8)$$

На час перехідного процесу суттєвий вплив справляє товщина бази. Якщо $W_B < L_p$, то рекомбінація дірок відбуватиметься не тільки в об'ємі, але й на омичному контакті, при цьому швидкість рекомбінації на три-чотири порядки більша, ніж в об'ємі. Перехідний процес при цьому визначається переважно часом пролітання дірок від межі p - n переходу до невивірного контакту:

$$t_{прл} = \frac{W_B^2}{2D_p}. \quad (3.9)$$

Тоді для діодів з «тонкою» базою потрібно замість τ_p врахувати $t_{прл}$. Якщо $W_B = 0,1 L_p$, час перехідного процесу зменшується на два порядки.

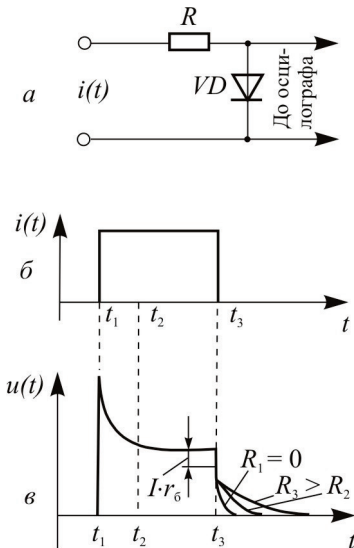


Рис. 3.11. Процес установлення прямої напруги на діоді з поданням імпульсу струму: а — схема живлення; б — еюра струму; в — еюра напруги

3.3.2. Проходження імпульсів прямого струму через діод

Розглянемо живлення діода від джерела струму (рис. 3.11, а). Нехай через діод задається прямокутний імпульс струму $i(t)$ (рис. 3.11, б). Оскільки розподіл дірок устанавлюється не миттєво, тому в момент подачі імпульсу струму t_1 опір бази найбільший, а спад напруги на діоді максимальний (рис. 3.11, в). У міру поширення дірок углиб бази її опір зменшується, зменшується і спад напруги на діоді, досягаючи усталеного значення в момент часу t_2 . Напруга на діоді складається із спаду напруги на базі та на p - n переході:

$$U = \varphi_T \ln \frac{p_n(t)}{P_{n_0}} + I r_b. \quad (3.10)$$

Після закінчення імпульсу струму в момент часу t_3 складова I_{rB} миттєво зникає, а напруга на переході, зумовлена зарядом інжектіваних дірок, спадає поступово в міру їх рекомбінації та екстракції з бази в емітер. Тривалість спаду залишкової напруги значною мірою визначається значенням зовнішнього опору (рис. 3.11, в).

3.3.3. Основні параметри імпульсних діодів

Постійний прямий спад напруги $U_{пр}$ — це спад напруги на діоді за прямого зміщення у статичному режимі. Значення $U_{пр}$ вказують для заданого значення струму для трьох температур: мінімальної (-60 ± 2 °C), кімнатної (25 ± 1 °C) і максимальної (70 ± 2 °C) для германієвих і (120 ± 2 °C) для кремнієвих діодів. У паспорті (довіднику) наводять максимальне значення $U_{пр}$ для діодів цього типу.

Постійний зворотний струм $I_{зв}$ — це струм через діод у зворотному напрямі за максимально допустимою напруги. Так само, як і $U_{пр}$, значення $I_{зв}$ вказується для трьох температур.

Час відновлення зворотного опору $t_{відн}$ — це час з моменту перемикання діода до моменту, коли зворотний струм зменшується до заданого значення. Параметр $t_{відн}$ визначають за заданих значень $I_{пр}$, $I_{зв}$ і тривалості переднього фронту імпульсу. За цим параметром імпульсні діоди поділяють на звичайні — мілісекундні, швидкодійні — мікросекундні, надшвидкодійні — наносекундні. Натепер розроблено імпульсні діоди з часом відновлення до декількох пікосекунд.

Ємність діода C — ємність між виводами діода за заданої зворотної напруги. Зазвичай, значення цієї напруги дорівнює 5 В.

Максимальний імпульсний спад напруги $U_{пр.ім.мах}$ — максимальний спад напруги на діоді під час проходження через нього імпульсу прямого струму заданої величини. Іноді вказують також максимальний імпульсний опір $R_{ім.мах}$, який дорівнює відношенню $U_{пр.ім.мах}$ до заданого значення імпульсного прямого струму.

Час установалення прямого опору $t_{уст}$ — час, протягом якого прямий імпульсний спад напруги від максимального значення зменшується до усталеного значення.

До граничнодопустимих параметрів належать: максимально допустима зворотна напруга $U_{зв.мах}$, максимально допустимий прямий струм $I_{пр.мах}$, максимально допустимий імпульсний струм $I_{пр.ім.мах}$ за заданої тривалості імпульсу.

3.3.4. Діоди з нагромадженням заряду

Особливістю діодів з нагромадженням заряду (ДНЗ) є існування в базі внутрішнього гальмівного поля, зумовленого нерівномірним розподілом домішок. Коли, наприклад, концентрація домішок N_D зростає за координатою x у базі створюється електричне поле, яке напрямлене в бік p - n переходу (рис. 3.12). Унаслідок цього під час проходження прямого струму дірки нагромаджуються тільки біля p - n

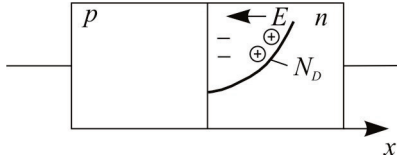


Рис. 3.12. Розподіл домішок і електричне поле у базі ДНЗ

переходу, оскільки гальмівне поле перешкоджає їх дифузії вглиб бази. Крива розподілу дірок у базі ДНЗ виявляється значно крутішою, ніж у сплавних діодах з рівномірним розподілом домішок (рис. 3.13, а).

Припустимо, що загальний заряд нагромаджених дірок такий самий, як загальний заряд сплавного діода. З поданням на діод зворотної напруги відбувається розсмоктування нагромадженого заряду. При цьому внутрішнє поле виштовхує нагромажені дірки з бази до p - n переходу. До моменту часу t_6 (див. рис. 3.9), коли концентрація дірок біля переходу спадає до нуля, кількість дірок, що залишилися вглибині бази, виявляється дуже малою, тому тривалість фази спаду зворотного струму дуже мала і форма імпульсу зворотного струму близька до прямокутної (рис. 3.13, б).

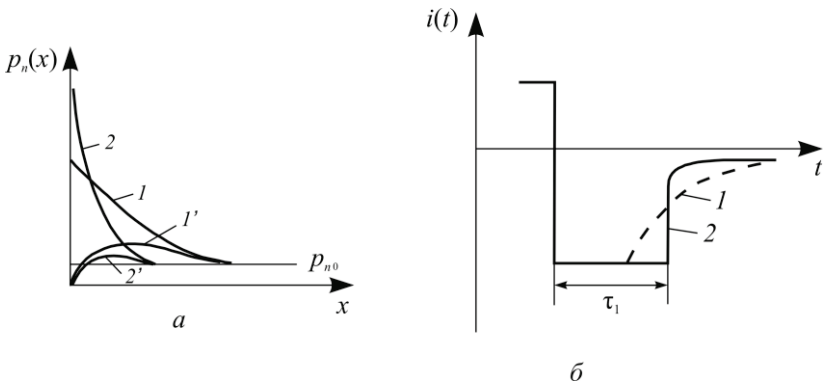


Рис. 3.13. Розподіл надмірних дірок у базі звичайного діода (1) і ДНЗ (2) за прямого зміщення і відповідно 1' та 2' за зворотного зміщення (а); епіюра зворотного струму звичайного діода (1) і ДНЗ (2) (б)

Тривалість фази постійного зворотного струму у дифузійних діодах більша, ніж у сплавних з таким самим значенням τ_p , але з однорідним розподілом домішок у базі.

Основне призначення ДНЗ формування імпульсів напруги з крутими фронтами. Їх можна використовувати також у діодних підсилювачах і помножувачах частоти.

3.4. Напівпровідникові стабілітрони та стабістори

3.4.1. Принцип дії стабілітрона

Стабілітрони — це напівпровідникові діоди, принцип дії яких ґрунтується на використанні ефектів сильного поля в p - n переході та які призначені для стабілізації напруги.

У разі великих напружень електричного поля в області p - n переходу настає пробій, який супроводжується різким збільшенням зворотного струму за незначного збільшення зворотної напруги. Відрізок пробою на ВАХ, де напруга слабо залежить від струму, використовується для стабілізації напруги (рис. 3.14).

Принцип стабілізації напруги пояснюється схемою, показаною на рис. 3.15. Нехай напругу $U_{вх1}$ і опір баластного резистора R_B обрано таким чином, що робоча точка на ВАХ відповідає струму стабілітрона $I_{ст1}$. Зі зростанням вхідної напруги на $\Delta U_{вх}$ робоча точка зміщується в положення $I_{ст2}$, тобто струм стабілітрона збільшується на $\Delta I_{ст}$. Водночас напруга на стабілітроні зростає тільки на $\Delta U_{ст}$ (рис. 3.14), а різниця $(\Delta U_{вх} - \Delta U_{ст})$ буде виділятися на баластному резисторі R_B . Таким чином, напруга на виході схеми залишатиметься майже постійною.

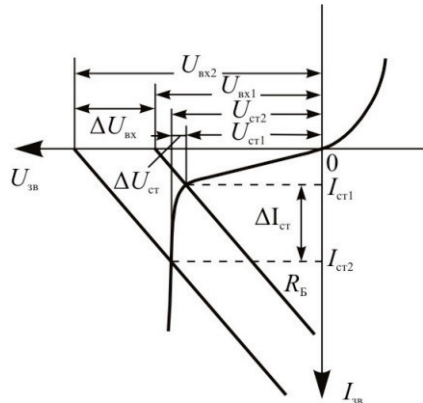


Рис. 3.14. Вольт-амперна характеристика діода в ділянці стабілізації

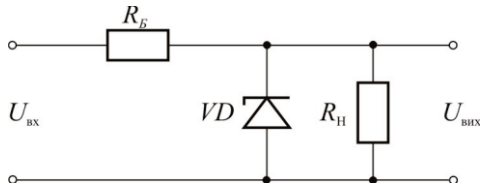


Рис. 3.15. Найпростіша схема стабілізації напруги

У стабілітронах використовують два види пробою: тунельний та лавинний. Оскільки ширина переходу мала (порядку 10^{-6} м), вже за напруги $U = 10$ В виникають поля $E = 10^7$ В/м, у яких може з'являтися ударна та електростатична іонізація.

У сучасних розробках стабілітронів використовують кремній. Вибір цього матеріалу обумовлено передусім малим зворотним струмом діодів і стійкістю до підвищених температур. У германієвих діодах зі зростанням зворотного струму настає тепловий пробій, що зумовлює появу падаючого відрізка на ВАХ і виведення з ладу діода.

3.4.2. Основні параметри стабілітронів

Напруга стабілізації $U_{ст}$ — номінальна величина напруги на стабілітроні за заданого зворотного струму стабілітрона в ділянці пробою. Напруга стабілізації приблизно дорівнює напрузі пробою. Напруга стабілізації залежить від ширини $p-n$ переходу та визначається питомим опором ρ_B , тобто мірою легування бази. У стабілітронах з напругою стабілізації до 5 В відбувається тунельний пробій, а з напругою стабілізації понад 7 В — лавинний пробій.

Натепер розроблено стабілітрони на напругу стабілізації від одиниць до сотень вольтів.

Диференціальний (динамічний) опір стабілітрона

$$r_{ст} = \frac{dU_{ст}}{dI_{ст}}. \quad (3.11)$$

Для тунельного пробою диференціальний опір $p-n$ переходу

$$r_{ст.т} = B \frac{U_{ст}}{I_{ст}}, \quad (3.12)$$

де B — коефіцієнт, який враховує властивості матеріалу.

Для лавинного пробою

$$r_{\text{ст.л}} = \frac{U_{\text{ст}}}{nM I_{\text{ст}}}. \quad (3.13)$$

Значення диференціального опору залежить від напруги стабілізації (рис. 3.16). Мінімальна величина $r_{\text{ст}}$ спостерігається у діодах з напругою стабілізації 5...7 В. Це пояснюється тим, що в цьому діапазоні діють обидва механізми пробою. З переходом у ділянку лавинного пробою, тобто зі збільшенням $U_{\text{ст}}$, і в ділянку тунельного пробою, тобто зі зменшенням $U_{\text{ст}}$, диференціальний опір різко зростає (рис. 3.16). Згідно із формулами (3.12) та (3.13) $r_{\text{ст}}$ зменшується зі зростанням струму стабілітрона. Чим менший опір $r_{\text{ст}}$, тим вищий ступінь стабілізації напруги.

Опір постійному струму

$$R_{\text{ст}} = \frac{U_{\text{ст}}}{I_{\text{ст}}} \text{ характеризує втрати у}$$

діоді в певній робочій точці.

Добротність (коефіцієнт якості) стабілітрона Q — відношення статичного опору до диференціального за заданого струму стабілізації:

$$Q = \frac{R_{\text{ст}}}{r_{\text{ст}}} = \frac{dI_{\text{ст}}}{dU_{\text{ст}}} \frac{U_{\text{ст}}}{I_{\text{ст}}}. \quad (3.14)$$

Коефіцієнт якості на відміну від диференціального опору характеризує не лише нахил ВАХ, а і його відношення до напруги стабілізації.

Оскільки максимальним змінам струму мають відповідати мінімальні зміни напруги, то відношення Q для якісних стабілітронів має бути якомога більшим. Для сучасних стабілітронів діапазон Q становить 20...100.

Температурний коефіцієнт напруги стабілізації показує зміну напруги стабілізації від температури,

$$\text{ТКН} = \frac{1}{U_{\text{ст}}} \frac{dU_{\text{ст}}}{dT} \cdot 100\%. \quad (3.15)$$

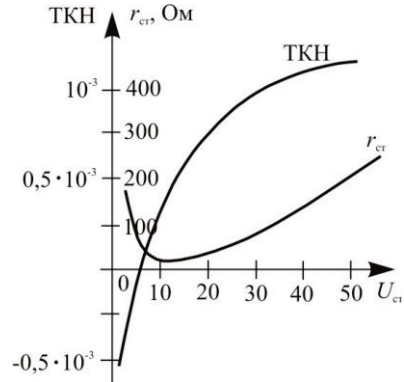


Рис. 3.16. Типова залежність диференціального опору і ТКН стабілітронів від напруги стабілізації

Залежно від виду пробою стабілітрона ТКН може бути додатним або від'ємним. Якщо пробій тунельний, то ТКН від'ємний, а якщо пробій лавинний, то ТКН — додатний. Характер зміни ТКН для стабілітронів з різними напругами пробою показано на рис. 3.16. Для зменшення ТКН використовують послідовне з'єднання двох або декількох стабілітронів з ТКН різного знака. Якщо ТКН додатний, послідовно зі стабілітроном можна з'єднати $p-n$ перехід у прямому напрямі. Такий спосіб компенсації використовується у прецизійних стабілітронах, у яких послідовно з основним $p-n$ переходом у прямому напрямі ввімкнено два компенсувальні переходи. Прецизійні стабілітрони використовують як еталонні джерела напруги (нормальні елементи) другого класу. Такі стабілітрони мають ТКН $0,01 \text{ \%}/^{\circ}\text{C}$, тоді, як у звичайних він становить $0,05 \dots 0,09 \text{ \%}/^{\circ}\text{C}$.

Для термокомпенсації ТКН високовольтних стабілітронів можна використовувати послідовно приєднані терморезистори з від'ємним температурним коефіцієнтом опору.

На практиці середній ТКН визначають за формулою

$$\text{TKH} = \frac{2(U_{\text{ст}_2} - U_{\text{ст}_1})}{(U_{\text{ст}_2} + U_{\text{ст}_1})(T_2 - T_1)}. \quad (3.16)$$

Мінімальний ($I_{\text{ст.min}}$) та максимальний ($I_{\text{ст.max}}$) струми стабілізації. Мінімальний струм стабілізації обмежується шумами стабілітрона. У стабілітронах з лавинним механізмом пробою в ділянці розвивання пробою (якщо значення струмів $0,1 \dots 0,7 \text{ мА}$) спостерігаються спонтанні флуктуації струму та напруги (шуми). Ці флуктуації спричиняються утворенням «мікроплазм» — мікрозон $p-n$ переходу, в яких розвивається пробій. У разі малих струмів пробій має нестійкий характер і ефективна напруга шумів на стабілітроні досягає декількох сотень мікрівольтів. Зі зростанням струму пробій переходить у стійкий стан і шуми зменшуються.

Максимальний струм стабілізації обмежується допустимою потужністю розсіювання стабілітрона. У сучасних стабілітронах його діапазон — від десятків міліамперів до десятків амперів.

Крім розглянутих параметрів, у довідниках також наводять прямий спад напруги, допустимий прямий струм і експлуатаційні параметри стабілітронів.

Для характеристики схеми стабілізації вводять параметр — коефіцієнт стабілізації:

$$K_{\text{ст}} = \frac{\Delta U_{\text{вх}} \cdot U_{\text{ст}}}{\Delta U_{\text{ст}} \cdot U_{\text{вх}}} \quad (3.17)$$

Напівпровідникові стабілітрони, крім основного призначення, набули широкого застосування для обмеження постійної та імпульсної напруг, як елементи міжкаскадного зв'язку в електронних схемах, керовані ємності, генератори шумів тощо.

3.4.3. Стабістори

Стабістори — це напівпровідникові діоди, призначені для стабілізації малих напруг і які працюють за прямого зміщення. На відміну від стабілітронів у стабісторах використовується слабка залежність напруги від струму за прямого зміщення p - n переходу (рис. 3.17). Напруга стабілізації $U_{\text{ст}}$ відповідає прямому падінню напруги на діоді та становить 0,5...1,5 В.

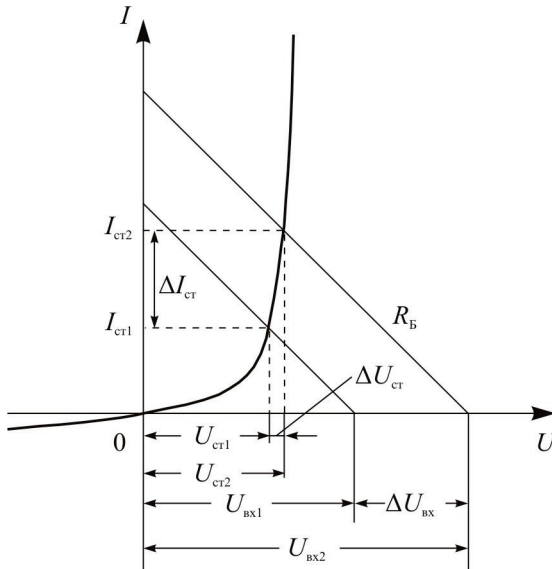


Рис. 3.17. Вольт-амперна характеристика стабістора

Стабістори характеризуються такими ж параметрами, що й стабілітрони.

Щоб зменшити вплив опору бази на диференціальний опір стабісторів, їх створюють на основі низькоомного n -кремнію. Товщина бази при цьому має бути якомога меншою. Внаслідок великої концентрації домішок в областях p та n ширина p - n переходу виявляється дуже малою, тому напруга пробною стабісторів не перевищує 10 В. Але це не принципово для роботи в схемах стабілізації, оскільки стабістори працюють за прямого зміщення.

У разі потреби стабілізувати більше напруги послідовно з'єднують декілька стабісторів.

У діапазоні робочих струмів стабістори мають від'ємний ТКН. Це дозволяє використовувати стабістори для температурної компенсації стабілітронів з додатним ТКН.

Крім кремнію, стабістори створюють також на основі полікристалічного селену.

3.5. Варикапи

3.5.1. Структура та принцип дії варикапа

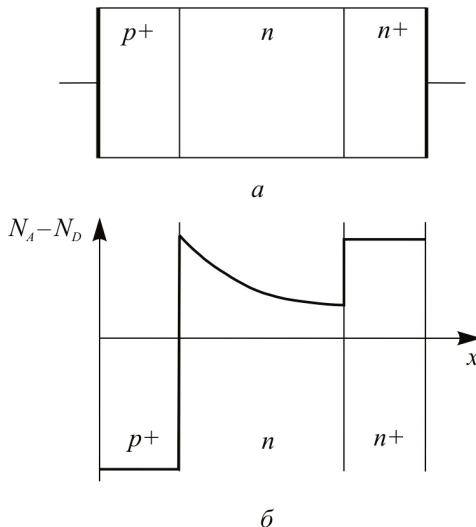


Рис. 3.18. Структура варикапа (а) і розподіл домішок у p - n переході зі зворотним градієнтом концентрації (б)

Варикап — це напівпровідниковий діод, принцип дії якого ґрунтується на залежності бар'єрної ємності p - n переходу від зовнішньої напруги.

В основу варикапа покладено структуру p^+n (рис. 3.18, а).

Залежність бар'єрної ємності від напруги для східчастого та плавного p - n переходів описується формулами (2.93) та (2.94) і показано на рис. 2.22. Для створення варикапів більша нелінійність вольт-

фарадної характеристики. Тому перевагу потрібно віддавати східчастим p - n переходам.

Для ще різкішої залежності $C_B(U)$ у базовій області створюють розподіл домішок зі зворотним градієнтом концентрації (рис. 3.18, б). У такій структурі питомий опір бази зростає по координаті x і залежність бар'єрної ємності від напруги наближається до гіперболічної. Переходи з оберненим градієнтом концентрації називають надрізкими і виготовляють їх методом дифузії домішок у високоомну базу з наступним вплавленням емітерної ділянки.

Варикапи працюють тільки за зворотного зміщення, оскільки при цьому забезпечується високе значення добротності.

Варикапи можна створювати також на основі переходів метал-напівпровідник і метал-діелектрик-напівпровідник.

3.5.2. Основні параметри варикапів

Номинальна ємність варикапа $C_{в.н}$ — ємність, яку вимірюють між выводами варикапа за заданої зворотної напруги за температури навколишнього середовища 20°C . Залежно від призначення варикапи виготовляють з ємністю від одиниць до сотень пікофарад. Здебільшого номінальну ємність вимірюють за зворотної напруги 4 В.

Мінімальна ємність варикапа $C_{в.мін}$ — ємність діода за максимально допустимої зворотної напруги.

Коефіцієнт перекривання за ємністю K_C — це відношення номінальної ємності варикапа до мінімальної ємності $K_C = \frac{C_{в.н}}{C_{в.мін}}$.

Значення K_C дорівнює декільком одиницям, або десяткам.

Добротність варикапа Q — це відношення реактивного опору варикапа до активного (опір втрат).

Температурний коефіцієнт ємності (ТКЄ) — відношення відносної зміни ємності варикапа до абсолютної зміни температури навколишнього середовища за заданої зворотної напруги:

$$\text{ТКЄ} = \frac{1}{C_{в.н}} \frac{\Delta C}{\Delta T}.$$

3.5.3. Добротність варикапа

Для визначення добротності запишемо формулу повного опору варикапа, скориставшись схемою його заміщення (рис. 3.19, *a*):

$$Z = R + jX = r_{\text{б}} + \frac{r_{\text{зв}}}{\omega^2 C_{\text{в}}^2 r_{\text{зв}}^2 + 1} - j \frac{\omega C_{\text{в}} r_{\text{зв}}^2}{\omega^2 C_{\text{в}}^2 r_{\text{зв}}^2 + 1}.$$

Добротність визначають як відношення уявної частини повного опору до дійсної частини. Проте простіше знайти обернену величину добротності, поділивши дійсну частину опору на уявну. Враховуючи, що $r_{\text{зв}} \gg r_{\text{б}}$, дістаємо:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{\omega C_{\text{в}} r_{\text{зв}}} + \omega C_{\text{в}} r_{\text{б}}, \quad (3.18)$$

де $C_{\text{в}}$ — ємність варикапа; $r_{\text{б}}$ — опір бази; $r_{\text{зв}}$ — опір зворотноміщеного переходу варикапа.

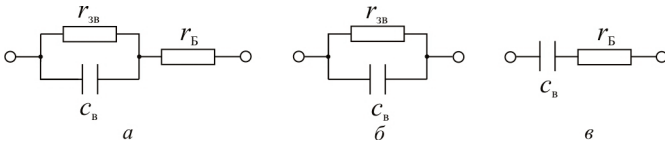


Рис. 3.19. Схеми заміщення варикапа:
a — повна; *б* — на низьких частотах; *в* — на високих частотах

На низьких частотах другий доданок набагато менший від першого і ним можна знехтувати. Тоді

$$Q_{\text{НЧ}} = \omega C_{\text{в}} r_{\text{зв}}. \quad (3.19)$$

На високих частотах можна знехтувати першим доданком і

$$Q_{\text{ВЧ}} = \frac{1}{\omega C_{\text{в}} r_{\text{б}}}. \quad (3.20)$$

Залежність добротності від частоти зображено на рис. 3.20.

Формули (3.19) і (3.20) можна отримати, трансформуючи еквівалентну схему (див. рис. 3.19) для низьких і високих частот.

На низьких частотах можна не враховувати опір $r_{\text{б}}$ порівняно з великим опором бар'єрної ємності та великим опором переходу. Еквівалентна схема в цьому випадку — це паралельне з'єднання $C_{\text{в}}$ і $r_{\text{зв}}$. Для паралельної схеми добротність визначають за формулою (3.19).

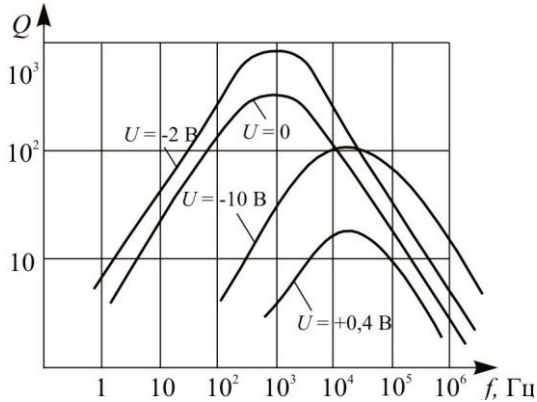


Рис. 3.20. Залежність добротності варикапа від частоти за різних значень напруги

На високих частотах ємнісний опір сумірний з опором r_B і малий порівняно з опором переходу $r_{зв}$. Останній можна вилучити з еквівалентної схеми, яка являє собою послідовне з'єднання бар'єрної ємності й опору бази. Для послідовної схеми заміщення добротність визначають за формулою (3.20).

Залежність добротності від частоти визначає частотну границю використання варикапів як на низьких, так і на високих частотах. За граничну частоту варикапа беруть ту частоту, за якої добротність дорівнює одиниці. З рівнянь (3.19) і (3.20) випливає, що нижня гранична частота

$$f_{гр.н} = \frac{1}{2\pi C_B r_{зв}}, \quad (3.21)$$

а верхня:

$$f_{гр.в} = \frac{1}{2\pi C_B r_B}, \quad (3.22)$$

Варикапи, призначені для роботи на низьких частотах, повинні мати високе значення добутку $C_B r_{зв}$. Цей добуток залежить від властивостей матеріалу, і тому для низькочастотних варикапів використовують матеріали з широкою забороненою зоною (кремній, арсенід галію), щоб забезпечити великий зворотний опір переходу.

Для високочастотних варикапів потрібно забезпечити мале значення добутку $C_B r_B$. Малий опір r_B можна отримати, вибираючи

матеріал з високою рухливістю носіїв заряду (арсенід галію, германій n -типу).

Зменшувати опір бази збільшенням концентрації домішок недоцільно, оскільки при цьому буде зростати бар'єрна ємність і знижуватися напруга пробою p - n переходу.

Для зменшення опору бази без зменшення напруги пробою базу варикапа роблять двошаровою. При цьому низькоомний шар бази являє собою підкладку великої товщини, а високоомний шар з тим самим типом провідності має малу товщину (одиниці мікрометрів) й обернений градієнт концентрації домішки. Його можна створювати методом епітаксialного нарощування.

Добротність сильно залежить від зовнішньої напруги. За прямого зміщення добротність різко зменшується, оскільки зменшується опір p - n переходу (рис. 3.20). Якщо зворотна напруга мала, добротність зростає за рахунок збільшення опору p - n переходу. В діапазоні великих зворотних напруг зростання опору переходу уповільнюється або взагалі припиняється. Водночас бар'єрна ємність зменшується аж до напруг пробою. Тому добротність варикапа також буде зменшуватися.

3.5.4. Залежність параметрів варикапів від температури

Відповідно до рівнянь (2.93) і (2.94) залежність ємності від температури зумовлена двома факторами: температурною залежністю діелектричної проникності ε і температурною залежністю висоти потенціального бар'єра ϕ_0 .

Діелектрична проникність напівпровідників слабо залежить від температури і цю залежність можна не враховувати.

Висота потенціального бар'єра ϕ_0 залежить від температури через концентрацію власних носіїв n_i і температурний потенціал ϕ_T . Відповідно до формули (2.14) висота потенціального бар'єра з підвищенням температури зростає лінійно, а отже, ємність варикапа C_v зменшується. Вплив ϕ_0 на температурну залежність C_v буде сильніше виявлятися за малих зворотних напруг, коли ϕ_0 сумірна з $U_{зв}$. У випадку $U_{зв} \gg \phi_0$ залежність C_v від температури суттєво знижується.

Залежність добротності варикапа від температури на низьких частотах зумовлена здебільшого зниженням зворотного опору p - n пере-

ходу з підвищенням температури. На високих частотах добротність варикапа з підвищенням температури трохи знижується внаслідок зменшення рухливості носіїв і відповідно зростання опору r_B .

3.6. Тунельні діоди

Тунельний діод — це напівпровідниковий прилад, принцип дії якого ґрунтується на тунельному ефекті в тонких p - n переходах і призначений для генерування та підсилення електричних сигналів.

3.6.1. Структура та принцип дії тунельного діода

В основу тунельних діодів покладено структуру p^+n^+ , тобто тунельні діоди створюються на підставі сильнолегованих (вироджених) напівпровідників. Концентрація домішок в областях p та n досягає $10^{19} \dots 10^{20} \text{ см}^{-3}$, у результаті чого ширина p - n переходів тунельних діодів на два порядки менша, ніж звичайних, і не перевищує 10^{-2} мкм. За таких умов утворюється можливість тунелювання носіїв заряду через потенціальний бар'єр p - n переходу. Для виготовлення тунельних діодів використовують такі напівпровідникові матеріали, як Ge, Si, GaAs, InSb.

Основна особливість тунельних діодів — наявність від'ємного диференціального опору на деякій ділянці прямої гілки ВАХ (рис. 3.21). Пояснимо утворення такого опору за допомогою енергетичних діаграм тунельного переходу.

Зі збільшенням концентрації донорних і акцепторних домішок внаслідок взаємодії атомів домішкові рівні розщеплюються, утворюючи зони, які можуть зливатися із зоною провідності або валентною зоною напівпровідника. Рівень Фермі наближається до дна зони провідності в напівпровіднику n -типу та до верху валентної зони в напівпровіднику p -типу. За деякої достатньо великої концентрації рівень Фермі може опинитися всередині власних зон, тобто відбудеться «виродження» напівпровідника. Відповідно до статистики Фермі–Дірака енергетичні рівні в областях p і n , нижчі від рівня Фермі E_F , майже повністю зайняті, а вищі від рівня Фермі — майже вільні. У p - n переходах на основі вироджених напівпровідників викривлення енергетичних рівнів настільки велике, що відбувається перекривання

зон, тобто в деякому інтервалі енергій дозволені рівні валентної зони області p мають таку саму енергію, що й дозволені рівні зони провідності в області n . Оскільки ці рівні розділені вузьким потенціальним бар'єром, то виявляється можливим тунельний перехід електронів на вільні рівні з однієї області в другу. Без зміщувальної напруги на діоді встановлюється такий стан, коли ймовірність тунельного переходу електронів з p -області в n -область і з n -області в p -область виявляється однаковою та сумарний струм через діод дорівнює нулю (енергетичній діаграмі, показаній на рис. 3.22, *a*, відповідає точка 0 на ВАХ (див. рис. 3.21)).

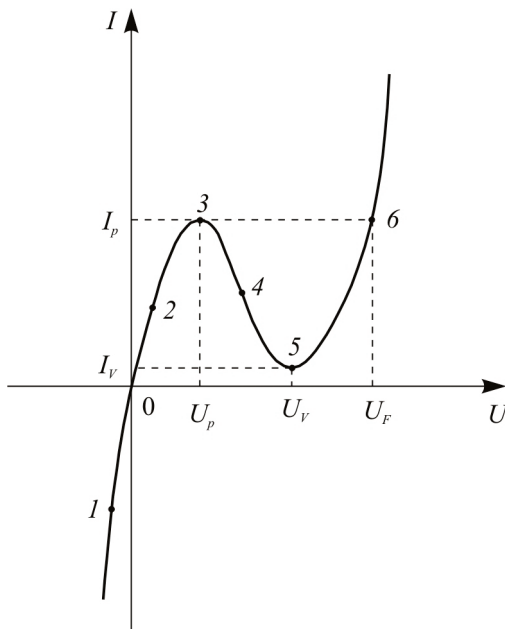


Рис. 3.21. Вольтамперна характеристика тунельного діода

З подаванням на діод зміщувальної напруги у зворотному напрямі висота потенціального бар'єра p - n переходу збільшується і збільшується перекривання енергетичних зон у сусідніх областях. Вільні рівні зони провідності n -області розміщуються навпроти зайнятих рівнів валентної зони p -області, а зайняті рівні зони провідності n -області — навпроти повністю зайнятих рівнів валентної зони p -області (рис. 3.22, *б*). При цьому ймовірність переходу електронів з валентної зони

p -області збільшується, а ймовірність зворотного переходу зменшується. Рівновага порушується і через діод буде проходити тунельний струм у зворотному напрямі (див. рис. 3.21, точка 1 на ВАХ). Значення цього струму різко збільшується у міру підвищення зворотної напруги, оскільки при цьому дедалі більша кількість електронів з валентної зони p -області може тунелювати в зону провідності n -області.

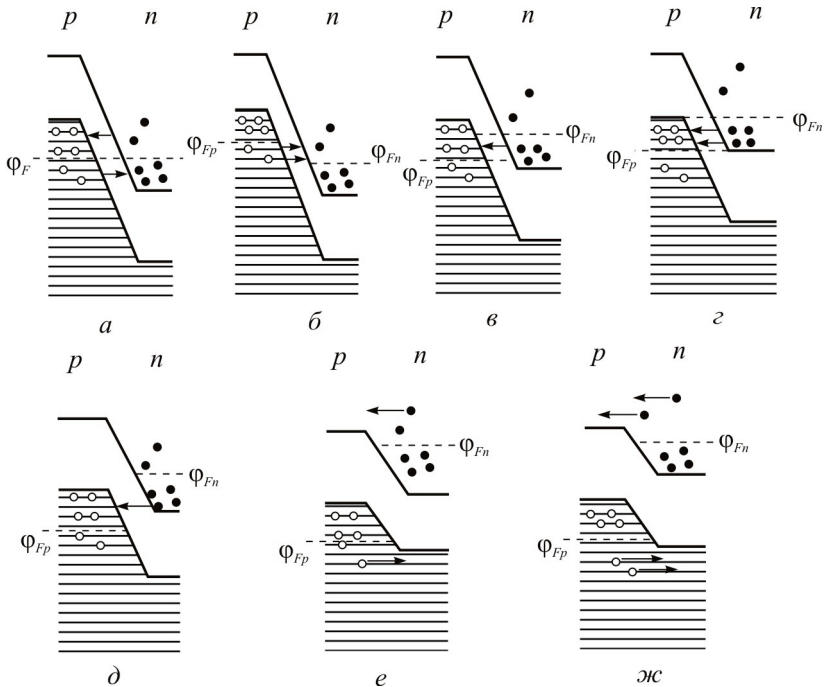


Рис. 3.22. Енергетичні діаграми тунельного діода за різних напруг зміщення

Із прикладанням до діода напруги в прямому напрямі внаслідок зменшення потенціального бар'єра перекривання зон зменшується. Частина заповнених рівнів зони провідності n -області розміщується навпроти вільних рівнів валентної зони p -області (рис. 3.22, в). Потік електронів із зони провідності у валентну зону збільшується, а зворотний потік зменшується. Через діод проходить прямий тунельний струм (рис. 3.21, точка 2 на ВАХ). З підвищенням напруги збільшується кількість зайнятих рівнів зони провідності, що перекриваються з вільними рівнями валентної зони, і прямий струм зростає. За деякої

прямої напруги U_p , коли рівень Фермі в зоні провідності буде навпроти верху валентної зони, повністю зайняті рівні зони провідності n -області максимально перекриваються з вільними рівнями валентної зони p -області (рис. 3.22, z), і тунельний струм діода в прямому напрямі досягає максимуму (див. рис. 3.21, точка 3 на ВАХ). Надалі з підвищенням напруги тунельний струм починає зменшуватися (див. рис. 3.21, точка 4 на ВАХ), тобто з'являється відрізок з від'ємним диференціальним опором. Причина зменшення тунельного струму полягає в тому, що при $U > U_p$ частина зайнятих рівнів у зоні провідності перестає перекриватися з вільними рівнями валентної зони (рис. 3.22, d) і розміщується навпроти забороненої зони ro -області. Коли напруга на діоді буде дорівнювати U_V , перекривання зон припиниться (рис. 3.22, e) і тунельний струм дорівнюватиме нулю (точка 5 на ВАХ). Подальше підвищення напруги понижує потенціальний бар'єр настільки, що виявляється можливим перехід носіїв над бар'єром, тобто з'являється дифузійний струм, який зростає зі збільшенням напруги так само, як у звичайному діоді.

У реальних тунельних переходах за напруги U_V струм ніколи не дорівнює нулю, оскільки за цієї напруги вже можлива незначна дифузія і, крім того, ще наявна тунельна складова струму. Остання обумовлена наявністю в забороненій зоні системи дозволених рівнів (рівнів дефектів ґрат і домішок, що глибоко залягають), з яких можливе тунелювання. Цей тунельний струм називають надмірним.

3.6.2. Основні параметри тунельних діодів

У статичному режимі основними параметрами тунельного діода є:

— струм «піка» I_p — максимальний тунельний струм у прямому напрямі;

— напруга «піка» U_p — напруга на діоді, яка відповідає струму «піка»;

— струм «впадини» I_V — мінімальний тунельний струм діода;

— напруга «впадини» U_V — напруга на діоді, яка відповідає струму I_V ;

— напруга на діоді U_F — напруга, яка відповідає струму I_p на дифузійному відрізку ВАХ;

— напруга «стрибка» $\Delta U = U_F - U_p$ — найбільший перепад напруги, який відбувається під час роботи тунельного діода в схемах релаксаційного генератора;

— ємність діода C — ємність між выводами діода за заданої напруги зміщення;

— від'ємний диференціальний опір r^- — опір на спадаючому відрізку ВАХ.

Важливим параметром є також відношення I_p/I_V , яке характеризує нахил спадного відрізка ВАХ діодів на основі одного й того самого матеріалу.

Параметри тунельних діодів залежать від властивостей початкового матеріалу та ступеня легування.

Зонні діаграми показують, що напруги U_p , U_V , U_F залежать від ступеня перекривання енергетичних зон. Принципово більше перекривання можливе в p - n переходах на основі матеріалів із широкою забороненою зоною. Тому арсенід-галієві діоди характеризуються найвищими значеннями цих напруг.

Із зміною концентрації домішок змінюються усі параметри, однак ступінь змінювання виявляється різним. Струми I_p і I_V можуть змінюватися на 1-2 порядки, тоді як напруги U_p , U_V , U_F змінюються тільки в межах своїх значень. Тому нахил спадного відрізка характеристики визначається відношенням I_p/I_V .

Вольт-амперна характеристика та параметри тунельного діода піддаються меншому впливу зміни температури порівняно зі звичайними діодами, оскільки обидва прошарки p - n переходу є виродженими напівпровідниками (напівметалами).

Ступінь і характер температурної залежності параметрів визначається концентрацією домішок. Наприклад, для германієвих діодів у разі відносно слабкого легування з підвищенням температури струм «піка» зменшується, а в разі високого ступеня легування — зростає. Отже, змінюючи ступінь легування, можна суттєво ослабити температурну залежність струму «піка» в широкому інтервалі зміни температури. Напруга U_p залишається майже постійною, тоді як U_V і I_V суттєво залежать від температури. Із підвищенням температури струм «впадини» I_V зростає, а напруга зміщується в бік менших значень.

Максимальна робоча температура для діодів з германію становить +200 °С, а для діодів з арсеніду галію +400 °С.

3.6.3. Частотні властивості тунельних діодів

За частотними властивостями тунельні діоди перевищують звичайні,

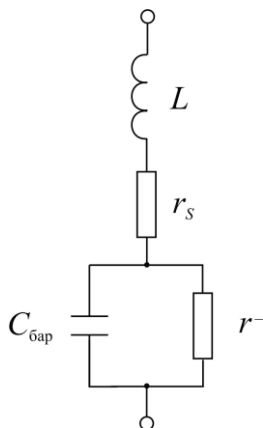


Рис. 3.23 Схема заміщення тунельного діода

оскільки механізм руху носіїв у них не пов'язаний з повільними дифузійними процесами. Інерційність формування об'ємного заряду в $p-n$ переході визначається часом діелектричної релаксації, який не перевищує $10^{-12} \dots 10^{-13}$ с. Частотні властивості діода обмежуються не фізичними процесами, а елементами еквівалентної схеми, яку в широкому діапазоні частот для малого сигналу показано на рис. 3.23.

Граничну частоту тунельного діода визначають з умови збереження від'ємного диференціального опору $r^- = \frac{dU}{dI}$

відносно зовнішнього кола.

З еквівалентної схеми повний опір діода становить

$$Z = R + jX = r_s + \frac{|r^-|}{1 + \omega^2 C_{\text{бар}}^2 |r^-|^2} + j\omega \left(L - \frac{C_{\text{бар}} |r^-|^2}{1 + \omega^2 C_{\text{бар}}^2 |r^-|^2} \right), \quad (3.23)$$

де r_s — опір розтікання бази й омичних контактів; L — індуктивність виводів; $|r^-|$ — модуль від'ємного диференціального опору; $C_{\text{бар}}$ — бар'єрна ємність діода.

Тунельний діод буде виконувати свої функції доти, доки дійсна частина повного опору залишається від'ємною зі збільшенням частоти. Граничну частоту знаходять з умови $R = 0$:

$$\omega_{\text{гр}} = \frac{1}{C_{\text{бар}} |r^-|} \sqrt{\frac{|r^-|}{r_s} - 1}. \quad (3.24)$$

Власну резонансну частоту діода ω_0 визначають із умови рівності нулю уявної частини повного опору $X = 0$:

$$\omega_0 = \frac{1}{C_{\text{бар}} |r^-|} \sqrt{\frac{C_{\text{бар}} |r^-|^2}{L} - 1}. \quad (3.25)$$

Надвисокочастотні пристрої на тунельних діодах легко реалізуються до частот $\omega \leq \omega_0$, тобто до частот, на яких повний опір не стане суто активним. Це виконується за умови

$$\omega_0 \geq \omega_{\text{гр}}. \quad (3.26)$$

Із порівняння рівнянь (3.24) і (3.25) видно, що для виконання умови (3.26) потрібно, щоб $L < |r^-| r_s C_{\text{бар}}$.

Отже, для забезпечення роботи діода на вищих частотах потрібно мати якомога менше значення $C_{\text{бар}}$, L , r_s . Їмність тунельного діода за напруг, менших від U_V , суто бар'єрна. Значення ємності згідно з рівнянням (2.93) визначають за площею переходу та концентрацією домішки. За цими параметрами визначають і струм «піка», зв'язаний з від'ємним диференціальним опором, за формулою

$$|r^-| = A \frac{U_V - U_p}{I_p - I_V} = A \frac{\Delta U}{\Delta I}. \quad (3.27)$$

Знизити ємність діода можна зменшенням концентрації домішки та площі p - n переходу. Однак при цьому пропорційно зменшується струм I_p і збільшується опір $|r^-|$. Як випливає з виразу (3.24) гранична частота залишається такою самою. Тому якість діода з погляду частотних властивостей можна характеризувати відношенням $\frac{I_p}{C_{\text{бар}}}$. Чим більше це відношення, тим більша швидкість

перезарядження ємності. Для германієвих діодів $\frac{I_p}{C_{\text{бар}}}$ становить

десяті частки міліампера на пікофараду, а для арсенід-галієвих — одиниці міліамперів на пікофараду (1мА/пФ відповідає швидкості змінювання напруги 1 В/нс).

Опір розтікання r_s визначається геометрією p - n переходу та товщиною бази.

Оскільки для тунельних діодів найпоширенішим є плоский p - n перехід, то опір розтікання можна розрахувати за формулою

$$r_s = \rho \frac{W_B}{S}, \quad (3.28)$$

де $\rho = \rho_n = \rho_p$ — питомий опір напівпровідника; W_B — товщина бази; S — площа переходу.

Опір розтікання тунельних діодів з германію r_s становить $0,1 \dots 0,5$ Ом, а діодів з арсеніду галію — $1 \dots 10$ Ом.

Мале значення індуктивності виводів L досягається конструкцією діода. Найбільшого поширення набула конструкція зі стрічковими виводами. Використовують також коаксіальну конструкцію. Значення L діодів таких конструкцій менше за 10^{-9} Гн.

3.6.4. Обернений тунельний діод

Різновидом тунельних діодів є обернений діод, ВАХ якого зображено на рис. 3.24. Концентрацію домішок початкового матеріалу вибирають такою, щоб верх валентної зони p -області збігався з дном зони провідності n -області. За прямого зміщення такі діоди не мають максимуму тунельного струму (пунктирна крива).

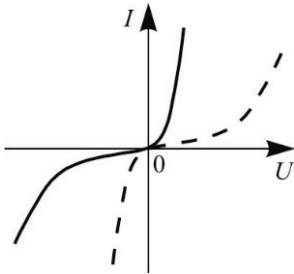


Рис. 3.24. Вольт-амперна характеристика оберненого діода

Повернута на 180° відносно початку координат ВАХ оберненого діода нагадує характеристику звичайного діода, але внаслідок різкої залежності зворотного тунельного струму від напруги має вищу нелінійність. Прямий спад напруги обернених діодів значно менший порівняно зі звичайними та становить соті частки вольтів. Допустима зворотна напруга також мала та відповідає U_V . Однак цього достатньо, якщо врахувати специфіку використання обернених діодів — детектування слабких НВЧ сигналів і роботу в змішувальних пристроях.

3.7. Діоди з переходом метал-напівпровідник (діоди Шоттки)

3.7.1. Контакт металу та напівпровідника

Переходи метал-напівпровідник утворюються в разі контакту металу та напівпровідника. Залежно від типу напівпровідника розрізняють $m-p$ та $m-n$ переходи (літерою m позначають метал, а

літерами p та n відповідно напівпровідники p та n -типів). Переходи метал-напівпровідник у твердотільній електроніці відіграють винятково важливу роль. Їх використовують для створення різних напівпровідникових приладів, а також як омичні контакти в приладах і мікросхемах. Структура та властивості переходів визначається взаємним розміщенням рівнів Фермі в металі та напівпровіднику.

Розглянемо можливі варіанти контактів металу та напівпровідника за умови, що ці контакти ідеальні, тобто між металом і напівпровідником немає ніяких проміжних шарів, що відрізняються хімічним складом.

Нехай рівень Фермі в металі E_{Fm} розміщено вище рівня Фермі в напівпровіднику p -типу E_{Fp} , тобто робота виходу з металу A_m менша, ніж робота виходу з напівпровідника A_p (рис. 3.25, a)*.

Надалі замість енергетичних величин E , A в тексті та на рисунках будемо використовувати їх потенціальні аналоги ϕ .

Під час контакту електрони з металу будуть переходити в напівпровідник, при цьому метал заряджається позитивно, а напівпровідник негативно.

Наявність додаткових електронів у приконтактному шарі напівпровідника приводить до зменшення відстані від рівня Фермі до дна зони провідності та збільшення відстані до верху валентної зони, тобто енергетичні рівні біля поверхні напівпровідника викривляються вниз. Таким чином, між металом і напівпровідником утворюється потенціальний бар'єр і електричне поле, яке гальмує подальший перехід електронів з металу. Це поле зосереджено переважно в напівпровіднику, оскільки через велику концентрацію електронів у металі заряд зосереджується в дуже тонкому шарі, сумірному з міжатомною відстанню. Електричне поле виштовхує дірки вглиб напівпровідника, тому приконтактна ділянка збіднюється основними носіями — дірками. Висота потенціального бар'єра переходу визначається різницею потенціалів рівнів Фермі в металі та напівпровіднику $\phi_0 = \phi_{Fm} - \phi_{Fp}$, а ширина формулою (2.22) для несиметричного p - n переходу.

* Робота виходу — це різниця потенціалів (енергій) між рівнем електрона у вакуумі та рівнем Фермі.

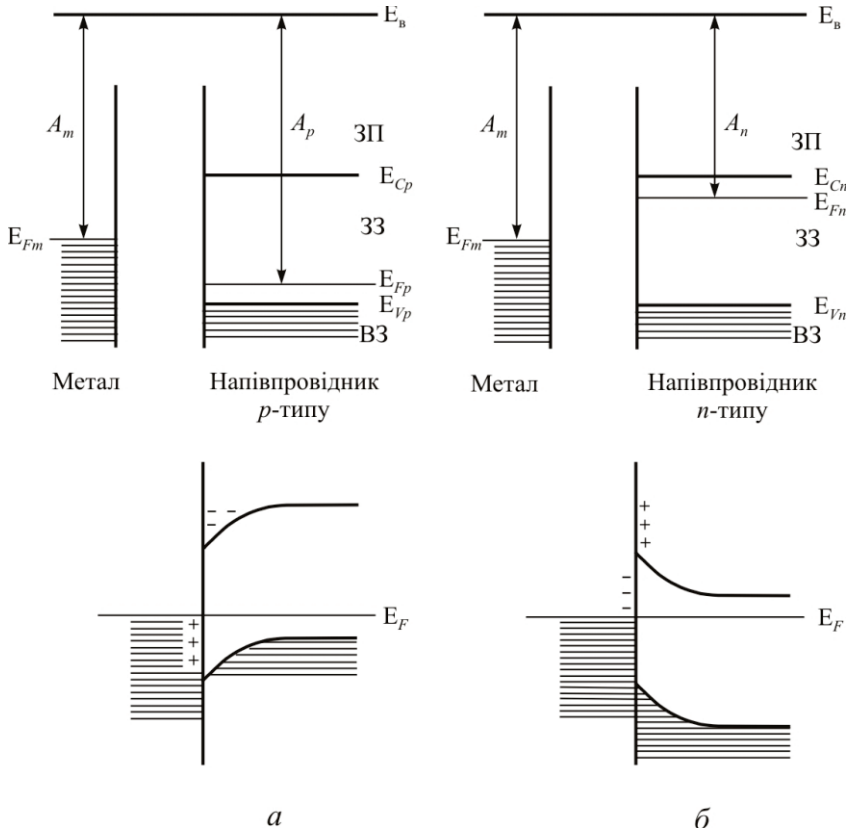


Рис. 3.25. Зонні діаграми випрямних контактів метал-напівпровідник: *а* — контакт з напівпровідником *p*-типу; *б* — контакт з напівпровідником *n*-типу

Шар напівпровідника, з'єднаний основними носіями, має підвищений питомий опір і визначає опір всієї системи. Залежно від полярності зовнішньої напруги змінюються висота потенціального бар'єра переходу та опір з'єднаного шару. Так, якщо зовнішню напругу прикладено «плюсом» до металу, а «мінусом» до напівпровідника *p*-типу (рис. 3.25, *а*), то електричне поле, створене зовнішнім джерелом у з'єднаному шарі, збігатиметься з напрямком внутрішнього поля, висота потенціального бар'єра та опір шару збільшуватимуться, що відповідає зворотному зміщенню *m-p* переходу. Через перехід буде проходити малий зворотний струм.

Якщо до металу прикласти «мінус», а до напівпровідника «плюс» зовнішньої напруги, то $m-p$ перехід зміститься в прямому напрямі, висота потенціального бар'єра знизиться і через перехід буде проходити прямий струм.

Перехід метал-напівпровідник зі збідненим основними носіями приконтактним шаром напівпровідника називається випрямним.

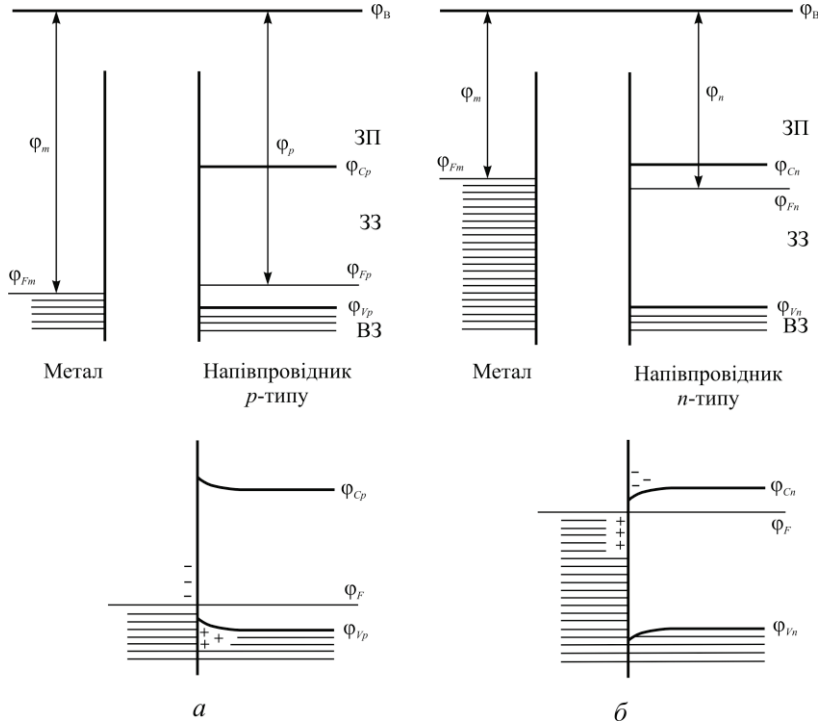


Рис. 3.26. Зонні діаграми непрямих контактів метал-напівпровідник: *а* — контакт з напівпровідником p -типу; *б* — контакт з напівпровідником n -типу

Випрямний перехід утворюється також у разі контакту металу з напівпровідником n -типу, якщо робота виходу з металу більша, ніж робота виходу з напівпровідника. У цьому випадку електрони з напівпровідника переходять у метал і приконтактний шар збіднюється основними носіями — електронами (рис. 3.25, *б*). Як і в попередньому випадку, висота потенціального бар'єра буде змінюватися залежно від полярності прикладеної напруги. Для випрямного $m-n$ переходу

зворотним буде таке зміщення,

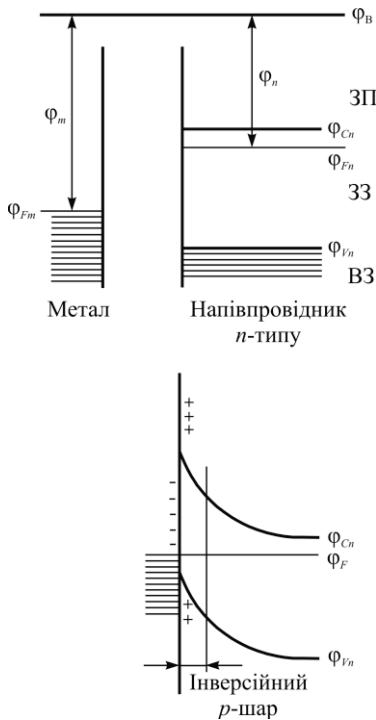


Рис. 3.27. Зонна діаграма контакту метал-напівпровідник, за якого утворюється p - n перехід

коли «плюс» зовнішньої напруги прикладено до напівпровідника, а «мінус» до металу, а прямим коли «мінус» подається на напівпровідник, а «плюс» на метал.

Якщо робота виходу з металу менша, ніж з напівпровідника n -типу, утворюється перехід, у якому приконттактний шар напівпровідника збагачується основними носіями (рис. 3.26, а). Збагачений шар має знижений опір порівняно з опором решти напівпровідника та майже не впливає на опір всієї системи метал-напівпровідник. Тому в разі вмикання зовнішньої напруги струм через перехід визначається тільки опором об'єму напівпровідника та не залежить від полярності джерела напруги. Такі переходи називають невикривленими та використовуються як омичні контакти. Невикривлений перехід також утворюється між металом і напівпровідником p -типу, коли робота виходу з металу більша, ніж робота виходу з напівпровідника (рис. 3.26, б).

У разі контакту металу та напівпровідника можливе утворення p - n переходу. Якщо рівень Фермі в металі розміщено нижче від середини забороненої зони напівпровідника n -типу, то для зрівноваження системи під час контакту виявляється недостатньо електронів зони провідності та в метал мають переходити електрони з валентної зони напівпровідника, у результаті чого біля поверхні напівпровідника утворюються дірки. Енергетичні рівні напівпровідника поблизу контакту викривляються вгору настільки, що відстань від рівня Фермі до верху валентної зони буде меншою, ніж до дна зони провідності. Це свідчить про те, що біля поверхні напівпровідника n -типу відбулася інверсія провідності, тобто утворився шар з дірковою провідністю. Між цим

шаром і напівпровідником n -типу утворився плавний p - n перехід (рис. 3.27). Утворення p - n переходу може відбутися і в разі контакту металу з напівпровідником p -типу, якщо рівень Фермі в металі розміщено вище від середини забороненої зони напівпровідника. При цьому енергетичні рівні в напівпровіднику викривляються вниз і створюється інверсний шар з провідністю n -типу.

3.7.2. Вольт-амперна характеристика контакту метал-напівпровідник

Розглянемо ВАХ випрямного контакту метал-напівпровідник n -типу. Механізм перенесення носіїв заряду через збіднений шар напівпровідника, а, отже, і вигляд ВАХ залежать від співвідношення довжини вільного пробігу електронів l і ширини області просторового заряду l_n . Якщо довжина вільного пробігу електрона значно менша за ширину області просторового заряду ($l \ll l_n$), то електрони в цій області зазнають багаторазових зіткнень з кристалічною ґраткою і їхня траєкторія має дифузійний характер. Однак, коли довжина вільного пробігу сумірна з шириною області просторового заряду, електрони проходять через збіднений шар без взаємодії з кристалічною ґраткою. У першому випадку для отримання рівняння ВАХ використовують дифузійну теорію випрямлення, а у другому — теорію термоелектронної емісії (діодну теорію).

Дифузійна теорія. Вираз для залежності густини струму від зовнішньої напруги для випадку, коли $l \ll l_n$, можна знайти з рівнянь (2.10а) і (2.10б) для нерівноважного стану ($j_p \neq 0$, $j_n \neq 0$). Теорія випрямлення, яка ґрунтується на цих рівняннях, отримала назву дифузійної теорії. При цьому розрізняють два випадки. У першому випадку (дифузійна теорія Мотта) припускають, що концентрація носіїв заряду та іонізованих атомів домішки в приконтактному шарі напівпровідника товщиною l_n настільки мала, що напруженість електричного поля можна вважати постійною, яка становить

$$E = \frac{\Phi_0 - U}{l_n}. \quad (3.29)$$

За прямого зміщення m - n переходу в формулу (3.29) напругу U треба підставляти зі знаком «+», а за зворотного — зі знаком «-». Такий шар називають *хімічним бар'єрним шаром*.

У другому випадку (дифузійна теорія Шотткі) бар'єрний шар є просторовим зарядом, а його товщина l_n змінюється зі змінюванням прикладеної напруги. Такий шар називають *фізичним* бар'єрним шаром.

Розглянемо випрямлення хімічним бар'єрним шаром. Для цього розділимо змінні в рівнянні (2.10б):

$$\frac{dn}{q\mu_n n E - j} = \frac{dx}{qD_n}. \quad (3.30)$$

Інтегруючи ліву частину цього рівняння від n_s до n_0 , а праву частину від 0 до l_n , отримаємо:

$$\ln \frac{q\mu_n n_0 E - j}{q\mu_n n_s E - j} = \frac{El_n}{\Phi_T}, \quad (3.31)$$

де n_0 — концентрація електронів за $x = l_n$, яка дорівнює концентрації електронів в об'ємі напівпровідника; n_s — концентрації електронів на поверхні напівпровідника за $x = 0$.

Потенціюючи цей вираз і розв'язуючи його відносно густини струму, знаходимо:

$$j = q\mu_n E \frac{n_s e^{\frac{El_n}{\Phi_T}} - n_0}{e^{\frac{El_n}{\Phi_T}} - 1}. \quad (3.32)$$

Спад напруги на збідненому шарі ($U = E l_n$) значно більший порівняно з Φ_T , тому в рівнянні (3.32) можна знехтувати одиницею в знаменнику:

$$j = q\mu_n E (n_s - n_0 e^{-\frac{El_n}{\Phi_T}}). \quad (3.33)$$

Концентрація електронів на поверхні напівпровідника n_s майже не залежить від прикладеної напруги і становить:

$$n_s = n_0 e^{-\frac{\Phi_0}{\Phi_T}}. \quad (3.34)$$

Це припущення реальне в тому разі, коли час взаємодії електронів з поверхнею напівпровідника з боку металу значно менший, ніж з боку напівпровідника і зайняті стани визначаються електронами металу.

Підставляючи в формулу (3.33) значення n_s із (3.34) і значення E із (3.29), отримаємо рівняння ВАХ діода Шотткі:

$$j = q\mu_n n_s \frac{U - \varphi_0}{l_n} \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right) = j_s \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right), \quad (3.35)$$

де додатна напруга U — напруга прямого зміщення.

Для випадку фізичного запірного шару аналогічне розв'язання рівняння (2.106) із врахуванням непостійності напруженості поля в збідненому шарі приведе до виразу ВАХ:

$$j = 2q\mu_n n_s \sqrt{\frac{qn_0}{2\varepsilon_0\varepsilon} (U - \varphi_0)} \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right) = j_s \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right). \quad (3.36)$$

Із рівнянь (3.35) і (3.36) випливає, що струм через m - n перехід зростає за експонентою у разі прямого зміщення, що обумовлено зменшенням потенціального бар'єра для електронів, які переміщуються із напівпровідника в метал.

За зворотного зміщення, коли $|U| \gg \varphi_T$, експонентою у виразах (3.35) і (3.36) можна знехтувати. Тоді густина зворотного струму для випадку хімічного бар'єра зростає лінійно з підвищенням прикладеної напруги

$$j_{зв} = q\mu_n n_s \frac{\varphi_0 - U}{l_n}, \quad (3.37a)$$

а для випадку фізичного бар'єра густина зворотного струму зростає за законом

$$j_{зв} = 2q\mu_n n_s \sqrt{\frac{qn_0}{2\varepsilon_0\varepsilon} (\varphi_0 - U)}. \quad (3.37б)$$

У формулу (3.37б) входить поверхнева концентрація носіїв n_s , яка відповідно до рівняння (3.34) визначається висотою потенціального бар'єра φ_0 , унаслідок чого зворотний струм переходу буде тим менший, чим більше значення φ_0 .

Дифузійна теорія справедлива для напівпровідників з малою концентрацією n_0 і малою довжиною вільного пробігу, що характерно для полікристалічних напівпровідників Se, Cu_2O та ін.

Діодна теорія. Для напівпровідників з високою рухливістю (таких як Ge, Si, JnSb, GaAs та ін.) виконується умова $l > l_n$. Тому електрони,

які пролітають через область просторового заряду, майже не розсіюються кристалічною ґраткою. Проходження електронів через область просторового заряду нагадує проходження електронів між електродами вакуумного діода, тому теорія випрямлення отримала назву діодної теорії.

У рівноважному стані потоки електронів із металу в напівпровідник J_m і з напівпровідника в метал J_n однакові та сумарний струм дорівнює нулю. У разі прикладання зовнішньої напруги до m - n переходу потік електронів із напівпровідника в метал змінюється, а потік з металу в напівпровідник залишається постійним. Тому результуючий потік електронів буде становити

$$J = J_m - J_n.$$

Із теорії термоелектронної емісії відомо, що кількість електронів, які вилітають із напівпровідника у вакуум з одиниці поверхні за одиницю часу, становить

$$J_n = \frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{\phi_n}{\phi_T}}, \quad (3.38)$$

а із металу:

$$J_m = \frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{\phi_m}{\phi_T}}, \quad (3.39)$$

де ϕ_n , ϕ_m — термодинамічні потенціали виходу електронів з напівпровідника та з металу.

Припустімо, що робота виходу із металу більша порівняно з роботою виходу із напівпровідника n -типу, тобто $\phi_m > \phi_n$ (рис. 3.25, б). При контакті металу та напівпровідника всі електрони, які визначаються за формулою (3.38), переходять до металу, а ті, що визначаються за формулою (3.39), переходять до напівпровідника. Однак внаслідок умови $\phi_m > \phi_n$ потік електронів J_n з напівпровідника в метал буде більшим від потоку J_m з металу в напівпровідник. У результаті метал починає заряджатися негативно, а напівпровідник позитивно. Між металом і напівпровідником виникає різниця потенціалів і відповідне електричне поле, яке уповільнює рух електронів із напівпровідника. Інакше кажучи, електронам, які вилітають з напівпровідника, необхідно перебороти додатковий потенціальний бар'єр. Отже, робота виходу з напівпровідника збільшується на величину цього бар'єра, та потік електронів з напівпровідника зменшується.

Різниця потенціалів буде зростати доти, доки потоки електронів з напівпровідника та металу не зрівняються, тобто $J_n = J_m$. Позначимо різницю потенціалів, яка відповідає цій рівності, через φ_0 . Тоді відповідно до рівнянь (3.38) і (3.39) можна записати

$$\frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{\varphi_m}{\varphi_T}} = \frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{\varphi_n + \varphi_0}{\varphi_T}}, \quad (3.40)$$

звідки $\varphi_m = \varphi_n + \varphi_0$, або

$$\varphi_0 = \varphi_m - \varphi_n. \quad (3.41)$$

Якщо на pn перехід подається зовнішня напруга, рівність (3.40) порушується і замість φ_0 у праву частину формули необхідно підставити $\varphi_0 - U$.

Результуючу густину струму можна подати у вигляді

$$j = q(J_n - J_m) = \frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{\varphi_n}{\varphi_T}} \left(e^{-\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right). \quad (3.42)$$

Співмножник перед дужками не залежить від зовнішньої напруги.

Можна показати, що $\frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{\varphi_n}{\varphi_T}} = \frac{1}{4} q n_s v_T$,

де $n_s = n_0 \exp(-\varphi_0/\varphi_T)$ – поверхнева концентрація носіїв заряду.

Тоді рівняння (3.42) набуде вигляду

$$j = \frac{1}{4} q n_s v_T \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right) = j_s \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right). \quad (3.43)$$

Із порівняння формул (3.35), (3.36) і (3.43) випливає, що рівняння ВАХ переходу метал-напівпровідник за дифузійною та діодною теорією однакові. Різниця полягає тільки в різних значеннях густини струму j_s та j_0 .

3.7.3. Структура та властивості діода Шотткі

Діод Шотткі — це напівпровідниковий діод, принцип дії якого ґрунтується на випрямних властивостях контакту між металом і напівпровідником.

Теорію переходів метал-напівпровідник уперше розробив німецький вчений В. Шотткі, через що діоди з такими переходами отримали назву діодів Шотткі. Як уже зазначалося, в основу таких діодів покладено випрямний m - p або m - n перехід. Діоди Шотткі на відміну від діодів з p - n переходами є уніполярними приладами, в яких рух основних носіїв заряду відбувається внаслідок надбар'єрної термоелектронної емісії. Структуру діода з m - n переходом зображено на рис. 3.28. Для виготовлення діодів використовують підкладки з низькоомного кремнію, на які методом епітаксії нарощується тонкий високоомний шар. Концентрація домішки у високоомному шарі не перевищує 10^{16}см^{-3} , а товщина шару становить декілька мікрометрів. На поверхню епітаксiального шару методом вакуумного напилення наноситься металевий електрод. Як метали використовують золото, молібден, хром, алюміній.

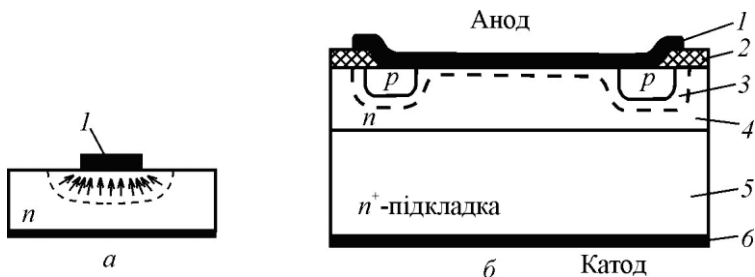


Рис. 3.28. Структура діода Шотткі: найпростіша (а) і з охоронним p - n переходом (б), 1 — метал анода; 2 — плівка SiO_2 ; 3 — шар об'ємного заряду; 4 — високоомний шар бази; 5 — низькоомний шар бази; 6 — метал катода

Основною особливістю діодів Шотткі є те, що в них відсутня інжекція неосновних носіїв заряду за прямого зміщення, а отже, і не відбуваються процеси нагромадження та розсмоктування надмірного заряду. Тому інерційність діодів визначається тільки бар'єрною ємністю m - n переходу. Оскільки перехід зосереджено у високоомному шарі напівпровідника, бар'єрна ємність буде незначною. Діоди Шотткі мають також і малий послідовний опір, який визначається низькоомною підкладкою. Ці обставини дозволяють використовувати їх як надшвидкодійні імпульсні та НВЧ діоди.

Вольт-амперна характеристика діодів Шотткі близька до характеристики ідеалізованого p - n переходу (див. формулу 2.46), однак струм

I_s суттєво відрізняється від теплового. Зворотний струм діодів Шотткі може бути на два порядки більшим, ніж звичайних діодів.

Оскільки послідовний опір малий, пряма гілка ВАХ діодів Шотткі зі зростанням струму не вироджується в лінійну залежність, як це відбувається в діодах з $p-n$ переходом і, крім того, в них майже не буває ефекту модуляції опору бази. Тому прямий спад напруги в діодах Шотткі значно менший ніж, наприклад, у звичайних діодах, у результаті чого їх коефіцієнт корисної дії (ККД) виявляється значно більшим, ніж ККД кремнієвих діодів з $p-n$ переходом.

Сучасна технологія дозволяє одержувати якісні переходи метал-напівпровідник великої площі, на базі яких створюються потужні випрямні діоди, допустимі прямі струми яких становлять десятки амперів. Однак такі діоди мають суттєво меншу допустиму зворотну напругу, ніж кремнієві діоди з $p-n$ переходом.

Низькі допустимі зворотні напруги діодів Шотткі передусім зумовлені крайовим ефектом у разі лавинного пробою переходу. У найпростішій конструкції діода Шотткі (рис. 3.28, *a*) силові лінії електричного поля в ділянці об'ємного заряду напівпровідника біля краю металу згущуються, через що крайове поле збільшується, а напруга лавинного пробою зменшується. Для послаблення крайового ефекту та підвищення напруги пробою запропоновано різні конструкції діодів Шотткі, одну з яких показано на рис. 3.28, *б*. Така конструкція передбачає створення охоронного $p-n$ переходу у вигляді кільця по периферії металевого контакту, в результаті чого збільшується радіус кривизни ділянки просторового заряду та підвищується напруга пробою діода. Напруга пробою у сучасних діодах Шотткі не перевищує 100 В. Охоронний $p-n$ перехід збільшує бар'єрну ємність діода та зменшує його швидкодію.

Діоди Шотткі набули широкого використання як швидкодійсні імпульсні діоди з $t_{\text{відн}}=10^{-9} \dots 10^{-11}$ с, детекторні, змішувальні діоди на частоти до 100 ГГц, випрямні діоди з підвищеною швидкодією та великим значенням ККД, елементи інтегральних схем та ін.

3.8. Перемикальні діоди

Перемикальними називають напівпровідникові діоди, принцип дії яких ґрунтується на різкій зміні їх імпедансу під дією керувальної напруги та призначених для керування сигналом у НВЧ трактах.

Перемикальні діоди широко використовують в активних фазованих ґратках, для керування рівнем НВЧ потужності, захисту приймачів радіотехнічних пристроїв, імпульсно-кової модуляції і т.ін.

Перемикальні діоди можна поділити на два класи: резонансного та нерезонансного типу. Як резонансні найбільш широко використовують діоди з $p-n$ переходом, а як нерезонансні — діоди з $p-i-n$ структурою.

3.8.1. Діоди з $p-n$ переходом

Розглянемо роботу діода резонансного типу на прикладі вимикача НВЧ. Діод увімкнено в лінію передавання НВЧ з хвильовим опором Z_0 (рис. 3.29). Вимикач має два робочі стани — стан пропускання та стан запирання і характеризується втратами передавання Π . Перехід з одного стану в другий відбувається під дією керувальної напруги. Коефіцієнт Π визначається як відношення падаючої потужності до прохідної потужності та зв'язаний з імпедансом діода Z виразом:

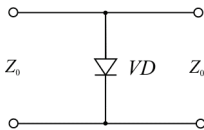


Рис. 3.29. Схема увімкнення діода в лінію передавання

втратами передавання Π . Перехід з одного стану в другий відбувається під дією керувальної напруги. Коефіцієнт Π визначається як відношення падаючої потужності до прохідної потужності та зв'язаний з імпедансом діода Z виразом:

$$\Pi = \frac{P_{\text{пад}}}{P_{\text{прох}}} = \left(1 + \frac{Z_0}{2Z}\right)^2. \quad (3.44)$$

Втрати передавання мають бути мінімальними в режимі пропускання $\Pi_{\text{пр}}$ і максимальними в режимі запирання $\Pi_{\text{зап}}$.

Повна схема заміщення діода на НВЧ (рис. 3.30, а) складається з опору R і ємності C $p-n$ переходу, послідовного опору бази та омичних контактів r , індуктивності виводів L та ємності корпусу (патрона) $C_{\text{п}}$.

У разі зворотного зміщення на НВЧ активний опір $p-n$ переходу набагато більший від ємнісного $R \gg \frac{1}{\omega C}$, тому в еквівалентній

схемі заміщення його можна не враховувати (рис. 3.30, б). За прямого зміщення опір R та ємнісний опір $\frac{1}{\omega C}$ стають меншими, ніж

послідовний опір r , і еквівалентна схема трансформується в схему, показану на рис. 3.30, в.

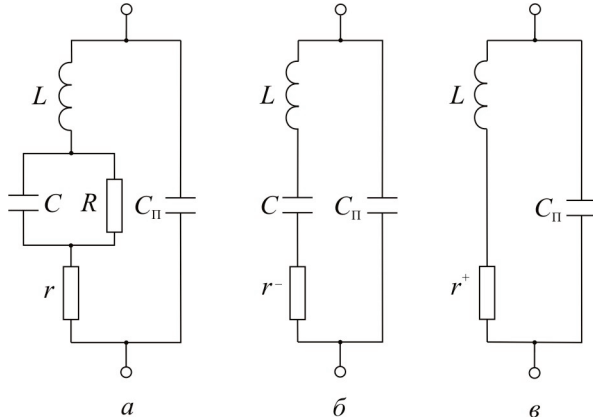


Рис. 3.30. Схема заміщення перемикального діода з p - n переходом: a — повна схема; b — за зворотного зміщення; v — за прямого зміщення

У свою чергу, опір r може мати різну величину за прямого (r^+) і зворотного (r^-) зміщень, оскільки в разі прямого зміщення виявляється ефект модуляції опорю бази, а за зворотного — ефект модуляції товщини бази. Схема заміщення на рис. 3.30, b відповідає послідовному резонансному контуру, а на рис. 3.30, v — паралельному резонансному контуру. На резонансній частоті еквівалентний опір діода стає чисто активним R_e . У разі послідовного резонансу $R_e = r^-$, а за паралельного $R_e = \frac{X_c^2}{r^+} = \frac{1}{\omega^2 C_{\pi}^2 r^+}$. Відповідно до рівняння

(3.44) втрати пропускання становлять:

$$\Pi_{\text{пр}} = \left(1 + \frac{Z_0}{2R_e}\right)^2 = \left(1 + \frac{Z_0}{2} \omega^2 C_{\pi}^2 r^+\right)^2, \quad (3.45)$$

а втрати запирання:

$$\Pi_{\text{зан}} = \left(1 + \frac{Z_0}{2r^-}\right)^2. \quad (3.46)$$

Перемикальні діоди характеризуються параметром якості, який знаходять із співвідношення

$$K = \frac{\sqrt{\Pi_{\text{зан}} - 1}}{\sqrt{\Pi_{\text{пр}} - 1}}. \quad (3.47)$$

Для резонансних діодів цей параметр становить

$$K = \frac{1}{\omega^2 C_{\Pi}^2 r^+ r^-}. \quad (3.48)$$

Як видно з рівняння (3.48), параметр якості визначається тільки елементами еквівалентної схеми діода та не залежить від хвильового опору лінії.

Параметр якості зазвичай вимірюють у децибелах. Параметр якості сучасних діодів досягає 30 дБ і більше.

Перевагою перемикальних $p-n$ діодів є висока швидкодія. Інерційність діодів зумовлена здебільшого ефектом нагромадження неосновних носіїв заряду в базі за прямого зміщення. Розсмоктування надмірного заряду у разі перемикання діода з прямого зміщення на зворотне відбувається внаслідок як рекомбінації неосновних носіїв, так і перенесення їх через $p-n$ перехід. Цей процес визначає час відновлення діода — $t_{\text{відн}}$. Щоб перекинути діод зі зворотного зміщення на пряме, потрібен деякий час для установлення початкового імпедансу. Цей час називають часом установлення — $t_{\text{уст}}$. Зазвичай час відновлення перевищує час установлення і дорівнює 10^{-8} с.

Недоліком перемикальних діодів з $p-n$ переходом є мала допустима потужність НВЧ, яка в неперервному режимі визначається переважно перегрівом діода, а в імпульсному режимі — можливим пробоем $p-n$ переходу. Допустима потужність у неперервному режимі зазвичай не перевищує сотень міліватів, а в імпульсному — декількох ватів.

Діоди з $p-n$ переходом виготовляють у спеціальних корпусах для роботи в коаксіальних і хвилевідних трактах.

3.8.2. Діоди з $p-i-n$ структурою

Діоди з $p-i-n$ структурою належать до перемикальних діодів нерезонансного типу, у яких використовується змінювання активного опору через змінювання полярності керувальної напруги. Структура $p-i-n$ діода (рис. 3.31) складається із сильнолегованих областей p^+ , n^+ , які розділені шаром напівпровідника з питомою провідністю, наближеною до власної (i -область). Ширина i -області W_i значно

більша від ширини переходів l_p та l_n , які утворюються під час контакту областей p^+ , n^+ з високоомною областю i . Повна схема заміщення діода (рис. 3.32, а) включає опір R_p і ємність C_p переходу p^+-i , опір і ємність R_i, C_i i -області, опір R_n і ємність C_n переходу n^+-i , послідовний опір p^+ -області r_p , послідовний опір n^+ -області r_n . Оскільки опір R_i значно більший від опорів R_p і R_n , а ємність C_i набагато менша від ємностей C_p і C_n , схему заміщення можна спростити, як показано на рис. 3.32, б. У цій схемі послідовний опір r включає опори r_p, r_n та опір омичних контактів. Ємність $p-i-n$ структури C_i визначається розмірами i -області та майже не залежить від прикладеної напруги.

У разі прямого зміщення в i -області збільшується концентрація електронів і дірок, які інжектуються із p^+ - та n^+ -областей. Якщо довжина дифузії дірок і електронів більша від товщини W_i , то i -область заповнюється носіями заряду відносно рівномірно по всьому об'єму та опір R_i різко зменшується. Якщо густина струму у кремнієвих структурах досягає 10 А/см^2 , концентрація носіїв заряду в i -області підвищується на три-чотири порядки.

У разі зворотного зміщення внаслідок екстракції носіїв заряду їх концентрація в i -області зменшується, а опір R_i збільшується. У кремнієвих $p-i-n$ діодах при перемиканні з прямого зміщення на зворотне опір R_i змінюється в $10^3 \dots 10^4$ разів.

Основною перевагою перемикальних $p-i-n$ діодів є висока допустима потужність НВЧ. Товщина потужних діодів становить $0,01 \dots 0,05 \text{ см}$. Оскільки критична напруженість $E_{кр}$ для кремнію дорівнює 10^5 В/см ,

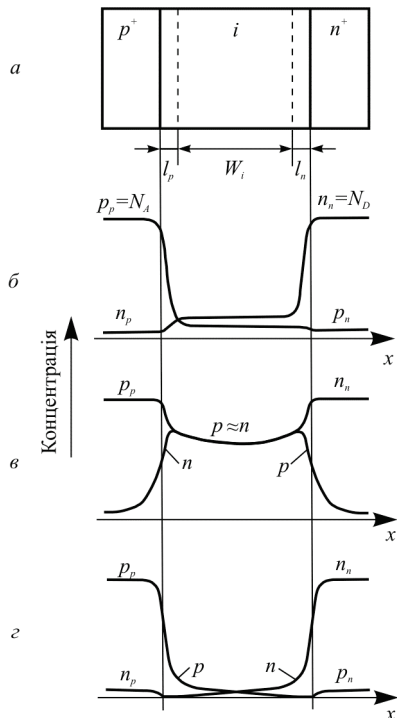


Рис. 3.31. Структура $p-i-n$ діода (а), розподіл носіїв заряду в i -області в рівноважному стані (б), за прямого (в) та зворотного (г) зміщень

отримаємо напругу пробою: $U_{\text{прб}} = E_{\text{кр}} W_i = 1000 \dots 5000 \text{ В}$. Це

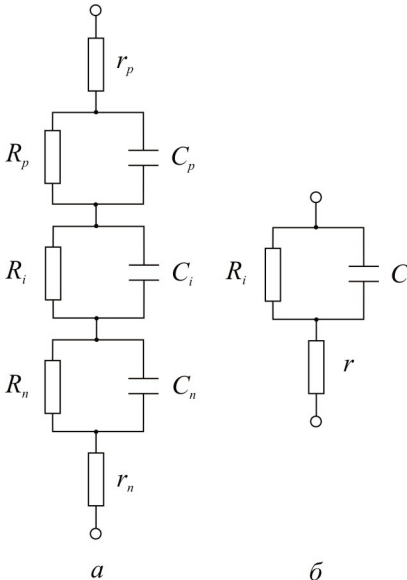


Рис. 3.32. Схема заміщення p - i - n діода: a — повна схема; b — спрощена схема

забезпечує допустиму потужність в імпульсному режимі 10 кВт і більше. Крім того, p - i - n структура може мати велику площу ($10^{-3} \dots 10^{-2} \text{ см}^2$), що забезпечує добре тепловідведення та велику потужність розсіювання НВЧ. Одночасно завдяки великій товщині W_i ємність діода залишається порівняно невеликою.

Недоліками p - i - n діодів слід вважати порівняно невисоку швидкодію, що зумовлено великим зарядом неосновних носіїв, які нагромаджуються в i -області за прямого зміщення. Час перемикання діодів становить мікросекунди.

Діоди з p - i - n структурою виготовляють у металокерамічних корпусах. Набули поширення також безкорпусні діоди для смужкових і хвилевідних ліній.

3.8.3. Основні параметри перемикальних діодів

Якість діода K — характеристика ефективності роботи перемикального діода.

Утрати запирання $\Pi_{\text{зап}}$ — відношення потужності, яка підводиться до перемикального обладнання, до потужності, яка проходить через це обладнання за закритого діода.

Утрати пропускання $\Pi_{\text{пр}}$ — відношення потужності, яка підводиться до перемикального обладнання, до потужності, що проходить через це обладнання за відкритого діода.

Ємність переходу C — ємність переходу за заданої напруги зміщення та частоти вимірювання.

Час перемикання $\tau_{\text{пер}}$ — час перемикання діода за заданих прямого струму та потужності НВЧ.

До параметрів також належать: найменша напруга пробою; найбільша неперервна потужність НВЧ, яка комутується; найбільша імпульсна потужність НВЧ і т.ін.

3.9. Лавинно-пролітні діоди

Лавинно-пролітний діод (ЛПД) — це напівпровідниковий діод, принцип дії якого ґрунтується на ефектах сильного електричного поля в p - n переході та який має від’ємний динамічний опір на НВЧ. Основне призначення діода — генерація НВЧ коливань.

3.9.1. Структура та режими роботи лавинно-пролітного діода

Пролітний режим. Деякі структури ЛПД показано на рис. 3.33. Діод працює за зворотного зміщення на ділянці лавинного пробою. Розглянемо роботу ЛПД на прикладі p^+ - n - n^+ структури. Між областями p^+ та n утворюється різкій несиметричний p - n перехід. Оскільки $p_p^+ \gg n_n$, то перехід зосереджено здебільшого в області бази і в разі збільшення зворотної напруги поширюється на всю її ширину, досягаючи межі з n^+ -областю. Подальше збільшення зворотної напруги приводить до зростання електричного поля в p - n переході без помітного збільшення його ширини. Лавинне помноження носіїв заряду відбувається за напруженості поля, більшої за критичну ($E > E_{кр}$) у тонкому шарі l_d , який називають шаром лавинного помноження (рис. 3.33, а).

Утворені носії розділяються електричним полем: дірки одразу попадають в область p , а електрони рухаються через область n до контакту n^+ . У більшій частині області n напруженість поля менша ніж критична, але більша від напруженості $E_{нас}$, за якої відбувається насичення дрейфової швидкості. Тому майже через всю область електрони рухаються з постійною дрейфовою швидкістю $v_{др.нас}$.

Простір, через який носії рухаються з постійною швидкістю, називають пролітним. Час прольоту визначається довжиною пролітного простору $l_{прл}$ та дрейфовою швидкістю насичення $v_{др.нас}$:

$$t_{прл} = \frac{l_{прл}}{v_{др.нас}}. \quad (3.49)$$

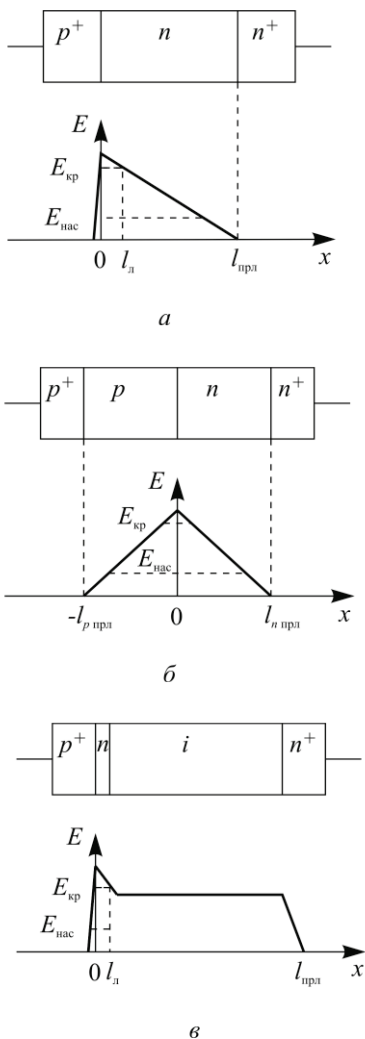


Рис. 3.33. Структури ЛПІД і розподіл у них електричного поля:
 а — однопролітна $p^+ - n - n^+$ структура;
 б — двопролітна $p^+ - p - n - n^+$ структура;
 в — структура $p^+ - n - i - n^+$ (діод Ріда)

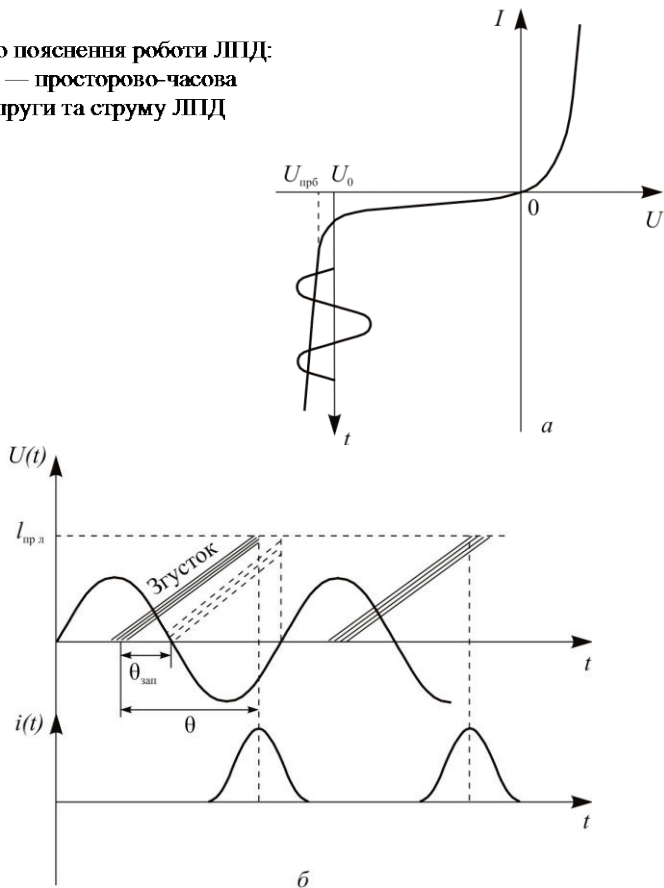
Діод з несиметричним $p^+ - n$ переходом називають однопролітним, а із симетричним двопролітним (рис. 3.33, б).

Нехай на діод одночасно подається постійна зворотна напруга U_0 , яка близька до напруги пробую, та змінна НВЧ напруга $u(t)$ (рис. 3.34, а). У момент часу, коли змінна напруга проходить через максимум, напруженість поля в $p - n$ переході досягає значення $E_{кр}$, і на ділянці l_n починається лавинне помноження носіїв заряду. Утворений згусток електронів буде рухатися через пролітний простір до омичного контакту n^+ з постійною швидкістю $v_{др.нас}$. Залежно від довжини пролітного простору та частоти НВЧ напруги згусток електронів може рухатися або в прискорювальному, або в гальмівному полі НВЧ. Протягом додатного* півперіоду НВЧ напруги електрони рухаються в прискорювальному полі та відбирають від нього енергію, а протягом від'ємного періоду електрони гальмуються та віддають енергію НВЧ полю. Якщо кут пролітання $\theta < \pi$ (рис. 3.34, б), то переважає прискорювальне поле і енергія, що відбирається від НВЧ

* Додатним називають півперіод, за якого зворотна постійна напруга та змінна напруга складаються.

поля, буде більшою за енергію, що віддається полю НВЧ. При цьому поле НВЧ згасає, що відповідає додатному динамічному опору ЛПД. Якщо $\theta > \pi$, переважає ефект гальмівного поля, тобто енергія, що віддається електронами, більша за енергію, що отримується, і поле НВЧ підсилюється. Це відповідає від'ємному динамічному опору ЛПД. Від'ємний опір зберігається до $\theta = 2\pi$, тобто в межах кута пролітання $\theta = \frac{3}{2}\pi$.

Рис. 3.34. До пояснення роботи ЛПД:
a — ВАХ; *б* — просторово-часова діаграма напруги та струму ЛПД



Описані процеси розглянуто в припущенні, що лавинне множення носіїв відбувається безінерційно. Реально процес лавино-

утворення запізнюється відносно змінювання поля в шарі помноження. Частоту сигналу можна підібрати такою, щоб час запізнення відповідав $\theta = 90^\circ$. У цьому випадку згусток електронів попадає відразу в гальмівне поле НВЧ (рис. 3.34, б, пунктир) і максимальному від'ємному опору відповідає кут пролітання $\theta = \pi$. У момент максимуму наступного додатного півперіоду утворюється новий згусток електронів, який дрейфує через базу до ділянки n^+ . Таким чином, струм через діод модулюється з частотою прикладеної напруги. При цьому струм запізнюється за фазою від змінної напруги. Запізнення струму зумовлено не тільки інерційністю лавиноутворення, але й дрейфом згустку електронів через пролітний простір. Довжину пролітного простору можна підібрати такою, щоб на заданій частоті зсув фаз дорівнював 180° . Тоді протягом усього періоду коливань буде зберігатися від'ємний диференціальний опір ЛПД.

Частоту, за якої від'ємний опір ЛПД максимальний, називають пролітною та визначають з умови:

$$\theta = \pi = 2 \pi f_{\text{прл}} t_{\text{прл}}.$$

Якщо врахувати рівняння (3.34), то отримаємо

$$f_{\text{прл}} = \frac{v_{\text{др.нас}}}{2l_{\text{прл}}}. \quad (3.50)$$

Звідси випливає, що ЛПД має від'ємний диференціальний опір на НВЧ, період яких сумірний з часом дрейфу носіїв через пролітний простір.

Якщо помістити ЛПД у резонатор, настроєний на пролітну частоту, то в ньому завдяки флуктуаціям струму виникають незгасальні коливання. Тому ЛПД використовують здебільшого для генерації НВЧ коливань. Розглянутий режим роботи ЛПД називають *пролітним* або режимом *IMPATT* (*Impact Avalanche Transit Time*).

Недоліком $p^+ - n - n^+$ структури є те, що в частині пролітного простору, яка примикає до n^+ -області, напруженість електричного поля менша за напруженість насичення і електрони рухаються зі швидкістю, меншою від швидкості насичення.

Крім того, довжина шару помноження виявляється порівняно великою та займає до 30% від усієї довжини збідненої ділянки n .

Тому значна частина напруги НВЧ спадає в шарі помноження, у якому енергія не передається від електронів до НВЧ поля. Коефіцієнт корисної дії для такої структури не перевищує 15 % у сантиметровому діапазоні довжини хвиль.

Наведених недоліків можна уникнути в структурі $p^+ - n - i - n^+$ (рис. 3.33, в), яку було запропоновано в 1958 р. американським ученим В. Рідом. Така структура передбачає дуже вузьку (0,15...0,2 мкм) область n і широку слабоколеговану область i , у якій електричне поле по всій довжині розподілено рівномірно та перевищує $E_{\text{нас}}$. Шар помноження зосереджений тільки на ділянці n , а пролітним простором є шар i . У генераторах на таких діодах у сантиметровому діапазоні довжин хвиль ККД досягає 40 %.

У генераторах міліметрового діапазону довжини хвиль використовують двопролітні діоди $p^+ - p - n - n^+$ із симетричним $p - n$ переходом. У таких діодах є дві ділянки дрейфу — ділянка p для дірок і ділянка n для електронів (рис. 3.33, б). Використання двох ділянок дрейфу дає змогу збільшити вихідну потужність ЛПД. Ширина області об'ємного заряду в двопролітних діодах майже в два рази більша, а бар'єрна ємність відповідно менша порівняно з однопролітними. Тому двопролітні діоди працюють на вищих частотах.

Лавинно-пролітні діоди можуть утворюватися також на основі випрямних переходів метал-напівпровідник.

Режим із захопленням плазми. Вище був розглянутий пролітний режим роботи ЛПД у припущенні, що напруга на діоді зовсім мало перевищує напругу пробоя $U_{\text{прб}}$. Інакше проходять процеси, коли напруга, що подається на діод, суттєво перевищує $U_{\text{прб}}$. Лавинне помноження носіїв приводить до різкого зменшення опору шару помноження, у результаті чого в діоді відбувається перерозподіл напруги: спад напруги на шарі помноження зменшується, а в пролітній частині збільшується. Коли напруга, що подається на ЛПД, перевищує пробивну $U_{\text{прб}}$ на малу величину, шар лавинного помноження виявляється досить тонким і зменшення його опору помітно не збільшує напруги на пролітній частині. Якщо на ЛПД подається напруга суттєво більша за $U_{\text{прб}}$, лавинне помноження відбувається в шарі більшої ширини та зменшення його опору змінює режим роботи ЛПД.

Розподіл напруженості електричного поля E під час подавання на діод напруги, яка значно перевищує $U_{\text{прб}}$, показано на рис. 3.35.

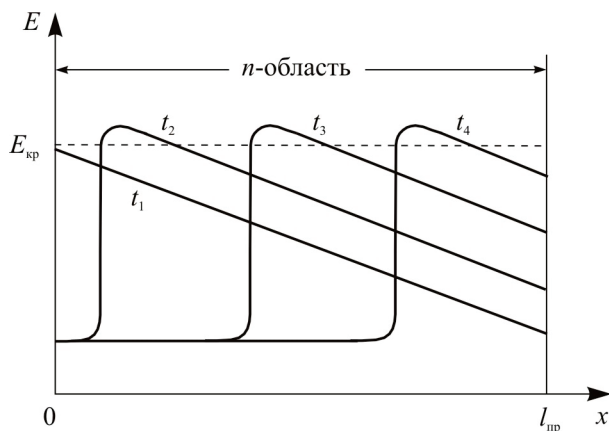


Рис. 3.35. Розподіл електричного поля в n -області у різні моменти часу

У момент вмикання діода t_1 розподіл напруженості в області n лінійний. На ділянці, де $E > E_{крб}$, починається лавинне помноження носіїв заряду і внаслідок цього напруженість у ній зменшується, а на сусідній ділянці збільшується і в ній також починається лавинне помноження. Таким чином, фронт іонізації буде рухатися через пролітний простір. Швидкість руху фронту іонізації значно більша від швидкості дрейфу електронів, тому вся область n заповнюється електронно-дірковою плазмою. Електрони в плазмі рухаються до контакту n^+ зі швидкістю, яка менша за $v_{др.нас}$, тому час винесення плазми з області n значно перевищує час пролітання електронів $t_{прл}$ у пролітному режимі.

Після розсмоктування плазми цикл повторюється. Описаний режим роботи ЛПД називають режимом *із захопленням плазми* або режимом *TRAPAT (Trapped Plasma Avalanche Transit)*. У цьому режимі ЛПД працюють на нижчих частотах порівняно з пролітним режимом. Частота коливань, які генеруються в режимі із захопленням плазми, не перевищує 10 ГГц. Коефіцієнт корисної дії ЛПД досягає 40%, а вихідна потужність у неперервному режимі — до 10 Вт.

Генератори на ЛПД із захопленням плазми працюють у режимі великого сигналу, тому теплових флуктуацій струму виявляється недостатньо для їх самозбудження. Такі генератори зазвичай запускаються від менш потужних генераторів на ЛПД у пролітному режимі.

3.9.2. Основні параметри лавинно-пролітних діодів

До основних параметрів ЛПД належать такі:

Пробивна напруга $U_{\text{прб}}$ — напруга на ЛПД, за якої починається лавинне помноження носіїв у p - n переході. Цей параметр потрібний для вибору режиму роботи діода. Напруга пробою для різних типів діодів складає десятки-сотні вольтів.

Номінальний робочий струм $I_{\text{ном}}$ — зворотний струм ЛПД на ділянці пробою, за якого забезпечується задана вихідна потужність. Цей параметр для різних діодів становить одиниці-десятки міліамперів.

Вихідна потужність $P_{\text{вих}}$ — потужність генератора на ЛПД у неперервному режимі за заданих напруги живлення та робочої частоти. Лавинно-пролітні діоди, які працюють у пролітному режимі, забезпечують вихідну потужність сотні міліватів, а в режимі із захопленням плазми — до десятків ватів. Чим вища робоча частота діода, тим менша вихідна потужність.

Вихідна імпульсна потужність $P_{\text{імп.вих}}$ — вихідна потужність генератора на ЛПД в імпульсному режимі; $P_{\text{імп.вих}}$ у прольотному режимі досягає десятків ватів, а в режимі із захопленням плазми — одиниць кіловатів.

Робоча частота f для різних діодів становить від одиниць до сотень гігагерців.

Коефіцієнт корисної дії η становить 10...40 %. Чим вища робоча частота діода, тим менший ККД.

До параметрів також належать максимальна ємність діода $C_{\text{мах}}$, максимальний послідовний опір $R_{\text{мах}}$, температурний коефіцієнт потужності (ТКП), максимально допустимий струм $I_{\text{мах}}$.

3.9.3. Інжекційно-пролітні діоди

В інжекційнопролітних діодах (ІПД) для створення від'ємного диференціального опору на НВЧ використовується явище інжекційного пробою та проліт носіїв заряду через пролітний простір. В основі ІПД є структура $p^+ - n - p^+$ (рис. 3.36, а). Високоомний базовий n -шар є пролітним простором. Його товщина $l_{\text{прл}}$ становить приблизно 10 мкм. У разі подачі зовнішньої напруги на ІПД один із $p^+ - n$ переходів виявляється зміщеним у прямому напрямі, а другий — у зворотному. Розподіл

потенціалу та електричного поля по структурі за різних значень напруги зміщення зображено на рис.3.36, б, в. Без зовнішнього зміщення висота потенціального бар'єра обох $p^+ - n$ переходів однакова, а струм через структуру дорівнює нулю. Якщо подається невелика напруга зміщення, висота потенціального бар'єра правого $p^+ - n$ переходу зменшується, а лівого — збільшується. Через ПІД буде протікати незначний струм, який визначається опором зворотнорозміщеного переходу.

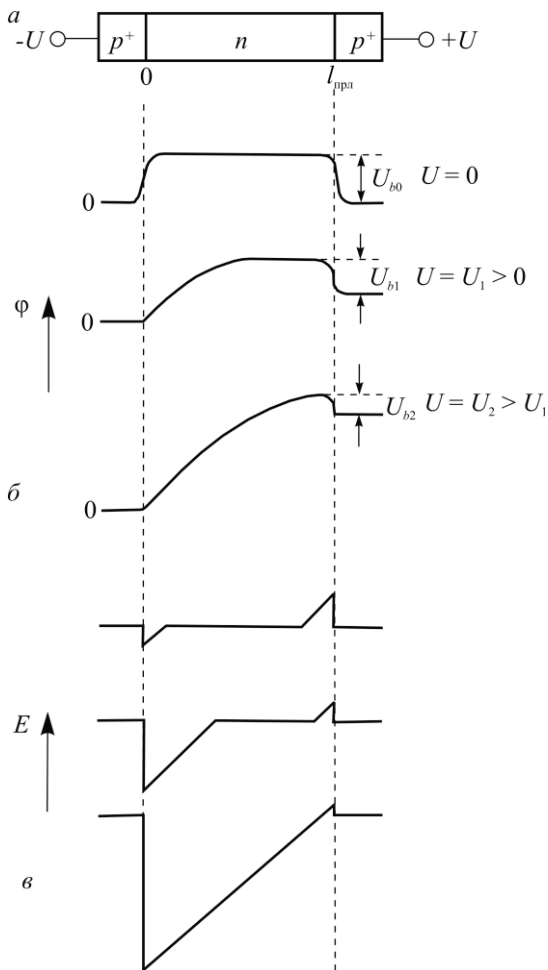


Рис. 3.36. Розподіл потенціалу і електричного поля в ПІД за різних напруг зміщення

Збільшення зовнішньої напруги зумовлює розширення зворотно-зміщеного переходу в бік високоомної n -області. За деякої напруги шар об'ємного заряду зворотнозміщеного переходу досягне області об'ємного заряду прямозмщеного переходу і переходи зімкнуться. Цю напругу називають напругою змикання $U_{зм}$. Напругу змикання можна розрахувати, прирівнявши ширину пролітного простору до ширини шару об'ємного заряду:

$$l_{прл} = l = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qN_D} U_{зм}}.$$

Звідси

$$U_{зм} = \frac{l_{прл}^2 q N_D}{2\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (3.51)$$

У разі змикання переходів струм через p^+-n-p^+ структуру різко зростає, що рівнозначно пробією (рис. 3.37). Зовнішня напруга, що прикладена до діода, більшою мірою спадає на збідненій області n , у якій створюється електричне поле, яке перевищує $E_{нас}$. Якщо на діод подати напругу зміщення, близьку до $U_{зм}$, і одночасно змінну напругу НВЧ, то протягом додатного півперіоду сумарна напруга перевищить напругу $U_{зм}$ і через прямозмщений перехід пройде інжекція «пакета» дірок, які будуть дрейфувати через пролітний простір з постійною швидкістю $v_{нас}$. Час пролітання

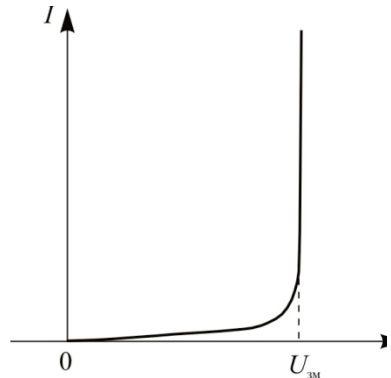


Рис. 3.37. Вольт-амперна характеристика ПД за умов змикання p - n переходів

$$t_{прл} = \frac{l_{прл}}{v_{др.нас}}. \quad (3.52)$$

При цьому через діод спостерігається сплеск струму. Протягом дії від'ємного півперіоду НВЧ напруги інжекції не відбувається.

У динамічному режимі внаслідок запізнювання інжекційного струму під час пролітання носіїв через дрейфовий простір на певних частотах, як і в ЛПД, реалізується від'ємний диференціальний опір.

Умовою появи від'ємного диференціального опору в ППД є умова, щоб кут пролітання був більшим від π , але меншим за 2π .

Перевагою ППД, порівняно з ЛПД, є значно менші шуми, оскільки в ньому не буває ударної іонізації, а недоліком — нижчий ККД.

В ППД замість p^+ -*n* переходів можуть використовуватися випрямні контакти Шотткі.

3.10. Діоди Ганна

Діод Ганна — це напівпровідниковий діод, принцип дії якого ґрунтується на міждолинному переході електронів у напівпровіднику, має від'ємний диференціальний опір і призначений для генерації та підсилення НВЧ коливань.

Свою назву діоди отримали за ефектом, який відкрив англійський учений Дж. Ганн у 1963 р. Теоретично цей ефект був передбачений ученими Рідді та Уоткінсом у 1961 р.

3.10.1. Структура та принцип роботи діода Ганна

У найпростішому вигляді діод Ганна — це однорідний кристалик напівпровідника у вигляді паралелепіпеда, на торцях якого нанесено омичні контакти. Контакт, до якого приєднується додатний полюс джерела живлення, називається анодом, а негативний — катодом. Діод Ганна не має електронно-діркового переходу.

Залежність дрейфової швидкості електронів від напруженості електричного поля $v_{др}(E)$ у напівпровідниках, які мають два енергетичні мінімуми в зоні провідності, було розглянуто у підрозділі 1.11. Аналогічна залежність у таких напівпровідниках буде спостерігатися і для залежності густини струму від напруженості $j(E)$, оскільки $j = qnv_{др}$. Перехід електронів з нижньої долини у верхню зумовлює появу від'ємного диференціального опору (спадного відрізка) на залежності $j(E)$. Позначимо концентрацію та рухливість електронів у нижній долині через n_1 , μ_1 , а у верхній — через n_2 , μ_2 , загальну концентрацію електронів — n . Нагадаймо, що рухливість електронів у верхній долині μ_2 значно менша, ніж у нижній — μ_1 , а загальна концентрація електронів $n = n_1 + n_2$. За малої напруженості електричного поля ($E < E_{пор}$) майже всі електрони будуть перебувати в нижній долині (див. рис. 1.18), тобто

$n_2 = 0$. У цьому разі загальна концентрація електронів $n_1 = n$ і густина струму в напівпровіднику

$$j = q\mu_1 n E.$$

Цій формулі відповідає пряма з кутом нахилу $\alpha_1 = \arctg(q\mu_1 n)$ (рис. 3.38). За деякої напруженості $E_0 > E_{\text{пор}}$ всі електрони з нижньої долини перейдуть у верхню, тобто $n_1 = 0$ і $n_2 = n$. Тоді густина струму буде визначатися за формулою $j = q\mu_2 n E$. Цій формулі відповідає пряма з кутом нахилу $\alpha_2 = \arctg(q\mu_2 n)$. Очевидно, що в інтервалі напруженостей від $E_{\text{пор}}$ до E_0 буде перехідна залежність $j(E)$, яка визначається за формулою $j = q(\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2) E$, у якій μ_1, n_1 та μ_2, n_2 є деякими функціями від E . Цю залежність на рис. 3.38 зображено пунктиром. Спадній ділянці характеристики $j(E)$ відповідає від'ємний диференціальний опір.

На практиці встановити режим, за якого спостерігалась б спадна ділянка на статичній ВАХ, неможливо через струмову (або доменну) нестійкість у напівпровідниковому зразку.

Отримати досконально однорідний напівпровідник неможливо. Внаслідок нерівномірного розподілу домішки та дефектів кристалічної ґратки в напівпровіднику неминуче утворюються мікроділянки неоднорідностей, опори яких відрізняються. Внаслідок цього і розподіл електричного поля за зразком також виявляється неоднорідним.

Припустімо, що на ділянці Δx є неоднорідність і її опір більший, ніж у решті об'єму зразка (рис. 3.39, а). Тоді напруженість поля $E_{\Delta x}$ на цій ділянці виявляється також більшою, ніж в іншій частині зразка $E_{\text{зр}}$. Зі збільшенням напруги між анодом і катодом напруженість на ділянці Δx досягає порогового значення та електрони з нижньої долини перейдуть у верхню. У решті об'єму напівпровідника електрони залишаються в нижній долині. Оскільки $\mu_2 < \mu_1$, то швидкість електронів на ділянці Δx виявляється меншою від швидкості електронів за межами цієї ділянки. Внаслідок цього електрони з боку катода будуть «набігати» на ділянку Δx , утворюючи надмірний негативний заряд, а електрони з боку анода «втікатимуть» від цієї ділянки, утворюючи позитивний заряд некомпенсованих іонів донорів. Отже, по обидва боки неоднорідності

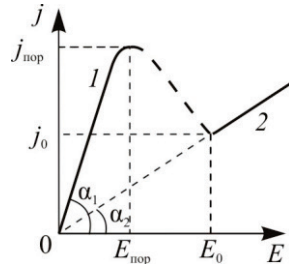


Рис. 3.38. Залежність густини струму від напруженості електричного поля в арсеніду галію

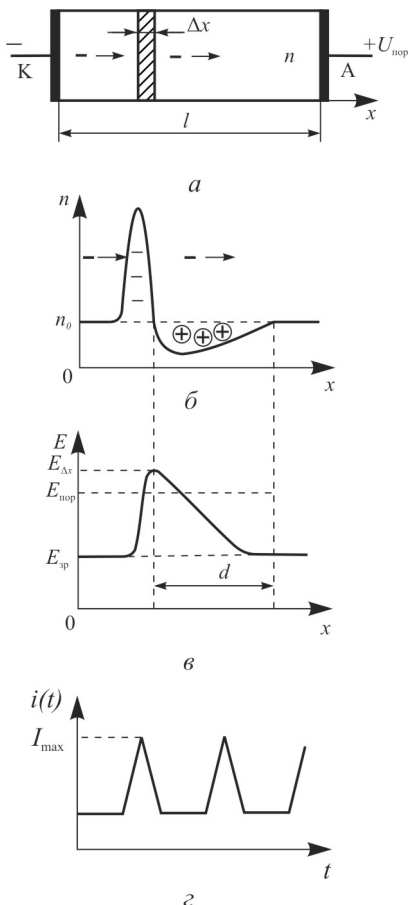


Рис. 3.39. Структура діода Ганна (а), розподіл концентрації зарядів (б) та електричного поля (в) і форма коливання струму, що проходить через діод (з)

утворюються заряди протилежних знаків. Це утворення називають доменом сильного поля. Формування домену зумовлює перерозподіл електричного поля в діоді. Оскільки в шарі, що прилягає праворуч до ділянки Δx , концентрація електронів зменшується, то опір і електричне поле цього шару збільшуються, а електричне поле за межами домену зменшується. Це приводить до збільшення дрейфової швидкості електронів у домені та до її зменшення в решті об'єму напівпровідника. У момент часу, коли швидкість руху електронів у домені та за його межами зрівнюються, формування домену закінчується і всі електрони рухаються до анода з однаковою швидкістю. Час формування домену визначається часом релаксації

$$t_{\phi} = \varepsilon_0 \varepsilon \rho = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{q \mu_2 n} \quad (3.53)$$

Розподіл концентрації зарядів і електричне поле в домені зображено на рис. 3.39, б, в. Концентрація електронів

Протягом часу руху домену опір усього зразка визначається здебільшого високоомним шаром домену і він буде максимальним, а струм через діод — мінімальним. Досягнувши анода домен руйнується і в колі спостерігається сплеск струму (рис. 3.39, з). Після руйнування домену електричне поле на ділянці Δx стає більшим за $E_{\text{пор}}$ і починається зародження нового домену.

Реально зародження домену відбувається завжди біля катода, оскільки приконтатний шар напівпровідника має підвищений опір. Періодичність, з якою відбуваються сплески струму, визначається часом пролітання домену від катода до анода:

$$t_{\text{прл}} = \frac{l}{v_{\text{др}}}, \quad (3.54)$$

де l — довжина пролітного простору; $v_{\text{др}}$ — дрейфова швидкість електронів, яка близька до швидкості насичення. Домен може формуватися тільки в тому випадку, коли час його пролітання більший від часу формування. Виходячи з цього, умовою формування домену є $t_{\text{прл}} > t_{\text{ф}}$, або

$$l n_0 > \frac{\epsilon_0 \epsilon v_{\text{др}}}{q \mu_2}. \quad (3.55)$$

Частота коливання струму генератора на діоді Ганна $f = \frac{1}{t_{\text{прл}}} = \frac{v_{\text{др}}}{l}$ визначається тільки довжиною зразка l , оскільки швидкість дрейфу домену, якщо $E > E_{\text{пор}}$, дорівнює швидкості насичення та не залежить від зовнішньої напруги. Швидкість насичення в GaAs становить 10^7 см/с. Отже, для зразка завдовжки 100 мкм частота коливань буде дорівнювати 1 ГГц, а для зразка завдовжки 10 мкм вона становитиме 10 ГГц.

Генератор Ганна може працювати в різних режимах, які в загальному випадку можна розділити на доменні та режим з обмеженням нагромадження об'ємного заряду.

3.10.2. Доменні режими

Доменні режими припускають повне формування домену в напівпровіднику. Описаний вище режим роботи, коли сформований домен рухається через весь пролітний простір від катода до анода, називають *пролітним*.

Недоліками пролітного режиму є невисокий ККД (одиниці відсотків) та порівняно низька частота генерації (до 10 ГГц). За цим показником генератори Ганна в пролітному режимі поступаються транзисторним НВЧ генераторам, і тому цей режим роботи майже не використовують.

Режим із затримкою формування домену. Діод вмикається в коливальний контур (резонатор). При цьому на діоді діє постійна напруга зміщення U_0 , яка перевищує $U_{пор}$, і змінна НВЧ напруга з амплітудою U_m . Під час дії від'ємного півперіоду змінної напруги сумарна напруга виявляється меншою за $U_{пор}$, тому після руйнування домену на аноді новий домен формується тільки після того, коли сумарна напруга перевищить порогову, тобто з деякою затримкою. У результаті тривалість імпульсу струму, а отже, і ККД генератора, значно більші, ніж у пролітному режимі. Для забезпечення затримки зародження домену необхідно, щоб частота резонатора була меншою від пролітної частоти діода.

Режим заглушення доменів. Якщо під час руху яким-небудь способом зменшити напруженість поля в домені до значно меншої від порогової величини, то домен руйнується, не досягнувши анода. Така напруженість може утворюватися за достатньо великої напруги в коливальному контурі, коли змінна напруга віднімається від постійної напруги. Напругу, за якої руйнується домен, називають напругою заглушення домену U_3 . Новий домен починає формуватися після того, як сумарна напруга стане більшою від U_3 . Тривалість імпульсу струму в режимі заглушення більша, ніж у попередніх режимах, оскільки час існування домену суттєво скорочується. Частоту проходження імпульсів струму можна регулювати настроюванням резонатора. Вона може бути або більшою, або меншою, ніж у пролітному режимі.

3.10.3. Режим обмеженого нагромадження об'ємного заряду

У режимі обмеженого нагромадження об'ємного заряду (ОНОЗ) немає рухомого домену. Для реалізації ОНОЗ потрібні умови, за яких не відбувалося б формування домену. Це такі умови:

1. Постійне зміщення має бути в декілька разів більшим від порогової напруги $U_0 \gg U_{пор}$.

2. Амплітуда коливань у резонансному контурі має бути такою, щоб у разі від'ємного півперіоду загальна напруга на діоді була суттєво меншою від порогової.

3. Період коливань має бути меншим від часу формування домену $T \ll t_{\phi}$.

4. Повинен бути забезпечений високий ступінь однорідності напівпровідника по всьому об'єму.

Припустімо, що на діод одночасно подається постійна напруга $U_0 > U_{\text{пор}}$ і змінна $U(t) = U_m \cos(\omega t)$ з амплітудою такої величини, що за від'ємного півперіоду сумарна напруга $U(t) = U_0 - U_m \cos(\omega t)$ деякий час буде меншою за $U_{\text{пор}}$ (рис. 3.40). У той момент часу, коли загальна напруга на діоді більша за $U_{\text{пор}}$ біля катода починається формуватися домен. Оскільки період коливань змінної напруги значно менший від часу формування домену $T \ll t_{\phi}$, то настає від'ємний півперіод і домен, не встигнувши сформуватися, починає руйнуватися. Через це перерозподілу електричного поля в діоді не відбувається і в кожен момент часу поле E по всій довжині діода буде однаковим. Тому перехід електронів з нижньої долини у верхню, якщо $U > U_{\text{пор}}$, відбувається не на окремій ділянці неоднорідності, а одночасно по всьому об'єму напівпровідника і залежність струму від напруженості $i(E)$ повторює залежність $v_{\text{др}}(E)$. Формування імпульсу струму в режимі ОНОЗ демонструє рис. 3.40.

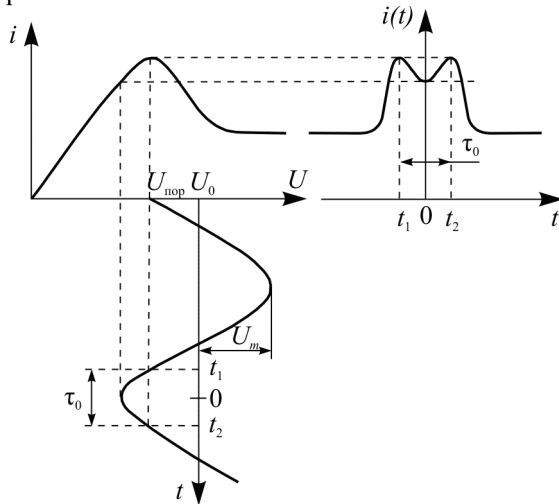


Рис. 3.40. Формування імпульсу струму в діоді Ганна в режимі ОНОЗ

Частота проходження імпульсів струму не залежить від довжини діода та визначається тільки настроюванням резонатора. Однак

перестроювання резонатора в режимі ОНОЗ можливе тільки у вузькому діапазоні, оскільки, з одного боку, щоб домен не встиг сформуватися, коли $U > U_{\text{пор}}$ (електрони перебувають у верхній долині), період коливань має бути в 2—3 рази меншим від часу релаксації $T < (2-3) \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{q\mu_2 n}$, а з другого боку, щоб домен, який зароджується, встиг зруйнуватися, коли $U < U_{\text{пор}}$ (електрони перебувають у нижній долині), період коливань повинен бути набагато більшим від часу релаксації $T \gg \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{q\mu_1 n}$. Отже, частотний діапазон перестроювання генератора Ганна в режимі ОНОЗ обмежується умовою

$$\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{q\mu_1 n} \ll T < (2-3) \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{q\mu_2 n}, \quad (3.56)$$

де μ_1 і μ_2 — рухливості електронів у нижній та верхній долинах.

Незалежність частоти коливань від довжини діода дозволяє розробляти діоди великої довжини, подавати до них великі напруги зміщення, які забезпечують велику вихідну потужність НВЧ. Коефіцієнт корисної дії генератора в режимі ОНОЗ значно більший, ніж в доменних режимах і досягає 20 %. Унаслідок великих амплітуд коливань у режимі ОНОЗ генератор не може самозбуджуватися, тому для його збудження необхідно використовувати менш потужні генератори НВЧ.

3.10.4. Основні параметри діодів Ганна

Для характеристики діодів Ганна використовують такі основні параметри:

Мінімальна вихідна потужність $P_{\text{вих.мін}}$ — це мінімальна потужність, яку може забезпечити діод Ганна в неперервному режимі генерації.

Мінімальна імпульсна вихідна потужність $P_{\text{імпл.вих.мін}}$ — мінімальна потужність, яку може забезпечити діод в імпульсному режимі генерації.

Порогова напруга $U_{\text{пор}}$ — постійна напруга на діоді, за якої починається генерація коливань. Ця напруга відповідає точці максимуму на залежності $v_{\text{др}}(U)$.

Коефіцієнт корисної дії η — відношення вихідної корисної потужності до потужності постійного струму, яка витрачається на збудження діода.

Робоча напруга $U_p, U_{p,imp}$ — постійна напруга на діоді в неперервному або імпульсному режимі генерації, яка забезпечує задану вихідну потужність.

Робоча смуга частот Δf — смуга частот, у якій діод забезпечує генерацію НВЧ коливань.

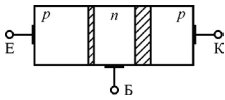
До параметрів також належать ємність структури $C_{стр}$, ємність корпусу $C_{кор}$, індуктивність виводів L , робочі струми в неперервному та імпульсному режимах $I_p, I_{p,imp}$.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. За яких ознак класифікують напівпровідникові діоди? Наведіть основні класи діодів.
2. Наведіть визначення випрямного діода.
3. Назвіть методи отримання p - n переходів випрямних діодів.
4. Назвіть параметри випрямних діодів.
5. Наведіть переваги та недоліки германієвих і кремнієвих випрямних діодів.
6. Які види пробою характерні для германієвих і кремнієвих випрямних діодів?
7. Чому кремнієві діоди мають більші напруги пробою та спади напруги в прямому напрямі порівняно з германієвими?
8. Поясніть температурну залежність ВАХ діодів.
9. Наведіть особливості силових діодів.
10. Що таке імпульсний діод?
11. Чим зумовлена інерційність діодів до швидких змін струму та напруги?
12. Поясніть процес перемикання діода з прямого вмикання на зворотне.
13. Чим зумовлені тривалість фази постійного струму та тривалість фази спадання зворотного струму?
14. Наведіть параметри імпульсних діодів і їх визначення.
15. Які існують методи підвищення швидкодії діодів і їх сутність?
16. Охарактеризуйте діоди з нагромадженням заряду. Яке їх основне призначення?
17. Дайте визначення напівпровідникового стабілітрона. Які види пробою використовуються у стабілітронах?

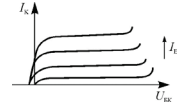
18. Який зв'язок між напругою пробою, шириною p - n переходу та питомим опором бази?
19. Поясніть температурну залежність напруги пробою для різних механізмів пробою.
20. Нарисуйте ВАХ стабілітрона, укажіть ділянку стабілізації.
21. Що таке ТКН і як його визначають? Нарисуйте залежність ТКН від напруги стабілізації та поясніть її.
22. Які заходи вживають для зменшення ТКН?
23. Що таке стабістор?
24. Наведіть визначення варикапа.
25. Як впливає характер розподілу домішок в переході на залежність бар'єрної ємності від напруги?
26. Наведіть еквівалентну схему варикапа.
27. Що таке добротність варикапа? Запишіть формули добротності для низьких і високих частот.
28. Поясніть залежність бар'єрної ємності та добротності варикапа від частоти.
29. Поясніть залежність добротності від напруги.
30. Що таке коефіцієнт нелінійності та коефіцієнт перекривання бар'єрної ємності?
31. Нарисуйте енергетичну діаграму p - n переходу на основі вироджених напівпровідників.
32. Що таке тунельний ефект? Наведіть визначення тунельного діода.
33. Поясніть хід ВАХ тунельного діода за допомогою енергетичних діаграм.
34. Назвіть параметри тунельного діода.
35. Поясніть залежність ВАХ і параметрів тунельного діода від температури.
36. Чому за напруги U_V тунельний струм не дорівнює нулю?
37. Нарисуйте еквівалентну схему тунельного діода. Виведіть формули граничної та резонансної частот діода.
38. Що таке обернений тунельний діод?
39. Що являє собою діод Шотткі?
40. У яких випадках утворюються випрямні та невивипрямні переходи метал-напівпровідник?
41. Нарисуйте енергетичні діаграми випрямних і невивипрямних переходів метал-напівпровідник.
42. Коли в разі контакту металу та напівпровідника утворюється p - n перехід?
43. Який механізм руху носіїв через контакт метал-напівпровідник?
44. Які особливості ВАХ діодів Шотткі?

45. Поясніть, чому швидкодія діодів Шоттки більша за швидкодію діодів з $p-n$ переходами.
46. Які переваги та недоліки діодів Шоттки?
47. Які діоди називають перемикальними?
48. Поясніть принцип дії перемикальних діодів.
49. Нарисуйте схеми заміщення резонансних перемикальних діодів.
50. Якими параметрами характеризуються перемикальні діоди?
51. Які переваги та недоліки $p-n$ і $p-i-n$ перемикальних діодів?
52. Наведіть визначення лавинно-пролітного діоду.
53. Поясніть виникнення від'ємного опору ЛПД на НВЧ.
54. Напишіть формулу пролітної частоти ЛПД.
55. Які переваги роботи ЛПД у режимі із захопленням плазми?
56. Наведіть параметри ЛПД.
57. Поясніть принцип роботи ШД.
58. Наведіть визначення діода Ганна.
59. Нарисуйте залежність струму від напруженості електричного поля в арсеніді галію.
60. Що таке доменна нестійкість?
61. Поясніть механізм утворення домену в діоді Ганна.
62. Назвіть режими роботи діода Ганна. Поясніть режим роботи ОНОЗ.



РОЗДІЛ 4

БІПОЛЯРНІ ТРАНЗИСТОРИ



Біполярний транзистор — це напівпровідниковий прилад, принцип дії якого ґрунтується на взаємодії двох електронно-діркових переходів і призначений для підсилення та генерування електричних сигналів.

Термін «біполярний транзистор» указує на те, що робота приладу ґрунтується на перенесенні струму в ньому як електронами, так і дірками.

Біполярні транзистори є найбільш поширеними напів-провідниковими приладами та використовуються як дискретні елементи електронних пристроїв і як елементи інтегральних мікросхем.

Розрізняють два класи біполярних транзисторів: бездрейфові, у яких носії рухаються від одного переходу до другого внаслідок дифузії, та дрейфові, у яких носії рухаються під дією електричного поля — дрейфують.

4.1. Структура транзистора

Біполярний транзистор складається з трьох областей p - та n -типу, що чергуються між собою, між якими утворюються електронно-діркові переходи. Структуру та умовне позначення транзистора показано на рис. 4.1.

Залежно від типу провідності середньої та крайніх областей розрізняють транзистори p - n - p і n - p - n типу. За принципом роботи такі транзистори не відрізняються один від одного, за винятком полярності напруги живлення.*

Середню область транзистора називають базою (Б). Одну з крайніх областей, що призначена для інжекції носіїв у базу, називають емітером (Е), другу крайню область, що призначена для збирання (екстракції) носіїв з бази, називають колектором (К).

Електронно-дірковий перехід між емітером і базою та між колектором і базою називають відповідно емітерним і колекторним.

* Далі розглядаються тільки транзистори p - n - p типу

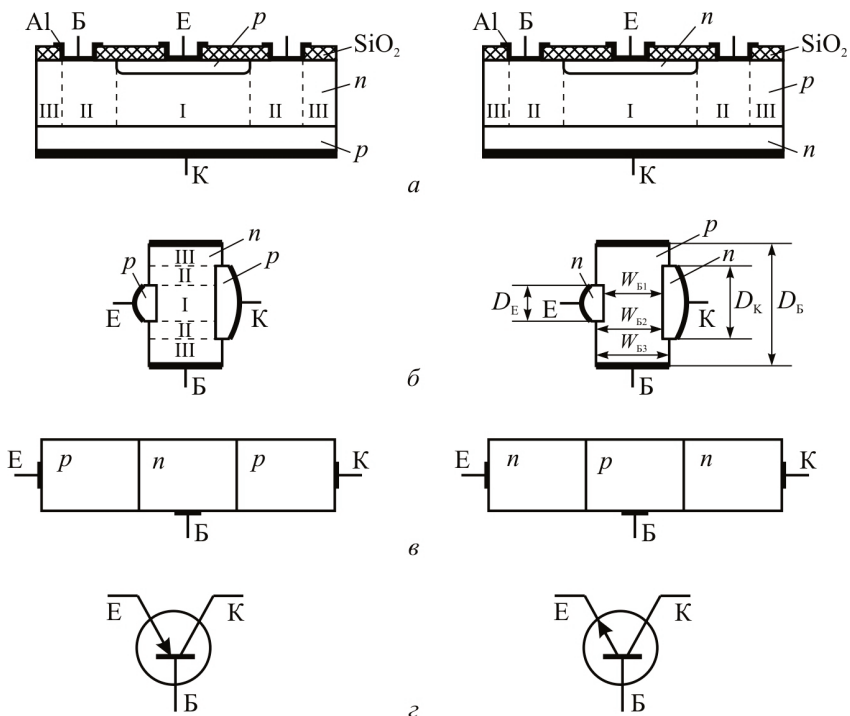


Рис. 4.1. Структура дифузійного (а) та сплавного (б) транзисторів; плоска модель (в) та умовні позначення (з) транзисторів $p-n-p$ і $n-p-n$ типу

Роль окремих частин бази в роботі реального транзистора не однакова. Частину бази I, що розміщена безпосередньо під емітером і через яку рухаються носії до колектора, називають активною базою. Частину бази II, що розміщена між емітером і базовим виводом, називають пасивною, а частину III, що лежить за базовим виводом, — периферійною (рис. 4.1, а). Активною базою сплавних транзисторів є частина I, пасивною — частина II і периферійною — частина III (рис. 4.1, б). Для ефективної взаємодії $p-n$ переходів товщина активної частини бази транзистора має бути набагато меншою від дифузійної довжини неосновних носіїв ($W_B \ll L_p$).

Більшість сучасних біполярних транзисторів виготовляють на основі кремнію за дифузійною технологією, яка дозволяє сформувати в початковій пластині p -типу два $p-n$ переходи шляхом послідовної

дифузії донорних і акцепторних домішок і отримати таким чином транзистор $p-n-p$. У випадку, коли початкова пластина має провідність n -типу, отримують транзистор $n-p-n$ (рис. 4.1, в).

Тривалість дифузії визначає глибину залягання $p-n$ переходів і товщину бази, яка дорівнює декільком мікрометрам. Профіль розподілу домішок N_A та N_D і результуючий розподіл N_A-N_D показано на рис. 4.2, а.

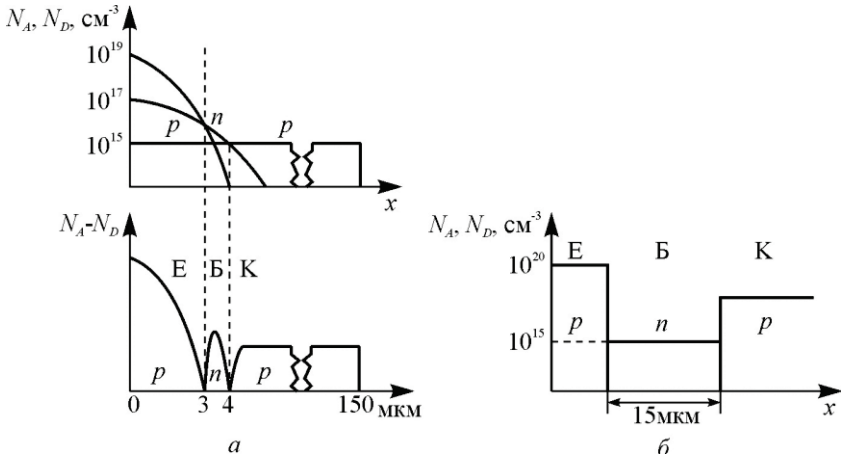


Рис. 4.2. Профіль розподілу домішок у дифузійному (а) та сплавному (б) транзисторах

Другим різновидом біполярних транзисторів є германієві та кремнієві транзистори, які виготовляють за сплавною технологією. Емітерний та колекторний $p-n$ переходи в таких транзисторах отримують вплавленням домішок у початкову пластину з протилежних боків. При цьому межі між областями p і n отримують більш різкими, ніж за дифузійною технологією (рис. 4.2, б).

Сплавна технологія не забезпечує рівномірності фронту вплавлення домішок і паралельності емітерного та колекторного $p-n$ переходів, через що неможливо отримати товщину бази, меншу ніж 10 μm . Тому за основними параметрами сплавні транзистори поступаються дифузійним. Однак структура сплавного (бездрейфового) транзистора найзручніша для опису фізичних процесів, тому надалі всі міркування будуть стосуватися цього типу транзисторів.

4.2. Режими роботи транзистора. Розподіл носіїв заряду в областях бездрейфового транзистора

Властивості транзисторів та їх характеристики значною мірою визначаються процесами перенесення носіїв заряду від емітера до колектора, які, в свою чергу, залежать від закону розподілу домішок у базі.

У зрівноваженому стані в усіх областях транзистора встановлюється концентрація носіїв відповідно до закону діючих мас: $np = n_i^2$. Концентрацію основних носіїв кожної області визначають за ступенем її легування. Зазвичай концентрація домішок у базовій області бездрейфового транзистора на два-три порядки менша, ніж в області емітера та колектора (рис. 4.2).

Прикладання напруги зміщення на p - n перехід змінює концентрацію неосновних носіїв заряду на межі сусідніх областей. Причому за прямого зміщення концентрація неосновних носіїв зростає, а за зворотного — зменшується. Аналогічно змінюється концентрація основних носіїв в областях транзисторів біля межі p - n переходів.

У транзисторі можливі чотири комбінації знаків напруг, що подаються на емітерний та колекторний переходи (рис. 4.3). Відповідно до цього розрізняють чотири режими роботи транзистора:

1) *режим відсікання* — обидва переходи зміщено у зворотному напрямі;

2) *режим насичення* — обидва переходи зміщено у прямому напрямі;

3) *активний нормальний режим (режим підсилення)* — емітерний перехід зміщено у прямому, а колекторний — у зворотному напрямі;

4) *активний інверсний режим* — колекторний перехід зміщено у прямому, а емітерний — у зворотному напрямі.

У загальному випадку концентрації неосновних носіїв на межі областей транзистора можна подати:

1. Область емітера:

$$\text{— якщо } x = -l_E, \text{ то } n_{pE}(-l_E) = n_{p_0E};$$

$$\text{— якщо } x = 0, \text{ то } n_{pE}(0) = n_{p_0E} e^{\frac{U_{EB}}{U_T}}. \quad (4.1)$$

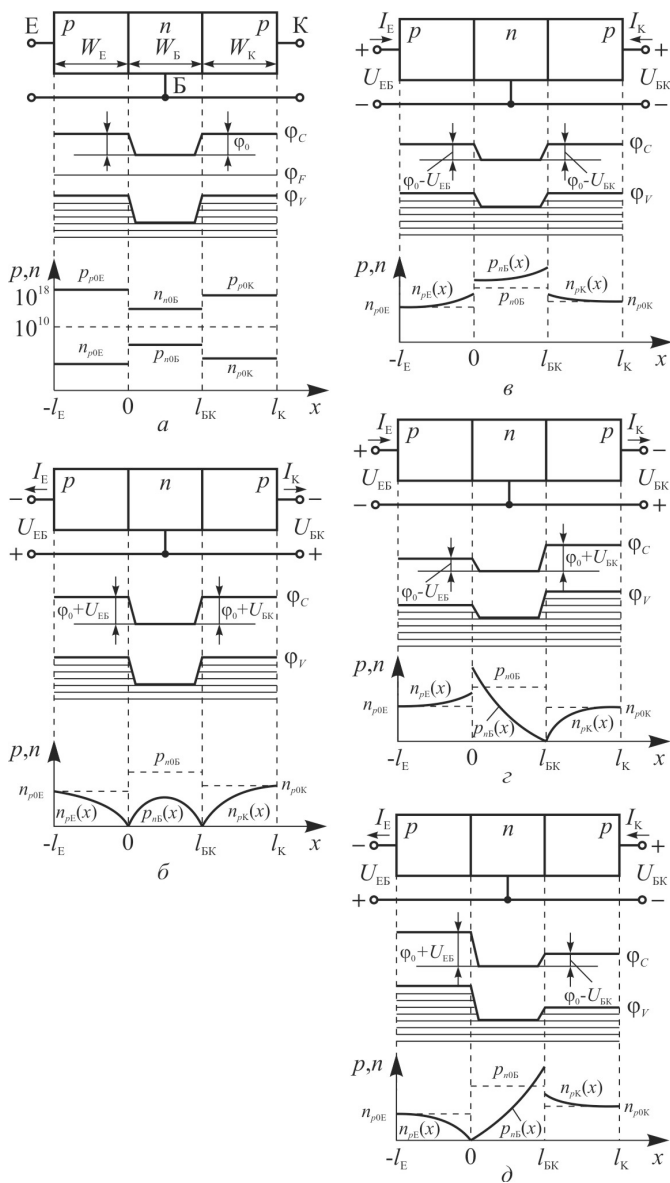


Рис. 4.3. Енергетичні діаграми та розподіл неосновних носіїв в областях транзистора у зрівноваженому стані (а), у режимі відсікання (б), у режимі насичення (в), в активному нормальному режимі (з) та в активному інверсному режимі (д)

2. Область бази:

$$\begin{aligned} & \text{— якщо } x = 0, \text{ то } p_{nБ}(0) = p_{n0Б} e^{\frac{U_{ЕБ}}{\varphi_T}}; \\ & \text{— якщо } x = l_{БК}, \text{ то } p_{nБ}(l_{БК}) = p_{n0Б} e^{\frac{U_{БК}}{\varphi_T}}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

3. Область колектора:

$$\begin{aligned} & \text{— якщо } x = l_{БК}, \text{ то } n_{pК}(l_{БК}) = n_{p0К} e^{\frac{U_{БК}}{\varphi_T}}; \\ & \text{— якщо } x = l_{К}, \text{ то } n_{pК}(l_{К}) = n_{p0К}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Відстань від $x = 0$ до $x = -l_{К}$ дорівнює товщині емітера $W_{Е}$; від $x = 0$ до $x = l_{БК}$ — товщині бази $W_{Б}$; від $x = l_{БК}$ до $x = l_{К}$ — товщині колектора $W_{К}$; $U_{ЕБ}$ — напруга між емітером і базою; $U_{БК}$ — напруга між колектором і базою.

У разі прямого зміщення напруги у формулах (4.1) — (4.3) потрібно брати зі знаком «+», а за зворотного — зі знаком «-».

Розподіл надмірних концентрацій носіїв у транзисторі можна отримати, розв'язавши дифузійні рівняння (2.40а) і (2.40б) для кожної області для граничних умов, які задаються формулами (4.1) — (4.3).

Для емітера

$$\Delta n_{pЕ} = n_{p0Е} \left(e^{\frac{U_{ЕБ}}{\varphi_T}} - 1 \right) \frac{sh \frac{W_{Е} - x}{L_n}}{sh \frac{W_{Б}}{L_n}} \Bigg|_{-l_{Е} \leq x \leq 0}. \quad (4.4)$$

Для колектора

$$\Delta n_{pК} = n_{p0К} \left(e^{\frac{U_{БК}}{\varphi_T}} - 1 \right) \frac{sh \frac{l_{К} - x}{L_n}}{sh \frac{W_{К}}{L_n}} \Bigg|_{-l_{БК} \leq x \leq l_{К}}. \quad (4.5)$$

Для бази

$$\Delta p_{nБ} = p_{n0Б} \left(e^{\frac{U_{ЕБ}}{\varphi_T}} - 1 \right) \frac{sh \frac{l_{БК} - x}{L_p}}{sh \frac{W_{Б}}{L_p}} + p_{n0Б} \left(e^{\frac{U_{БК}}{\varphi_T}} - 1 \right) \frac{sh \frac{x}{L_p}}{sh \frac{W_{Б}}{L_p}} \Bigg|_{0 \leq x \leq l_{БК}}. \quad (4.6)$$

У формулах (4.4) — (4.6) L_n, L_p — довжина дифузії електронів і дірок відповідно.

Розподіл концентрацій носіїв в областях емітера та колектора транзистора принципово нічим не відрізняється від відповідного розподілу в областях одиночного $p-n$ переходу. Проте розподіл концентрацій носіїв у базі має свої особливості та суттєво впливає на роботу транзистора. Проаналізуємо цей розподіл для різних режимів роботи транзистора. Для цього подамо вираз (4.6) у вигляді суми окремих складових:

$$\Delta p_{nБ} = p_{n0Б} e^{\frac{U_{ЕБ}}{\varphi_T}} \frac{sh \frac{l_{БК} - x}{L_p}}{sh \frac{W_Б}{L_p}} + p_{n0Б} e^{\frac{U_{БК}}{\varphi_T}} \frac{sh \frac{x}{L_p}}{sh \frac{W_Б}{L_p}} - p_{n0Б} \frac{sh \frac{l_{БК} - x}{L_p}}{sh \frac{W_Б}{L_p}} - p_{n0Б} \frac{sh \frac{x}{L_p}}{sh \frac{W_Б}{L_p}}. \quad (4.7)$$

У виразі (4.7) складові, які залежать від напруги, є інжекційними складовими концентрації носіїв, а незалежні від напруги — генераційними.

У режимі відсікання емітерний та колекторний переходи зміщені у зворотному напрямі (рис. 4.3, б). Якщо $|U_{ЕБ}| \gg \varphi_T$ і $|U_{БК}| \gg \varphi_T$, то першими двома складовими у формулі (4.7) можна знехтувати, і розподіл надмірної концентрації носіїв у базі описується третьою та четвертою складовими. На межі $p-n$ переходів, тобто якщо $x = 0$ і $x = l_{БК}$, ці складові дорівнюють нулю. В усталеному режимі розподіл концентрації неосновних носіїв у базі відповідає розподілу, показаному на рис. 4.3, б. З фізичного погляду такий розподіл можна пояснити так. У базі неперервно відбувається генерація електронів і дірок. Дірки як неосновні носії, коли потрапляють у колекторний та емітерний переходи, відразу перекидаються їхнім полем відповідно в області колектора та емітера. Таким чином, у базі на межі з $p-n$ переходами концентрація дірок завжди дорівнює нулю, внаслідок чого між об'ємом бази та її межами утворюється градієнт концентрації, знак якого змінюється залежно від координати x . Під дією цього градієнта дірки неперервно дифундують з об'єму бази до $p-n$ переходів. Оскільки $W_Б \ll L_p$, то концентрація дірок бази по всьому об'єму буде меншою порівняно зі зрівноваженою $p_{n0Б}$. Електрони, які генеруються у базі, й ті, які «втікають» у базу через запірні прошарки з емітера та колектора, виходять з бази через зовнішній вивід, тому в базі постійно зберігається умова електронейтральності.

У режимі насичення емітерний та колекторний p - n переходи зміщені в пряму напрямі ($U_{ЕБ} > 0$ і $U_{БК} > 0$) (рис. 4.3, в), і у формулі (4.7) основну роль відіграють перша та друга складові. Через обидва переходи в базу інжектуються неосновні носії, концентрація яких значно перевищує зрівноважену. Це приводить до інтенсивної рекомбінації, яка зумовлює надходження електронів у базу через зовнішній вивід. Характер розподілу дірок у базі визначається напругами зміщення p - n переходів. У режимі насичення немає можливості взаємного керування струмами транзистора.

В активному нормальному режимі емітерний перехід зміщений у пряму напрямі, а колекторний — у зворотному ($U_{ЕБ} > 0$ і $U_{БК} < 0$) (рис. 4.3, г). При цьому друга складова (4.6) нехтовно мала, а основну роль у розподілі визначає перша складова.

Через емітерний перехід у базу інжектуються дірки, а із бази в емітер — електрони. Дірки під дією градієнта концентрації дифундують у бік колектора та частково рекомбінують у базі. Досягнувши колекторного переходу, дірки підхоплюються його полем і перекидаються в область колектора, де рухаються до омичного контакту та утворюють колекторний струм.

Одночасно з колектора в базу дрейфують електрони, де вони частково компенсують надмірний заряд дірок, а частково рекомбінують. Кількість електронів, яких не вистачає для компенсації заряду дірок, надходять у базу від джерела U_E через базовий вивід. Слід відзначити, що в ряді випадків, наприклад, зі зменшенням дифузії дірок, у базі з'являється надмірний заряд електронів і вони будуть витікати через зовнішній електрод. Електрони надходять чи вибувають таким чином, що в базі завжди зберігається електро-нейтральність.

Рівень рекомбінації дірок визначається часом їх перебування у базі, тобто залежить від її товщини. Тому для зменшення рівня рекомбінації товщина бази має бути значно меншою від дифузійної довжини дірок ($W_B \ll L_p$).

Ураховуючи цю умову та розкладаючи в степеневий ряд гіперболічні функції, можна отримати лінійний розподіл концентрації дірок у базі:

$$\Delta p_{нБ}(x) = p_{н0Б} \left(e^{\frac{U_{ЕБ}}{\varphi_T}} - 1 \right) \left(1 - \frac{x}{W_B} \right). \quad (4.8)$$

Лінійний розподіл надмірної концентрації неосновних носіїв є крайнім випадком. У реальних транзисторах цей розподіл завжди відрізняється від лінійного, хоч і незначно.

В *інверсному режимі* емітерний перехід зміщений у зворотному напрямі, а колекторний — у прямому ($U_{EB} < 0$ і $U_{BK} > 0$) (рис. 4.3, *д*). При цьому роль інжектувального виконує колекторний перехід, а збирального — емітерний. Якщо площі емітерного та колекторного переходів однакові (симетричні транзистори), тоді немає жодної принципової відмінності в розподілі надмірних носіїв, який був в активному режимі. На практиці, за винятком спеціальних випадків, площу колекторного переходу формують більшою від площі емітерного переходу (несиметричні транзистори), що потрібно для ефективнішого збирання колектором носіїв, які інжектуються емітером. Тому в інверсному режимі у таких транзисторах, крім рекомбінації надмірних носіїв в об'ємі бази, суттєву роль відіграє і поверхнева рекомбінація, внаслідок чого ефективність роботи транзистора в інверсному режимі виявляється нижчою, ніж в активному.

4.3. Фізичні процеси у транзисторі в активному режимі

Якщо емітерний перехід зміщений у прямому напрямі, а колекторний — у зворотному, то висота потенціального бар'єра емітерного переходу зменшується і $\varphi_E = \varphi_{0E} - U_{EB}$, а колекторного — збільшується і $\varphi_K = \varphi_{0K} + U_{BK}$. Через емітерний перехід починається дифузія носіїв: дірки будуть дифундувати з емітера в базу, а електрони — із бази в емітер (рис. 4.4). Оскільки концентрація електронів у базі набагато менша за концентрацію дірок в емітері, то дифузію можна вважати односторонньою — з емітера в базу.

Інжектвані в базу дірки є неосновними носіями й утворюють у ній надмірний заряд. Для компенсації цього заряду електрони надходять у базу від від'ємного полюса джерела напруги U_E через зовнішній електрод і розподіляються так само, як і дірки, забезпечуючи електронейтральність бази. Втрата додатного заряду дірок в області емітера компенсується відходом з неї електронів, які через емітерний вивід «стікають» на додатний полюс джерела U_E . У такий спосіб замикається коло струму емітера I_E .

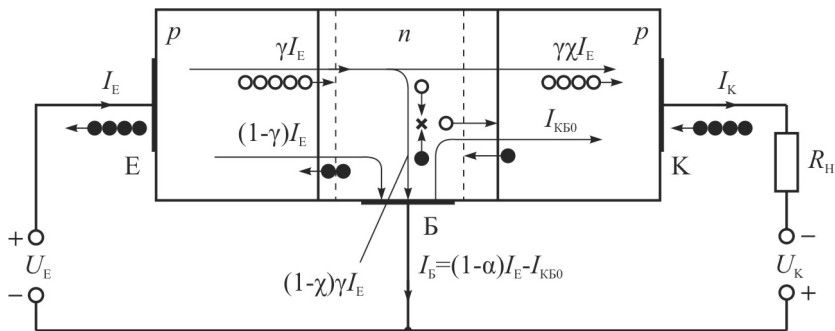


Рис. 4.4. Потоки носіїв зарядів і струми у транзисторі в активному нормальному режимі: ●●● — електрони; ○○○ — дірки; × — рекомбінація

В усталеному режимі розподіл надмірних дірок у базі згідно із формулою (4.8) відповідає лінійному закону (рис. 4.5). Майже таким є і розподіл надмірних електронів. Під дією градієнта концентрації дірки та електрони рухаються до колектора. Незначна частина з них встигає при цьому прорекомбінувати. Дірки, що досягнули колекторного переходу, втягуються його полем і перекидаються в область колектора. Для електронів це поле є гальмівним. Якщо припустити, що надходження дірок у базу з емітера припинилося, то для збереження умови електронейтральності бази з відходом дірок у колектор, з неї мають відійти також і електрони. Електрони «стікають» через базовий вивід на «+» джерела U_K . Для компенсації надмірного заряду дірок в область колектора від «-» U_K надходять електрони. У такий спосіб замикається коло струму колектора I_K .

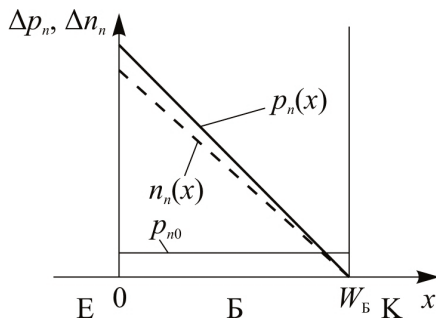


Рис. 4.5. Розподіл надмірних дірок і електронів у базі транзистора

За постійної інжекції дірок через емітерний перехід концентрація надмірних дірок у базі залишається постійною і додаткове надходження електронів від джерела U_K визначається тільки кількістю їх рекомбінацій у базовій області.

Складову струму бази, зумовлену процесами рекомбінації, називають рекомбінаційним струмом.

У транзисторі $p-n-p$ типу струми через $p-n$ переходи зумовлені переважно дірками, тоді як струм бази завжди викликається електронами; останні компенсують надмірний заряд дірок у базі, забезпечуючи її електронейтральність як під час перехідних процесів, так і в стаціонарному режимі, коли концентрація дірок зменшується тільки внаслідок рекомбінації.

4.4. Співвідношення між струмами транзистора в активному режимі

Загальний струм прямозмщеного емітерного переходу складається з дифузійного струму дірок і електронів:

$$I_E = I_{pE} + I_{nE} . \quad (4.9)$$

Дірковий струм емітера викликає струм колектора та керує ним, а електронна складова не потрібна та навантажує тільки джерело живлення. *Тому ефективність емітерного переходу характеризують коефіцієнтом інжекції*, який дорівнює відношенню основного (діркового) струму до повного струму емітера:

$$\gamma = \frac{I_{pE}}{I_{pE} + I_{nE}} . \quad (4.10)$$

В утворенні струму колектора беруть участь не всі дірки, що інjektуються емітером, оскільки частина з них рекомбінує у базі. *Коефіцієнт, що показує, яка частина дірок, інjektованих емітером, доходить до колектора, називають коефіцієнтом перенесення*. Коефіцієнт перенесення можна виразити відношенням діркового струму колектора до діркового струму емітера:

$$\chi = \frac{I_{pK}}{I_{pE}} . \quad (4.11)$$

Таким чином, можна записати

$$I_{pK} = \gamma\chi I_E = \alpha I_E . \quad (4.12)$$

Коефіцієнт α називають коефіцієнтом передачі емітерного струму або коефіцієнтом підсилення за струмом транзистора.

Струм колектора, крім керованої складової, має і некеровану складову, яку називають зворотним струмом колектора $I_{КБ0}$, тобто

$$I_{К} = \alpha I_{Е} + I_{КБ0}. \quad (4.13)$$

Фізичний сенс струму $I_{КБ0}$ легко зрозуміти, якщо розірвати коло емітера (див. рис. 4.4). У цьому випадку струм емітера, а отже, і струм $I_{рК}$ дорівнюють нулю, а в колі колектора проходить зворотний струм колекторного переходу $I_{КБ0}$.

На практиці струм $I_{рК}$ визначають як різницю між загальним струмом колектора та струмом $I_{КБ0}$. Тому коефіцієнт передачі емітерного струму можна записати так:

$$\alpha = \frac{I_{К} - I_{КБ0}}{I_{Е}}. \quad (4.14)$$

Відповідно до першого закону Кірхгофа

$$I_{Б} = I_{Е} - I_{К}. \quad (4.15)$$

Підставляючи значення $I_{К}$ із формули (4.14), дістаємо

$$I_{Б} = (1 - \alpha)I_{Е} - I_{КБ0}. \quad (4.16)$$

Перша складова в рівнянні (4.16) є рекомбінаційним струмом бази, а коефіцієнт $(1 - \alpha)$ називають коефіцієнтом рекомбінації.

4.5. Схеми вмикання транзистора. Підсилення в транзисторі

Залежно від того, який електрод є загальним відносно вхідного та вихідного кіл, розрізняють три схеми вмикання транзистора: схему із загальною базою — загальним електродом є база; схему із загальним емітером — загальним електродом є емітер; схему із загальним колектором — загальним електродом є колектор.

Схеми вмикання для активного (підсилювального) режиму роботи показано на рис. 4.6.

Фізичні процеси в транзисторі не залежать від схеми вмикання, однак кожна зі схем має свої особливості.

Підсилювальні властивості транзистора в кожній схемі вмикання можна характеризувати коефіцієнтами підсилення за струмом, за напругою та за потужністю.

Під коефіцієнтом підсилення схеми розуміють відношення вихідної величини до вхідної, яка спричинила вихідну.

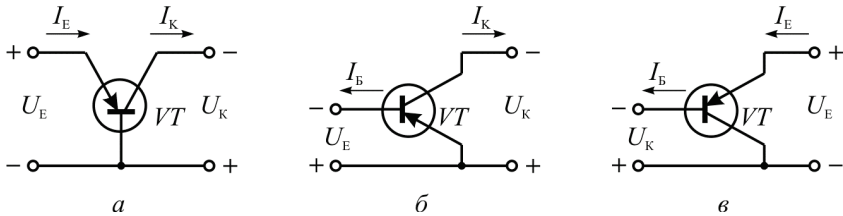


Рис. 4.6. Схеми вмикання транзистора для активного нормального режиму: *a* — із загальною базою; *б* — із загальним емітером; *в* — із загальним колектором

З енергетичного погляду підсилення в транзисторі можна пояснити так. Для того щоб викликати струм інжекції через емітерний перехід, до нього достатньо прикласти невелику (десяті частки вольт) пряму напругу. Дірки, дифундуючи через емітерний перехід, витрачають енергію на переборення потенціального бар'єра прямозмщеного переходу. Потрапивши в колекторний перехід, ці дірки прискорюються його полем, тобто набувають додаткової енергії. Оскільки колекторний перехід зміщений у зворотному напрямі та його поле в багато разів перевищує поле емітерного переходу, енергія, якої набули дірки, виявляється значно більшою, ніж затрачена. Ця енергія відбирається дірками від поля колекторного переходу. Отже, підсилення в транзисторі відбувається за рахунок енергії джерела зміщення колекторного переходу.

У схемі із загальною базою вхідним є струм I_E , а вихідним — I_K . Оскільки струм I_K менший від струму I_E , то коефіцієнт підсилення за струмом α (4.14) в цій схемі менший від одиниці. Для сучасних транзисторів коефіцієнт α має значення 0,95...0,99.

Опір прямозмщеного емітерного переходу r_E малий — десятки омів, а опір зворотномзмщеного колекторного переходу r_K — сотні кілоомів. Тому, якщо в коло колектора ввімкнути опір навантаження та забезпечити виконання умови $r_E \ll R_n \ll r_K$, то струм колектора від цього не зміниться. Якщо врахувати, що струм колектора тільки незначно менший від струму емітера, то на R_n буде виділятися напруга $U_{\text{вих}}$ набагато більша за вхідну. Таким чином, у транзисторі відбувається підсилення за напругою. Коефіцієнт підсилення за напругою K_U може досягати декількох тисяч одиниць.

Приклад. Нехай $r_E = 10 \text{ Ом}$, $r_K = 100 \text{ кОм}$, $R_H = 1 \text{ кОм}$, $U_{\text{вх}} = 0,1 \text{ В}$, коефіцієнт $\alpha = 0,95$.

Тоді $I_E = 10 \text{ мА}$, $I_K = 9,5 \text{ мА}$ і на опорі R_H виділяється напруга $U_{\text{вих}} = 9,5 \text{ В}$. Отже, коефіцієнт підсилення за напругою $K_U = 95$.

Коефіцієнт підсилення за потужністю дорівнює добутку коефіцієнта підсилення за струмом та коефіцієнта підсилення за напругою $K_P = \alpha K_U$, і у схемі із загальною базою має такий самий порядок, як і коефіцієнт підсилення за напругою.

У схемі із загальним емітером вхідним є струм I_B , а вихідним — I_K . Коефіцієнт підсилення за струмом у цій схемі більший за одиницю та становить:

$$\beta = \frac{I_K}{I_B} = \frac{I_K}{I_E - I_K} = \frac{\alpha}{1 - \alpha}. \quad (4.17)$$

Коефіцієнт підсилення за напругою приблизно такий самий, як і у схемі із загальною базою, а коефіцієнт підсилення за потужністю в β разів більший, ніж у схемі із загальною базою.

У схемі із загальним колектором вхідним є струм бази I_B , а вихідним — струм емітера I_E . Коефіцієнт підсилення за струмом

$$\beta_K = \frac{I_E}{I_B} = \frac{1}{1 - \alpha}. \quad (4.18)$$

Коефіцієнт підсилення за напругою у схемі із загальним колектором менший за одиницю, а коефіцієнт підсилення за потужністю дорівнює коефіцієнту підсилення за струмом. Оскільки в схемі із загальним колектором вихідна напруга майже повторює форму та величину вхідної напруги, схему називають емітерним повторювачем.

4.6. Ефект Ерлі

Під час розгляду фізичних процесів у транзисторі в активному режимі функцію напруги на колекторному переході зводили тільки до того, щоб ефективно екстрагувати неосновні носії зарядів із бази в колектор. Але вплив колекторної напруги на роботу біполярних транзисторів значно складніший, ніж ця функція. Як показано в підрозділі 2.4.1, ширина ділянки просторового заряду p - n переходу залежить від прикладеної до нього напруги. У біполярному транзисторі зміна напруги на p - n переходах веде до зміни ефективної товщини бази,

що, у свою чергу, суттєво впливає на фізичні процеси у транзисторі. Ефективну товщину бази можна записати у такому вигляді:

$$W_B = W_{B_M} - l_E - l_K, \quad (4.19)$$

де W_{B_M} — металургійна товщина бази; l_E, l_K — ширина ділянки просторового заряду емітерного та колекторного $p-n$ переходів.

В активному нормальному режимі емітерний перехід зміщено у прямому, а колекторний у зворотному напрямі, тобто $l_E \ll l_K$. Тому впливом напруги на емітерному $p-n$ переході на ефективну товщину бази можна знехтувати. У бездрейфових транзисторах концентрація домішки в базі набагато менша за концентрацію домішки в колекторі ($N_D \ll N_A$) і тому колекторний перехід зосереджується переважно в базі. Зі збільшенням напруги на колекторному переході його ширина збільшується, а товщина бази на таку ж величину зменшується, тобто $\Delta l_K = -\Delta W_B$ (рис. 4.7).

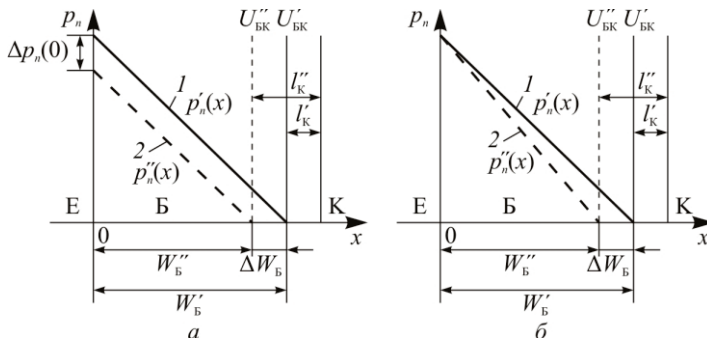


Рис. 4.7. Вплив напруги на колекторі на розподіл дірок у базі: а — за постійного струму емітера; б — за постійної напруги на емітері

Залежність ефективної товщини бази від напруги на колекторному переході називають ефектом Ерлі або модуляцією товщини бази. Модуляція товщини бази приводить до таких наслідків:

1. У транзисторі з'являється зворотний зв'язок, тобто параметри вхідного кола виявляються залежними від напруги на колекторі. Можливі два варіанти дії зворотного зв'язку. Нехай штучно підтримується постійним струм I_E . Цьому струму відповідає розподіл дірок у базі $p_n(x)$, показаний на рис. 4.7, а (пряма 1). Зі збільшенням

напруги $|U_{БК}|$ на деяку величину $\Delta U_{БК}$ ефективна товщина бази зменшується на $\Delta W_{Б}$. При цьому градієнт концентрації дірок у базі залишається незмінним, тобто лінія розподілу дірок зміщується вниз (рис. 4.7, а, пряма 2). А це означає, що концентрація дірок на межі з емітерним переходом зменшується на Δp_n (дорівнює p''_n), що відповідає зменшенню напруги на емітері на величину $\Delta U_{ЕБ}$.

Якщо підтримувати постійною напругу $U_{ЕБ}$, то зі збільшенням $|U_{БК}|$ концентрація дірок біля емітерного переходу залишається постійною, але в цьому випадку змінюється градієнт концентрації дірок (рис. 4.7, б, пряма 2), що рівнозначно збільшенню струму $I_{Е}$. Таким чином, унаслідок модуляції товщини бази зі зміною $U_{БК}$ змінюється або струм $I_{Е}$, або напруга $U_{ЕБ}$.

2. Модуляція товщини бази приводить до залежності коефіцієнта передачі емітерного струму α від напруги $U_{БК}$, оскільки залежно від товщини бази змінюється кількість дірок, яка доходить до колекторного переходу, уникнувши рекомбінації. Зі зростанням $|U_{БК}|$ коефіцієнт α збільшується та підвищується струм колектора.

3. Модуляція товщини бази приводить до зміни заряду надмірних носіїв у базі залежно від напруги на колекторі, що рівнозначно появі деякої дифузійної ємності зворотнорозміщеного колекторного переходу.

4. Зі зменшенням товщини бази під дією $U_{БК}$ зменшується час руху носіїв від емітера до колектора, тому $U_{БК}$ впливає на частотні властивості транзистора.

5. Оскільки в транзисторі виконується умова $W_{Б} \ll L_p$, то теплові струми p - n переходів визначаються не дифузійною довжиною носіїв, як це було для діодів, а товщиною бази. Тому теплові струми $I_{ЕБ0}$ та $I_{КБ0}$ виявляються функціями колекторної напруги.

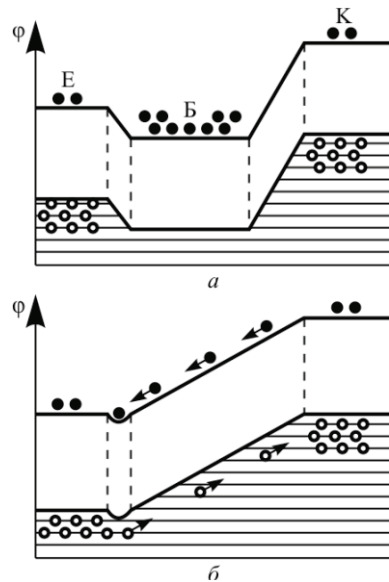


Рис. 4.8. Явище змикання p - n переходів у транзисторі: а — енергетична діаграма за невеликої колекторної напруги; б — енергетична діаграма в разі змикання переходів

У транзисторах з тонкою базою зі збільшенням напруги U_{BK} колекторний перехід може перекрити всю базу та зімкнутися з емітерним переходом. У цьому разі база та колектор є однією потенціальною ямою для інжекттованих емітером дірок (рис. 4.8), що рівнозначно короткому замиканню емітера та колектора. Струм колектора різко зростатиме та обмежуватиметься лише зовнішнім опором. *Це явище отримало назву змикання p - n переходів або пробій бази.*

Мірою залежності товщини бази від напруги на колекторному переході є коефіцієнт модуляції

$$K_m = \frac{1}{W_B} \frac{dW_B}{dU_{BK}}.$$

Напругу, за якої відбувається змикання p - n переходів у транзисторі, називають напругою Ерлі. Напругу Ерлі легко знайти, прирівнюючи ширину колекторного переходу l_K до товщини бази W_B . Для бездрейфового транзистора зі ступеневим колекторним переходом напруга Ерлі

$$U_{Ep} = \frac{qN_D W_B^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon}. \quad (4.20)$$

4.7. Статичні характеристики ідеалізованого транзистора

4.7.1. Залежність між струмами та напругами ідеалізованого транзистора

Статичні характеристики виражають фундаментальний зв'язок між струмами та напругами в транзисторі. Для виведення основних характеристик транзистора зробимо такі самі припущення, як і для виведення ВАХ ідеалізованого p - n переходу. Крім того, нехтуватимемо ефектом модуляції товщини бази та його наслідками.

Аналітичні вирази, що зв'язують струми та напруги в транзисторі, можна вивести на основі отриманого розподілу неосновних носіїв у базі (4.6). Диференціюючи рівняння (4.6) за x , знайдемо значення діркового струму в базі:

$$I_p(x) = -qD_p \frac{d\Delta p_n}{dx} S = \quad (4.21)$$

$$= qD_p \frac{p_{n0B}}{sh \frac{W_B}{L_p}} S \left[\left(e^{\frac{U_{EB}}{\Phi_T}} - 1 \right) ch \frac{W_B - x}{L_p} - \left(e^{\frac{U_{BK}}{\Phi_T}} - 1 \right) ch \frac{x}{L_p} \right].$$

Припускаючи в цьому рівнянні $x = 0$ і $x = W_B$, знаходимо діркові складові струму емітера I_{pE} і струму колектора I_{pK} :

$$I_{pE} = \frac{qD_p}{L_p} \frac{p_{n0B}}{sh \frac{W_B}{L_p}} S_E \left[\left(e^{\frac{U_{EB}}{\Phi_T}} - 1 \right) ch \frac{W_B}{L_p} - \left(e^{\frac{U_{BK}}{\Phi_T}} - 1 \right) \right]; \quad (4.22)$$

$$I_{pK} = \frac{qD_p}{L_p} \frac{p_{n0B}}{sh \frac{W_B}{L_p}} S_K \left[\left(e^{\frac{U_{EB}}{\Phi_T}} - 1 \right) - \left(e^{\frac{U_{BK}}{\Phi_T}} - 1 \right) ch \frac{W_B}{L_p} \right]. \quad (4.23)$$

де S_E, S_K^* — площі емітерного та колекторного переходів; D_p, L_p — коефіцієнт дифузії та довжина дифузії дірок у базі.

Для активного нормального режиму, коли $|U_{BK}| \gg \Phi_T$, формули (4.22) і (4.23) можна подати в такому вигляді:

$$I_{pE} = q \frac{D_p}{L_p} \frac{p_{n0B}}{sh \frac{W_B}{L_p}} S \left[\left(e^{\frac{U_{EB}}{\Phi_T}} - 1 \right) ch \frac{W_B}{L_p} + 1 \right]; \quad (4.24)$$

$$I_{pK} = q \frac{D_p}{L_p} \frac{p_{n0B}}{sh \frac{W_B}{L_p}} S \left[\left(e^{\frac{U_{EB}}{\Phi_T}} - 1 \right) + ch \frac{W_B}{L_p} \right]. \quad (4.25)$$

Електронну складову емітерного струму знайдемо, диференціюючи рівняння (4.4) за x , а також, якщо $W_E \gg L_n$ і $x = 0$:

$$I_{nE} = qD_n \frac{d\Delta n_{pE}}{dx} S = q \frac{D_n}{L_n} n_{p0E} S \left(e^{\frac{U_{EB}}{\Phi_T}} - 1 \right), \quad (4.26)$$

де D_n, L_n — коефіцієнт дифузії та довжина дифузії електронів у емітері.

* Припускаючи площі S_E і S_K однаковими, далі індекси опускаємо.

Підсумовуючи формули (4.24) і (4.26), знаходимо повний струм через емітерний перехід:

$$I_E = \left(q \frac{D_p}{L_p} p_{n_0B} \text{cth} \frac{W_B}{L_p} + q \frac{D_n}{L_n} n_{p_0E} \right) S \left(e^{\frac{U_{EB}}{\Phi_T}} - 1 \right) + q \frac{D_p}{L_p} p_{n_0B} S \frac{1}{\text{sh} \frac{W_B}{L_p}}. \quad (4.27)$$

Аналогічно можна знайти електронну складову колекторного струму. Електронні складові емітерного та колекторного струмів набагато менші від діркових складових, і в ряді випадків їх можна не враховувати у загальних струмах через переходи.

Рівняння (4.22) і (4.23) відображують сім'ї емітерних і колекторних характеристик транзистора, які можна подати в такому вигляді:

$$I_{pE} = I_{EP} \left(e^{\frac{U_{EB}}{\Phi_T}} - 1 \right) - I_{KB0} \left(e^{\frac{U_{BK}}{\Phi_T}} - 1 \right), \quad (4.28a)$$

$$I_{pK} = I_{EB0} \left(e^{\frac{U_{EB}}{\Phi_T}} - 1 \right) - I_{KP} \left(e^{\frac{U_{BK}}{\Phi_T}} - 1 \right), \quad (4.28б)$$

де $I_{EP} = q \frac{D_p}{L_p} p_{n_0} \text{cth} \frac{W_E}{L_p} S$ — зворотний (початковий) струм колектора за короткого замикання в колі емітера;

$I_{KB0} = q \frac{D_p}{L_p} \frac{p_{n_0B}}{\text{sh} \frac{W_B}{L_p}} S$ — зворотний (тепловий) струм емітера за

холостого ходу в колі колектора; $I_{EB0} = q \frac{D_p}{L_p} \frac{p_{n_0B}}{\text{sh} \frac{W_B}{L_p}} S$ — зворотний

(тепловий) струм колектора за холостого ходу в колі емітера;

$I_{KP} = q \frac{D_p}{L_p} p_{n_0} \text{cth} \frac{W_E}{L_p} S$ — зворотний (початковий) струм емітера за

короткого замикання в колі колектора.

Емітерна характеристика, якщо $U_{BK} = 0$ (рис. 4.9, а), — це пряма гілка звичайної діодної характеристики. Якщо $U_{BK} > 0$, криві зсуваються праворуч і вниз через збільшення компонента емітерного

струму, що збирається (друга складова рівняння (4.28а)). Якщо $U_{БК} < 0$, криві незначно зсуваються ліворуч і ввєрх. Якщо $|U_{БК}| \gg \phi_T$, то колекторна напруга майже не впливає.

Сім'ю колекторних характеристик зазвичай зображують у першому квадранті, незважаючи на те, що $U_{БК}$ має від'ємні значення (рис. 4.9, б).

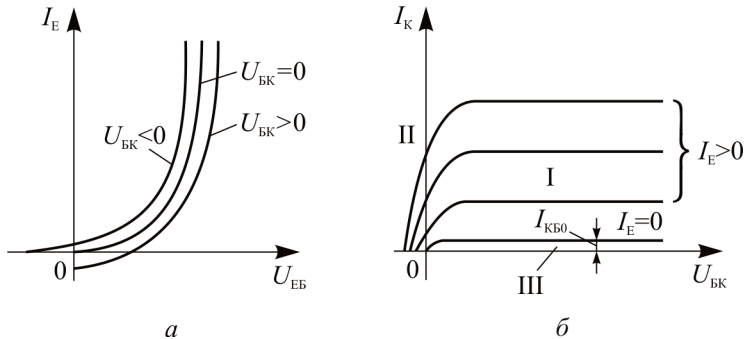


Рис. 4.9. Сім'ї статичних емітерних (а) та колекторних (б) характеристик ідеалізованого транзистора

4.7.2. Рівняння Еберса–Молла

Залежність між струмами та напругами в транзисторі також можна отримати, розглядаючи нелінійну статичну модель транзистора. Така модель була запропонована Еберсом і Моллом і названа за їхніми прізвищами (модель Еберса–Молла). Така модель дозволяє аналізувати поведінку транзистора за будь-яких комбінацій напруг на $p-n$ переходах. Модель ідеалізованого транзистора показано на рис. 4.10. $P-n$ переходи подано у вигляді діодів, а їх взаємодію відображено генераторами струму $\alpha_N I_1$ і $\alpha_I I_2$; α_N — коефіцієнт передачі емітерного струму в нормальному активному режимі, а α_I — коефіцієнт передачі колекторного струму в інверсному активному режимі транзистора.

У загальному випадку струми емітера та колектора мають дві складові: інжекттованих діодами струмів I_1 і I_2 та збираних — $\alpha_I I_2$ і $\alpha_N I_1$. Тобто ці струми можна подати у вигляді:

$$I_E = I_1 - \alpha_I I_2; \quad (4.29)$$

$$I_K = \alpha_N I_1 - I_2. \quad (4.30)$$

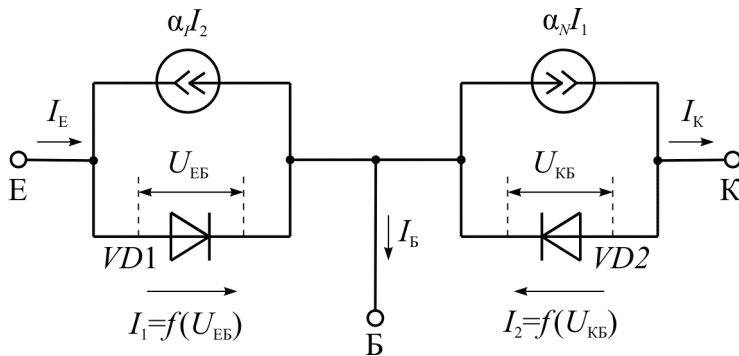


Рис. 4.10. Нелінійна схема заміщення ідеалізованого транзистора (модель Еберса–Молла)

Зв'язок між струмами та напругами діодів виражається так, як і в окремому p - n переході формулою (2.46):

$$I_1 = I'_{\text{ЕБ}0} (e^{\frac{U_{\text{ЕБ}}}{\varphi_T}} - 1); \quad (4.31a)$$

$$I_2 = I'_{\text{КБ}0} (e^{\frac{U_{\text{КБ}}}{\varphi_T}} - 1), \quad (4.31б)$$

де $I'_{\text{ЕБ}0}$ і $I'_{\text{КБ}0}$ — теплові струми емітерного та колекторного p - n переходів, які вимірюють відповідно за умов $U_{\text{БК}} = 0$ і $U_{\text{ЕБ}} = 0$.

На практиці струми $I'_{\text{ЕБ}0}$ і $I'_{\text{КБ}0}$ виміряти досить важко. Тому виразимо ці струми через такі струми, які задаються як параметри транзистора, а саме: через струми $I_{\text{ЕБ}0}$ і $I_{\text{КБ}0}$, вимірювані відповідно за $I_{\text{К}} = 0$ і $I_{\text{Е}} = 0$.

Розірвемо коло емітера та подамо на колекторний p - n перехід (діод VD_2) зворотну напругу $|U_{\text{К}}| \gg \varphi_T$. У колі колектора буде проходити зворотний колекторний струм $I_{\text{КБ}0}$ (див. формулу (4.4)). З урахуванням викладеного виразимо струм $I'_{\text{КБ}0}$ через струм $I_{\text{КБ}0}$. Із формули (4.29), коли $I_{\text{Е}} = 0$, отримаємо: $I_1 = \alpha_I I_2$; із формули (4.31б) за умови $|U_{\text{К}}| \gg \varphi_T$ маємо $I_2 = -I'_{\text{КБ}0}$. Підставляючи ці значення в рівняння (4.31а) і враховуючи, що за цих умов $I_{\text{К}} = I_{\text{КБ}0}$, дістаємо:

$$I'_{\text{КБ}0} = \frac{I_{\text{КБ}0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}. \quad (4.32)$$

Позначивши струм емітера за великої зворотної напруги на емітерному переході (діод VD_1) $|U_E| \gg \phi_T$ і розірваного колекторного кола як $I_{ЕБ0}$, аналогічним шляхом одержимо:

$$I'_{ЕБ0} = \frac{I_{ЕБ0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}. \quad (4.33)$$

Підставляючи струми I_1 і I_2 із формул (4.31а) і (4.31б) у формули (4.29) і (4.30), з урахуванням (4.32) і (4.33) знаходимо залежності між струмами I_E , I_K , I_B і напругами на переходах транзистора:

$$I_E = \frac{I_{ЕБ0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{\frac{U_{ЕБ}}{\phi_T}} - 1 \right) - \frac{\alpha_I I_{КБ0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{\frac{U_{БК}}{\phi_T}} - 1 \right); \quad (4.34)$$

$$I_K = \frac{\alpha_N I_{ЕБ0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{\frac{U_{ЕБ}}{\phi_T}} - 1 \right) - \frac{I_{КБ0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{\frac{U_{БК}}{\phi_T}} - 1 \right). \quad (4.35)$$

Струм бази I_B визначимо як різницю між струмами I_E і I_K :

$$I_B = \frac{(1 - \alpha_N) I_{ЕБ0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{\frac{U_{ЕБ}}{\phi_T}} - 1 \right) + \frac{(1 - \alpha_I) I_{КБ0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{\frac{U_{БК}}{\phi_T}} - 1 \right). \quad (4.36)$$

Формули Еберса–Молла є рівняннями ВАХ ідеалізованого транзистора, графічні залежності яких показано на рис. 4.9.

Більш складні моделі Еберса–Молла містять опори областей емітера, колектора та бази, а також ураховують ефект Ерлі та інші ефекти.

4.8. Статичні характеристики реального транзистора

Статичні характеристики реального транзистора відрізняються від характеристик ідеалізованого транзистора з тих же причин, які було розглянуто під час опису ВАХ реального p - n переходу. Крім того, на характеристики транзистора впливає ефект Ерлі та залежність параметрів від режиму роботи.

Залежно від того, які струми та напруги вибираються як незалежні змінні, а які – залежні, для кожної схеми вмикання можливі різні варіанти функціональних зв'язків і відповідні їм сім'ї статичних характеристик.

Найчастіше використовують сім'ї вхідних і вихідних характеристик, у яких за незалежні змінні беруть вхідну та вихідну напруги:

$$I_{\text{вх}} = f(U_{\text{вх}}) \Big|_{U_{\text{вих}} = \text{const}} ; \quad (4.37)$$

$$I_{\text{вих}} = f(U_{\text{вих}}) \Big|_{I_{\text{вх}} = \text{const}} . \quad (4.38)$$

Похідними цих характеристик є характеристики прямої передачі

$$I_{\text{вих}} = f(I_{\text{вх}}) \Big|_{U_{\text{вих}} = \text{const}}$$

і характеристики зворотного зв'язку

$$U_{\text{вх}} = f(U_{\text{вих}}) \Big|_{I_{\text{вих}} = \text{const}} .$$

Вигляд ВАХ залежить від схеми вмикання транзистора. Зазвичай розглядають характеристики для схеми із загальною базою та загальним емітером. Характеристики для схеми із загальним колектором майже не відрізняються від характеристик схеми із загальним емітером.

4.8.1. Характеристики для схеми із загальною базою

Вхідні характеристики. Вхідні характеристики зображують залежність струму емітера від напруги між емітером і базою за постійної напруги на колекторі:

$$I_E = f(U_{\text{ЕБ}}) \Big|_{U_{\text{БК}} = \text{const}} . \quad (4.39)$$

Якщо $U_{\text{БК}} = 0$, то вхідна характеристика повністю відповідає ВАХ реального p - n переходу, зміщеного в прямому напрямі (рис. 4.11, а).

У разі подачі від'ємної напруги на колекторний перехід вхідна ВАХ зміщується ліворуч. Вплив $U_{\text{БК}}$ на положення вхідної ВАХ пояснюється наявністю зворотного зв'язку в транзисторі. Елементом зворотного зв'язку є опір бази, загальний для вхідного та вихідного кіл.

Зворотний зв'язок діє таким чином, що збільшення напруги $|U_{\text{БК}}|$ приводить або до зростання емітерного струму I_E за постійної $U_{\text{ЕБ}}$, або до зменшення $U_{\text{ЕБ}}$ за постійного струму емітера. Механізм зворотного зв'язку розглянуто в підрозділі 2.6 і демонструє рис. 4.7.

Відстань між характеристиками за однакового приросту $|U_{\text{БК}}|$ буде різною. Це пояснюється тим, що коефіцієнт зворотного зв'язку зі

зростанням $|U_{БК}|$ зменшується. За великих значень $|U_{БК}|$ вхідні характеристики зливаються в одну.

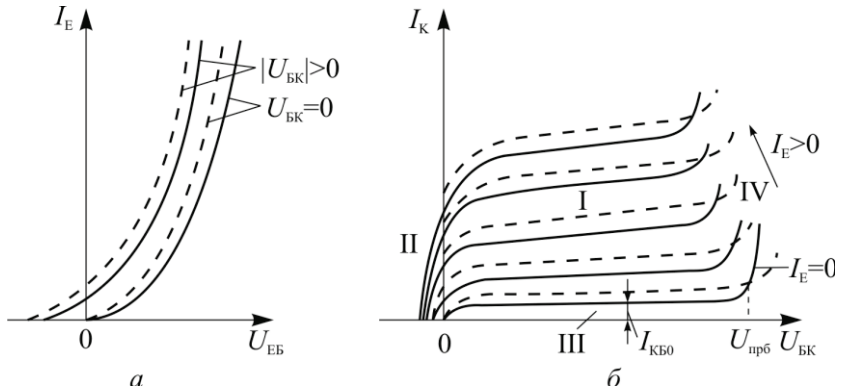


Рис. 4.11. Вольт-амперні характеристики транзистора в схемі із загальною базою: *a* — вхідні; *б* — вихідні (— — — — $T = +20^\circ\text{C}$; - - - - $T = +50^\circ\text{C}$)

Температурна залежність вхідних характеристик така сама, як і прямої гілки ВАХ одиночного $p-n$ переходу.

Вихідні характеристики. Вихідні характеристики — це залежність струму колектора від напруги між базою та колектором за постійного струму емітера:

$$I_К = f(U_{БК}) \Big|_{I_E = \text{const}}. \quad (4.40)$$

Наближено ці характеристики описують формулою

$$I_К = \alpha I_E - I_{КБ0} \left(e^{\frac{U_{БК}}{\varphi_r}} - 1 \right). \quad (4.41)$$

Якщо струм емітера дорівнює нулю, а на колекторний перехід подається зворотне зміщення, то вихідна характеристика аналогічна зворотній гілці ВАХ реального $p-n$ переходу (рис. 4.11, б).

Якщо задавати струм I_E , то вихідні характеристики зміщуються вгору на αI_E .

Невеликий нахил характеристик відносно осі абсцис зумовлено залежністю коефіцієнта підсилення α і струму $I_{КБ0}$ від напруги $U_{БК}$. Залежність α від струму емітера приводить до того, що за однакового приросту I_E відстані між характеристиками будуть різними. Почат-

ковий відрізок характеристик зсунуто від початку координат у бік додатних напруг $U_{БК}$. Якщо $U_{БК} = 0$ і $I_E > 0$, у колі колектора протікає початковий струм. Щоб звести цей струм до нуля, необхідно змістити колекторний перехід у прямому напрямі.

На сім'ї вихідних (колекторних) характеристик можна виділити чотири області, які характерні для різних режимів роботи транзистора (рис. 4.11, б).

Область I, розміщена у першому квадранті вище від струму $I_{КБ0}$, відповідає активному режиму роботи. В цій області з підсиленням електричних сигналів майже не спостерігається нелінійних спотворень.

Область II, розміщена у другому квадранті та відповідає режиму насичення, коли обидва переходи зміщено у прямому напрямі. За певних умов транзистор може перейти з активного режиму в режим насичення без зміни полярності напруги джерела живлення. Під час протікання колекторного струму $I_K = \alpha I_E$ на резисторі R_n виділяється напруга U_n , полярність якої протилежна полярності напруги джерела живлення U_K (див. рис. 4.4). Це зменшує напругу, прикладену до колекторного $p-n$ переходу. Зі зростанням I_E напруга U_n стає більшою за напругу U_K , колекторний $p-n$ перехід зміщується у прямому напрямі й транзистор входить у режим насичення. В режимі насичення транзистор повністю відкритий і його опір мінімальний.

Область III, розміщена у першому квадранті нижче від струму $I_{КБ0}$, відповідає режиму відсікання. В цьому режимі транзистор повністю закритий і його опір максимальний.

Область IV відповідає пробою колекторного переходу, коли внаслідок лавинного помноження носіїв заряду струм I_K різко зростає з підвищенням напруги $U_{БК}$. Ця область небезпечна для роботи, оскільки лавинний пробій може перейти до вторинного пробою, і транзистор виходить з ладу.

Активний режим є основним для підсилювальних схем, а режим насичення та відсікання характерні для ключових імпульсних схем.

Характеристики прямої передачі. Характеристики прямої передачі встановлюють залежність струму колектора від струму емітера за постійної напруги на колекторі:

$$I_K = f(I_E) \Big|_{U_{БК} = \text{const}} \quad (4.42)$$

В активному нормальному режимі, коли колекторний перехід зміщений у зворотному напрямі, струми емітера та колектора зв'язані формулою (4.13).

Відповідно до формули (4.13) характеристики прямої передачі мають вигляд прямих ліній. Проте внаслідок залежності коефіцієнта α від струму I_E характеристики мають відхилення від лінійного закону (рис. 4.12, а). Зміщення характеристик уверх у разі підвищення напруги на колекторі пов'язано зі збільшенням струму $I_{КБ0}$ і коефіцієнта α .

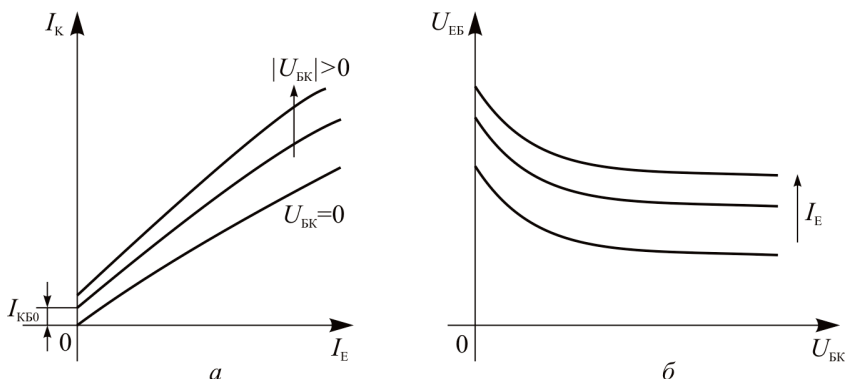


Рис. 4.12. Характеристики прямої передачі (а) та зворотного зв'язку (б) транзистора у схемі із загальною базою

Характеристики прямої передачі можна побудувати за вихідними характеристиками.

Характеристики зворотного зв'язку. Характеристики зворотного зв'язку зображають залежність напруги на емітерному переході від напруги на колекторі за постійного струму емітера:

$$U_{ЕБ} = f(U_{БК}) \Big|_{I_E = \text{const}}. \quad (4.43)$$

Ця залежність, як було показано для вхідних характеристик, зумовлена наявністю внутрішнього зворотного зв'язку в транзисторі. Зі збільшенням напруги $U_{БК}$ напруга $U_{ЕБ}$ зменшується. Причому ця залежність нелінійна, оскільки з підвищенням $U_{БК}$ зворотний зв'язок у транзисторі послаблюється (рис. 4.12, б).

У разі зростання струму I_E характеристики зміщуються ввєрх, оскільки збільшується прямий спад напруги на емітерному переході.

Характеристики зворотного зв'язку можна побудувати за вхідними характеристиками.

4.8.2. Характеристики для схеми із загальним емітером

Вхідні характеристики. Вхідні характеристики — це залежність струму бази від напруги на емітерному переході за постійної напруги на колекторі:

$$I_B = f(U_{EB})|_{U_{EK} = \text{const}}. \quad (4.44)$$

Характер цієї залежності такий самий, як і вхідних характеристик у схеми із загальною базою (рис. 4.13, а). Струм бази має дві складові: рекомбінаційну I_{BR} і складову зворотного струму колектора:

$$I_B = I_{BR} - I_{KB0} = (1 - \alpha)I_E - I_{KB0}. \quad (4.45)$$

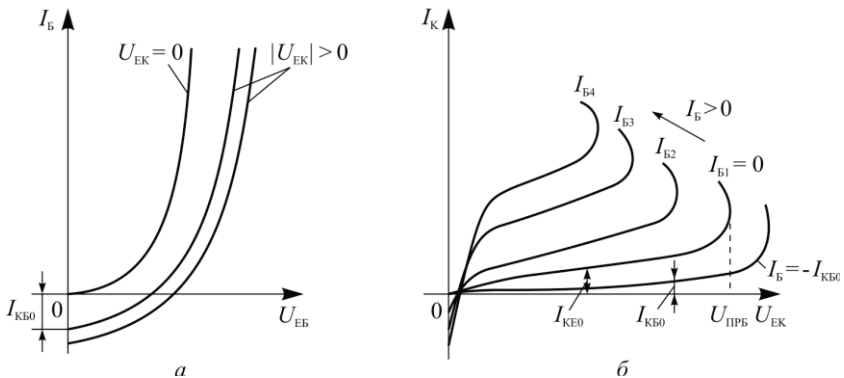


Рис. 4.13. Вольт-амперні характеристики транзистора у схемі із загальним емітером: а — вхідні; б — вихідні

Якщо напруга на колекторі дорівнює нулю, то в колі бази протікає тільки рекомбінаційний струм і ВАХ має вигляд експоненти:

$$I_B = (1 - \alpha)I_{EB0} \left(e^{\frac{U_{EB}}{\Phi_T}} - 1 \right). \quad (4.46)$$

У разі подачі зворотної напруги на колекторний перехід із вказаної складової віднімається струм I_{KB0} , тому з підвищенням $|U_{BK}|$ вхідні характеристики зсуваються праворуч і перетинають вісь напруг.

Вихідні характеристики. Вихідні характеристики зображають залежність між струмом колектора та напругою на колекторі за постійного струму бази:

$$I_K = f(U_{EK})|_{I_B = \text{const}}. \quad (4.47)$$

Функції (4.47) можна надати вигляду, аналогічного формулі (4.41). Якщо в праву частину рівняння підставити співвідношення $I_E = I_K + I_B$ і виразити струм колектора через струм бази, то

$$I_K = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_B - \frac{I_{KB0}}{1-\alpha} \left(e^{\frac{U_{EK}}{\varphi_T}} - 1 \right) = \beta I_B - I_{KE0} \left(e^{\frac{U_{EK}}{\varphi_T}} - 1 \right), \quad (4.48)$$

де β — коефіцієнт підсилення за струмом у схемі із загальним емітером; I_{KE0} — зворотний колекторний струм у схемі із загальним емітером.

Зворотний колекторний струм — це струм у колі колектора за умови, що струм бази дорівнює нулю. Цей струм також називають наскрізним.

Сім'ю вихідних характеристик показано на рис. 4.13, б.

Загальний характер цих залежностей аналогічний характеру зворотної гілки ВАХ $p-n$ переходу, оскільки більшу частину напруги джерела живлення прикладено до колекторного переходу в зворотному напрямі. Однак струм I_{KE0} більший за струм I_{KB0} у схемі із загальною базою. Це пояснюється тим, що за умови $I_B = 0$ і зворотному зміщенні колекторного переходу емітерний перехід перебуватиме під невеликою прямою напругою. Тому через колекторний перехід буде протікати струм I_{KB0} і струм дірок, які інжектуються з емітера в базу. Знайдемо співвідношення між струмами I_{KE0} і I_{KB0} . З урахуванням того, що $I_E = I_K + I_B$, подамо формулу (4.13) у вигляді

$$I_K = \alpha I_K + \alpha I_B + I_{KB0}.$$

Струм колектора, коли струм $I_B = 0$ відповідає струму I_{KE0} , тобто

$$I_K |_{I_B=0} = I_{KE0} = \frac{I_{KB0}}{1-\alpha} = (\beta + 1) I_{KB0}. \quad (4.49)$$

Якщо струми бази відмінні від нуля, вихідні характеристики на початкових відрізках перетинають вісь абсцис, і якщо напруга на колекторі дорівнює нулю (режим короткого замикання на виході), то струм колектора I_K змінює свій напрям (рис. 4.13, б). Зміщення

характеристик уверх у разі збільшення струму I_B відбувається відповідно до формули (4.48).

Слід відзначити, що вихідні характеристики у схемі із загальним емітером менш регулярні, ніж у схемі із загальною базою:

- відстань між сусідніми характеристиками за однакових приростів струму бази відрізняється більш, ніж у схемі із загальною базою;
- характеристики мають більший і неоднаковий нахил до осі напруг.

Така поведінка характеристик зумовлена більш різкою залежністю коефіцієнта β від вхідного струму та від вихідної напруги, ніж аналогічна залежність коефіцієнта α .

Характеристики прямої передачі. Характеристики прямої передачі виражають залежність струму колектора від струму бази за постійної напруги на колекторі:

$$I_K = f(I_B) \Big|_{U_{EK} = \text{const}}. \quad (4.50)$$

Із рівняння (4.48) випливає, що якщо $|U_{EK}| \gg \phi_T$, зв'язок між струмом колектора та струмом бази описується виразом

$$I_K = \beta I_B + I_{KE0}. \quad (4.51)$$

У зв'язку з більшою залежністю коефіцієнта β від режиму роботи транзистора порівняно з аналогічною залежністю коефіцієнта α характеристики прямої передачі у схемі із загальним емітером відрізняються більшою нелінійністю, ніж у схемі із загальною базою (рис. 4.14, а).

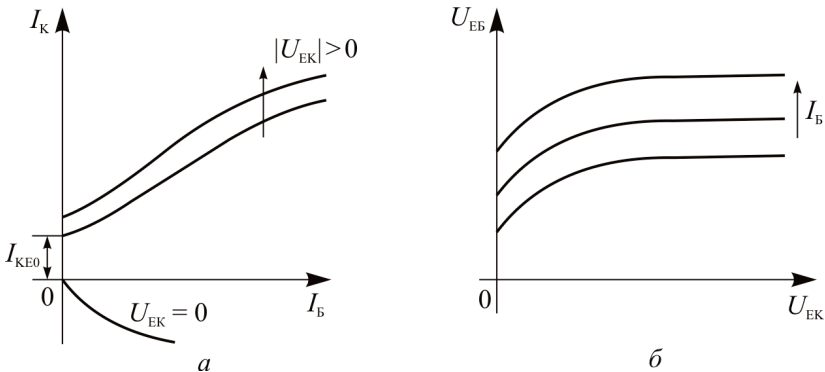


Рис. 4.14. Характеристики прямої передачі (а) та зворотного зв'язку (б) транзистора у схемі із загальним емітером

Якщо напруга на колекторі відрізняється від нуля, характеристики відсікають на осі ординат значення струмів, які відповідають $I_{КЕ0}(U_{ЕК})$.

Характеристики зворотного зв'язку. Характеристики зворотного зв'язку — це залежність напруги на емітерному переході від напруги на колекторі за постійного струму бази:

$$U_{ЕБ} = f(U_{ЕК})|_{I_{Б}=\text{const}} \quad (4.52)$$

Оскільки напругу $U_{ЕК}$ у схемі зі загальним емітером прикладено до обох переходів транзистора, то очевидно, що з підвищенням $U_{ЕК}$ буде зростати і напруга $U_{ЕБ}$ (рис. 4.14, б).

З підвищенням струму бази характеристики зміщуються уверх, оскільки при цьому збільшується прямий спад напруги на емітерному переході.

4.9. Параметри транзисторів

Транзистор можна характеризувати за двома видами параметрів: фізичними, або внутрішніми, та зовнішніми, або параметрами транзистора як чотириполюсника.

Фізичні параметри кількісно характеризують внутрішні процеси в транзисторі; зовнішні параметри виражають формальний зв'язок між струмами та напругами на зовнішніх виводах транзистора.

Перевагою фізичних параметрів є те, що за їх допомогою транзистор можна подати у вигляді наочної фізичної моделі. Однак ці параметри не можуть бути виміряні безпосередньо.

Зовнішні параметри характеризують транзистор як лінійний чотириполюсник без урахування фізичних процесів усередині транзистора. Ці параметри можна легко виміряти на зовнішніх виводах транзистора і вони досить зручні для практичного використання.

У нормальному підсилювальному режимі на транзистор подається постійне зміщення і малий змінний сигнал. За належністю до такого сигналу зазначені параметри називають *параметрами малого сигналу*, або *малосигнальними параметрами*.

4.9.1. Фізичні параметри транзистора

Основні фізичні параметри:

α — коефіцієнт підсилення за струмом (коефіцієнт передачі емітерного струму);

r_E — опір емітерного переходу;

r_K — опір колекторного переходу;

r_B — опір бази;

$\mu_{ЕК}$ — коефіцієнт зворотного зв'язку;

$I_{КБ0}$ — зворотний колекторний струм;

C_E — ємність емітерного переходу;

C_K — ємність колекторного переходу.

Розглянемо ці параметри докладніше.

Коефіцієнт підсилення за струмом. У формулі (4.13) коефіцієнт α введено як інтегральну величину, оскільки він зв'язує повні струми I_K і I_E . Для малого змінного сигналу коефіцієнт α є диференціальним, тому що зв'язує прирости струмів dI_K і dI_E :

$$\tilde{\alpha} = \frac{dI_K}{dI_E}.$$

Позначимо диференціальний коефіцієнт літерою $\tilde{\alpha}$. Якби коефіцієнт α не залежав від струму I_E , то диференціальний та інтегральний коефіцієнти були б однакові. Насправді α є функцією емітерного струму. Тому, продиференціювавши рівняння (4.13) за I_E , отримаємо таке співвідношення:

$$\tilde{\alpha} = \alpha + I_E \frac{d\alpha}{dI_E}. \quad (4.53)$$

Як впливає з виразу (4.53), $\tilde{\alpha}$ може бути більшим або меншим від α залежно від знака похідної $d\alpha/dI_E$. На практиці вважають, що $\alpha = \tilde{\alpha}$, тому надалі не будемо зупинятися на відмінності цих коефіцієнтів.

Як впливає з рівняння (4.12) для знаходження коефіцієнта підсилення необхідно знайти коефіцієнт інжекції γ та коефіцієнт перенесення χ . Коефіцієнт інжекції γ знаходимо як відношення приросту діркового струму емітера dI_{pE} до приросту повного струму емітера dI_E . Для цього подамо приріст діркового струму емітера як

$$dI_{pE} = \left(\frac{dI_{pE}}{dU_{EB}} \right) dU_{EB}, \quad (4.54)$$

а приріст повного струму:

$$dI_E = \left(\frac{dI_E}{dU_{EB}} \right) dU_{EB}. \quad (4.55)$$

З урахуванням формул (4.24) і (4.27) знаходимо:

$$\gamma = \left(1 + \frac{D_n n_{p0E} L_p}{D_p p_{n0B} L_n} th \frac{W_B}{L_p} \right)^{-1}. \quad (4.56)$$

Ураховуючи, що $W_B \ll L_p$ і друга складова значно менша від одиниці, а також розкладаючи рівняння (4.56) у ряд, дістаємо:

$$\gamma = 1 - \frac{D_n n_{p0E} W_B}{D_p p_{n0B} L_n} \approx 1 - \frac{\rho_E W_B}{\rho_B L_n}, \quad (4.57)$$

де ρ_E, ρ_B — питомий опір матеріалу областей емітера та бази відповідно.

Для підвищення коефіцієнта інжекції необхідно, щоб концентрація домішок в області емітера була набагато більшою, ніж в області бази. Проте значення коефіцієнта інжекції з підвищенням рівня легування збільшується до певної межі, після якої коефіцієнт інжекції починає зменшуватися. Це зумовлено двома факторами: звуженням забороненої зони напівпровідника за високого рівня легування та зменшенням часу життя носіїв заряду.

За концентрації домішок в емітері понад 10^{18} см^{-3} домішкові рівні розщеплюються та утворюються домішкові зони, які об'єднуються із зоною провідності чи з валентною зоною, що приводить до зменшення ширини забороненої зони. При цьому також істотно зростає концентрація власних носіїв заряду, що зменшує рівень інжекції. Іншою причиною зменшення коефіцієнта інжекції є вплив ОЖЕ-рекомбінації в багатолегованому напівпровіднику, внаслідок чого зменшується час життя та довжина вільного пробігу носіїв заряду.

Коефіцієнт перенесення можна визначити як відношення приросту діркового струму колектора dI_{pK} до приросту діркового струму емітера dI_{pE} , який становить: $dI_{pE} = (dI_{pE}/dU_{EB})dU_{EB}$. Приріст діркового струму колектора $dI_{pK} = (dI_{pK}/dU_{EB})dU_{EB}$. Диференціюючи рівняння (4.24) і (4.25) за U_{EB} , дістаємо:

$$\chi = \frac{dI_{pK}}{dI_{pE}} = \frac{1}{ch \frac{W_B}{L_p}}. \quad (4.58)$$

Розкладаючи гіперболічний косинус у ряд Тейлора, отримаємо

$$\chi = 1 - \frac{1}{2} \frac{W_B^2}{L_p^2}. \quad (4.59)$$

Отже, коефіцієнт передачі емітерного струму

$$\alpha = \left(1 - \frac{\rho_E}{\rho_B} \frac{W_B}{L_n}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{W_B^2}{L_p^2}\right). \quad (4.60)$$

Опір емітерного переходу. Фізична суть диференціального опору емітерного переходу така сама, як і диференціального опору прямозміщеного одиночного p - n переходу. Припустімо, що на виході транзистора — режим короткого замикання, тобто $U_{БК} = 0$. Тоді виразу (4.22) можна надати такого вигляду:

$$I_E = I_{ЕБ0} \left(e^{\frac{U_{ЕБ}}{\Phi_T}} - 1 \right). \quad (4.61)$$

Розв'яжемо це рівняння стосовно $U_{ЕБ}$:

$$U_{ЕБ} = \Phi_T \ln \left(\frac{I_E}{I_{ЕБ0}} + 1 \right). \quad (4.62)$$

Продиференціювавши вираз (4.62) за I_E , одержимо

$$r_E = \frac{\Phi_T}{I_E}. \quad (4.63)$$

Якщо струм $I_E = 1$ мА, опір емітерного переходу становить 25 Ом.

Опір колекторного переходу. Струм колектора у разі зміни напруги на колекторі змінюється через ефект модуляції товщини бази. Для визначення опору r_K візьмемо його обернену величину:

$$\frac{1}{r_K} = \frac{dI_K}{dU_{БК}} = \frac{I_E d\alpha}{dU_{БК}} = I_E \frac{d\alpha}{dW_B} \frac{dW_B}{dU_{БК}}. \quad (4.64)$$

Будемо вважати, що колекторний перехід повністю зосереджений у бази, тоді приріст товщини бази дорівнюватиме приросту ширини переходу з протилежним знаком: $dW_B = -dl_K$, де

$$l_K = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{qN_D}} U_{БК}. \quad (4.65)$$

Диференціюючи l_K за напругою U_{BK} , знаходимо

$$\frac{dW_B}{dU_{KB}} = -\sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{2qN_D U_{BK}}}. \quad (4.66)$$

Для знаходження $\frac{d\alpha}{dW_B}$ врахуємо, що в бездрейфових транзисторах коефіцієнт інжекції γ дуже близький до одиниці, тому можна вважати, що $\alpha \approx \chi$.

Диференціюючи рівняння (4.59) за W_B , дістаємо

$$\frac{d\chi}{dW_B} = -\frac{W_B}{L_p^2}. \quad (4.67)$$

Підставляючи формули (4.66) і (4.67) у (4.64), знаходимо опір колекторного переходу:

$$r_K = \frac{\sqrt{U_{BK}}}{I_E} \frac{L_p^2}{W_B} \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon_0 \epsilon}}. \quad (4.68)$$

Диференціальний опір колектора становить десятки або сотні кілоомів.

Опір бази. Опір бази має дві складові: об'ємний опір базового шару r'_B і диференціальний (дифузійний) опір r''_B , зумовлений ефектом Ерлі:

$$r_B = r'_B + r''_B. \quad (4.69)$$

Об'ємний опір — це опір базовому струму в напрямі, перпендикулярному до руху неосновних носіїв через базу. Цей опір визначається питомим опором і геометрією базової області транзистора. Для того щоб пояснити цей опір, використаємо спрощену структуру сплавного бездрейфового транзистора (див. рис. 4.1, б). Базовий струм проходить від центра бази до периферії через опори трьох різних частин:

- перша частина (активна база) — диск товщиною W_{B_1} і діаметром D_E ;
- друга частина (пасивна база) — кільце товщиною W_{B_2} і зовнішнім діаметром D_K ;
- третя частина (периферійна база) — кільце товщиною W_{B_3} і зовнішнім діаметром D_B .

Опір кільць у радіальному напрямі визначаємо за формулами:

$$r'_{B_2} = \frac{\rho_B}{2\pi W_{B_2}} \ln \frac{D_K}{D_E}; \quad (4.70)$$

$$r'_{B_3} = \frac{\rho_B}{2\pi W_{B_3}} \ln \frac{D_B}{D_K}. \quad (4.71)$$

Опір диска знаходимо за наближеною формулою

$$r'_{B_1} = \frac{0,5\rho_B}{2\pi W_{B_1}}. \quad (4.72)$$

Отже, об'ємний опір

$$r'_B = \frac{\rho_B}{2\pi} \left(\frac{0,5}{W_{B_1}} + \frac{1}{W_{B_2}} \ln \frac{D_K}{D_E} + \frac{1}{W_{B_3}} \ln \frac{D_B}{D_K} \right). \quad (4.73)$$

Об'ємний опір бази для різних транзисторів становить десятки або сотні омів.

Об'ємний опір бази суттєво впливає на властивості транзистора. Велике значення r'_B призводить до зростання активних втрат у транзисторі, погіршення його частотних властивостей та до зменшення температурної стабільності. Водночас дуже малий опір r'_B зумовлює зниження напруги пробою та збільшення бар'єрної ємності колекторного переходу.

Диференціальний опір бази r''_B визначає величину зворотного зв'язку в транзисторі та дорівнює відношенню приросту напруги на емітері до приросту струму колектора:

$$r''_B = \frac{dU_{EB}}{dI_K}. \quad (4.74)$$

Подано вираз (4.74) у такому вигляді:

$$r''_B = \frac{dU_{EB}}{dp_n} \frac{dp_n}{dW_B} \frac{dW_B}{dU_{BK}} \frac{dU_{BK}}{dI_K}. \quad (4.75)$$

Із рівняння (2.34) знаходимо, що $\frac{dU_{EB}}{dp_n} = \frac{\Phi_T}{p_n}$. Оскільки розподіл

дірок у базі лінійний, тоді $\frac{dp_n}{dW_B} = \frac{p_n}{W_B}$. Підставляючи ці вирази, а також (4.63) і (4.66) у рівняння (4.75), знаходимо

$$r''_B = \frac{\Phi_T}{2I_E(1-\alpha)} = \frac{r_E}{2(1-\alpha)}. \quad (4.76)$$

Коефіцієнт зворотного зв'язку. Коефіцієнт зворотного зв'язку за напругою визначають як відношення приросту напруги на емітері до приросту напруги на колекторі:

$$\mu_{\text{ЕК}} = \frac{dU_{\text{ЕБ}}}{dU_{\text{БК}}}. \quad (4.77)$$

Подамо рівняння (4.77) у такому вигляді:

$$\mu_{\text{ЕК}} = \frac{dU_{\text{ЕБ}}}{dI_{\text{К}}} \cdot \frac{dI_{\text{К}}}{dU_{\text{БК}}}. \quad (4.78)$$

У виразі (4.78) перший множник — диференціальний опір бази, а другий — обернена величина опору колектора.

Підставивши в рівняння (4.78) $r_{\text{Б}}''$ із формули (4.76) і $1/r_{\text{К}}$ із формули (4.68) і виконавши нескладні перетворення, дістанемо

$$\mu_{\text{ЕК}} = \frac{\Phi_{\text{Г}}}{\sqrt{U_{\text{БК}} W_{\text{Б}}}} \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{2qN_{\text{Д}}}}. \quad (4.79)$$

Коефіцієнт зворотного зв'язку має порядок 10^{-3} . У схемі із загальною базою зворотний зв'язок діє таким чином, що зі зростанням зворотної напруги на колекторі напруга на емітері зменшується.

Ємності переходів транзистора. Бар'єрна та дифузійна ємності емітерного та колекторного переходів мають такий же фізичний зміст, як і аналогічні ємності діода.

Слід тільки врахувати, що в активному нормальному режимі емітерний перехід зміщений у прямому напрямі, а колекторний — у зворотному. Тому в емітерному переході основну роль відіграє дифузійна ємність $C_{\text{диф}}$, а в колекторному — бар'єрна ємність $C_{\text{бар}}$.

Бар'єрні ємності переходів визначають за формулами (2.93) і (2.94). Ці формули досить точні у разі зворотного зміщення переходів, коли $|U| \gg \phi_0$. У разі прямого зміщення напруга на p - n переходах близька до ϕ_0 і формули дають велику похибку. Крім того, за прямого зміщення в області об'ємного заряду завжди наявний заряд рухомих носіїв, що не враховують ці формули.

Бар'єрна ємність емітерного переходу значно більша від ємності колекторного переходу, однак остання більше впливає на роботу транзистора на високих частотах, оскільки вона шунтує великий опір $r_{\text{К}}$. Бар'єрна ємність колектора в нормальному робочому режимі

становить одиниці-десятки пікофарад у малопотужних транзисторах і сотні пікофарад — у потужних транзисторах.

Дифузійні ємності транзистора характеризують залежність заряду рухливих носіїв у базі від напруги на емітерному та колекторному переходах. Відповідно розрізняють дифузійну ємність емітера $C_{\text{Едиф}}$ і дифузійну ємність колектора $C_{\text{Кдиф}}$.

Дифузійна ємність емітера обумовлена інжекцією неосновних носіїв заряду в базу за прямого зміщення переходу. Цей заряд залежить від струму емітера, а отже, і від напруги $U_{\text{ЕБ}}$.

Вважатимемо розподіл дірок у базі лінійним, що відбувається за умови $W_{\text{Б}} < L_p$. Тоді надмірний заряд дірок у базі за прямого зміщення емітерного переходу можна знайти, проінтегрувавши вираз (4.8):

$$Q = qS \int_0^{W_{\text{Б}}} \Delta p_{\text{нБ}}(x) dx = q \frac{D_p}{W_{\text{Б}}} p_{\text{н0}} S e^{\frac{U_{\text{ЕБ}}}{\phi_T}} \frac{W_{\text{Б}}^2}{2D_p} = I_{\text{Е}} t_D, \quad (4.80)$$

де t_D — час дифузії дірок через базу.

Диференціюючи рівняння (4.80) за напругою, отримаємо дифузійну ємність емітера:

$$C_{\text{Едиф}} = \frac{dQ}{dU_{\text{ЕБ}}} = \frac{I_{\text{Е}}}{\phi_T} t_D = \frac{t_D}{r_{\text{Е}}}. \quad (4.81)$$

Наприклад, якщо $r_{\text{Е}} = 25 \text{ Ом}$ і $t_D = 0,1 \text{ мкс}$, то $C_{\text{Едиф}} = 4000 \text{ пФ}$.

Дифузійна ємність колектора зумовлена ефектом модуляції товщини бази у разі зміни напруги $U_{\text{БК}}$. Цю ємність можна знайти, диференціюючи вираз (4.80) за $U_{\text{БК}}$. Ураховуючи рівняння (4.66) і (4.68), дифузійну ємність колектора можна звести до такого вигляду:

$$C_{\text{Кдиф}} = \frac{dQ}{dU_{\text{БК}}} = \frac{I_{\text{Е}}}{2D_p} \frac{dW_{\text{Б}}^2}{dU_{\text{БК}}} = \frac{t_D}{r_{\text{К}}}. \quad (4.82)$$

Наприклад, якщо $t_D = 2 \text{ мкс}$, $r_{\text{К}} = 1 \text{ МОм}$, то $C_{\text{Кдиф}} = 2 \text{ пФ}$. Дифузійна ємність колектора мало впливає на сумарну ємність, оскільки її значення значно менше від значення бар'єрної ємності.

4.9.2. Зовнішні параметри транзистора

Під час розрахунків електронних схем не завжди зручно використовувати фізичні параметри транзистора. Тому в довідковій літературі транзистор часто характеризують параметрами, виміряни-

ми на зовнішніх виводах. Для цього транзистор зображують у вигляді лінійного чотириполюсника з довільною внутрішньою структурою, на вході якого діє напруга u_1 і струм i_1 , а на виході — напруга u_2 і струм i_2 (рис. 4.15).

Транзистор є нелінійним елементом і для забезпечення лінійного зв'язку між струмами та напругами їх амплітуди або прирости припускають досить малими. За додатні вибирають напрями струмів і напруг, показані на рис. 4.15.

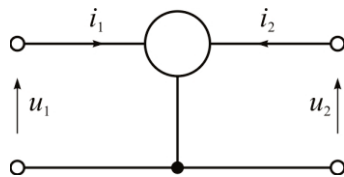


Рис. 4.15. Схема узагальненого чотириполюсника

Як відомо, для чотириполюсника залежно від того, які струми та напруги вибирають як незалежні змінні, а які — як залежні, можна скласти шість систем рівнянь, що зв'язують між собою струми та напруги, однак на практиці з них використовують тільки три:

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= r_{11}i_1 + r_{12}i_2; \\ u_2 &= r_{21}i_1 + r_{22}i_2; \end{aligned} \right\} \quad (4.83)$$

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= g_{11}u_1 + g_{12}u_2; \\ i_2 &= g_{21}u_1 + g_{22}u_2; \end{aligned} \right\} \quad (4.84)$$

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= h_{11}i_1 + h_{12}i_2; \\ i_2 &= h_{21}i_1 + h_{22}i_2. \end{aligned} \right\} \quad (4.85)$$

У системі рівнянь (4.83) коефіцієнти, що зв'язують струми та напруги, мають розмірність опорів, у системі (4.84) — розмірність провідностей; у системі (4.85) — змішану розмірність. Тому системи відповідно називають: система опорів (або система r -параметрів), система провідностей (або система g -параметрів) і змішана система (або система h -параметрів).

Для кожної схеми вмикання транзистора параметри будуть мати різні значення. Для їх визначення в системах (4.83) — (4.85) необхідно записати струми та напруги для конкретної схеми вмикання. При цьому, якщо струми та напруги збігаються за напрямом з відповідними струмами та напругами в чотириполюснику (рис. 4.15), то їх записують зі знаком «+», а якщо не збігаються, — зі знаком «-».

Наприклад, для схеми із загальною базою вхідними є i_E і $u_{ЕБ}$, а вихідними — i_K і $u_{БК}$. Із порівняння рис. 4.6, а та 4.15 випливає:

$$\left. \begin{aligned} u_{ЕБ} &= r_{11Б} i_E - r_{12Б} i_K; \\ u_{БК} &= -r_{21Б} i_E + r_{22Б} i_K; \end{aligned} \right\} \quad (4.86)$$

$$\left. \begin{aligned} i_E &= g_{11Б} u_{ЕБ} - g_{12Б} u_{БК}; \\ i_K &= -g_{21Б} u_{ЕБ} + g_{22Б} u_{БК}; \end{aligned} \right\} \quad (4.87)$$

$$\left. \begin{aligned} u_{ЕБ} &= h_{11Б} i_E - h_{12Б} u_{БК}; \\ i_K &= -h_{21Б} i_E + h_{22Б} u_{БК}. \end{aligned} \right\} \quad (4.88)$$

Тут літерний індекс параметрів указує на схему вмикання транзистора. Із цих рівнянь випливають вирази для відповідних параметрів:

$$r_{11Б} = \left. \frac{u_{ЕБ}}{i_E} \right|_{i_K=0} \quad \text{— вхідний опір транзистора за холостого ходу на}$$

виході;

$$r_{12Б} = \left. \frac{u_{ЕБ}}{i_K} \right|_{i_E=0} \quad \text{— опір зворотного зв'язку за холостого ходу на вході};$$

$$r_{21Б} = \left. \frac{u_{БК}}{i_E} \right|_{i_K=0} \quad \text{— опір прямої передачі за холостого ходу на виході};$$

$$r_{22Б} = \left. \frac{u_{БК}}{i_K} \right|_{i_E=0} \quad \text{— вихідний опір за холостого ходу на вході};$$

$$g_{11Б} = \left. \frac{i_E}{u_{ЕБ}} \right|_{u_{БК}=0} \quad \text{— вхідна провідність у разі короткого замикання}$$

на виході;

$$g_{12Б} = \left. \frac{i_E}{u_{БК}} \right|_{u_{ЕБ}=0} \quad \text{— провідність зворотного зв'язку в разі короткого}$$

замикання на вході;

$$g_{21Б} = \left. \frac{i_K}{u_{ЕБ}} \right|_{u_{БК}=0} \quad \text{— провідність прямої передачі в разі короткого}$$

замикання на виході;

$$g_{22Б} = \left. \frac{i_K}{u_{БК}} \right|_{u_{ЕБ}=0} \quad \text{— вихідна провідність у разі короткого замикання}$$

на вході;

$$h_{11Б} = \left. \frac{u_{ЕБ}}{i_E} \right|_{u_{БК}=0} \quad \text{— вхідний опір транзистора в разі короткого}$$

замикання на виході;

$$h_{12Б} = \left. \frac{u_{ЕБ}}{u_{БК}} \right|_{i_E=0} \quad \text{— коефіцієнт зворотного зв'язку за холостого ходу}$$

на вході;

$$h_{21Б} = \left. \frac{i_K}{i_E} \right|_{u_{БК}=0} \quad \text{— коефіцієнт підсилення за струмом у разі}$$

короткого замикання на виході;

$$h_{22Б} = \left. \frac{i_K}{u_{БК}} \right|_{i_E=0} \quad \text{— вихідна провідність за холостого ходу на вході.}$$

Із наведеного вище випливає, що r -параметри визначаються в режимі холостого ходу на вході та виході, а g -параметри — в режимі короткого замикання. Однак, унаслідок того, що транзистор має малий вхідний та великий вихідний опори, на вході дуже складно створити режим короткого замикання, а на виході — режим холостого ходу. Через це практичне вимірювання r - і g -параметрів ускладнено. Водночас h -параметри визначають у режимі холостого ходу на вході та короткого замикання — на виході ($i_E = 0$, $u_{БК} = 0$), що легко можна виконати під час вимірювань. Тому найчастіше віддають перевагу системі h -параметрів.

Надалі міркування будуть стосуватися тільки h -параметрів, а r - і g -параметри згадуватимемо у разі потреби.

У схемі із загальною базою параметри $h_{11Б}$ і $h_{22Б}$ записані зі знаком «+», параметри $h_{12Б}$ і $h_{21Б}$ — зі знаком «-». Але для остаточного з'ясування знаків параметрів необхідно додатково врахувати знаки нахилу відповідних характеристик. Нахил характеристик беруть додатним, якщо зі зростанням аргумента зростає й функція, та від'ємним, якщо зі зростанням аргумента функція зменшується. Якщо знак параметра із системи (4.88) збігається зі знаком нахилу характеристики, то параметр додатний, а якщо не збігається —

від'ємний. Наприклад, у системі рівнянь (4.88) коефіцієнт зворотного зв'язку $h_{12Б}$ має знак «-» і нахил характеристики зворотного зв'язку

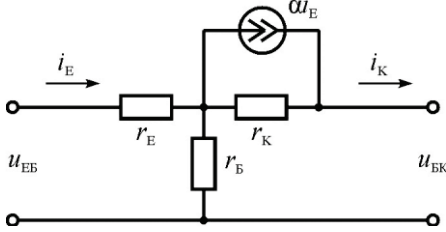


Рис. 4.16. Т-подібна еквівалентна схема транзистора

можна встановити зв'язок між h -параметрами для різних схем вмикання. Формули перерахунку наведено в різній навчальній літературі.

Установимо зв'язок між внутрішніми параметрами та параметрами транзистора, ввімкненого за схемою із загальною базою. Для цього скористаємося Т-подібною еквівалентною схемою транзистора (рис. 4.16). Задаючи струм i_E і беручи $u_{БК} = 0$ (режим короткого замикання), а також визначаючи величини $u_{ЕБ}$ і i_K , дістаємо:

$$\frac{u_{ЕБ}}{i_E} = h_{11Б} = r_E + r_B(1 - \alpha); \quad (4.89)$$

$$\frac{i_K}{i_E} = h_{21Б} = \alpha \frac{r_K}{r_B + r_K} \approx \alpha. \quad (4.90)$$

Задаючи $u_{БК}$ і вважаючи струм $i_E = 0$ (режим холостого ходу), отримуємо:

$$\frac{u_{ЕБ}}{u_{БК}} = h_{12Б} = \frac{r_B}{r_K} + \mu_{ЕК}; \quad (4.91)$$

$$\frac{i_K}{u_{БК}} = h_{22Б} \approx \frac{1}{r_K}. \quad (4.92)$$

За допомогою формул (4.89) — (4.92) можна знайти фізичні параметри за вимірними h -параметрами:

$$\alpha = h_{21Б}; \quad (4.93)$$

від'ємний (див. рис. 4.12, б), отже, параметр $h_{12Б}$ — додатний. А параметр $h_{21Б}$, визначений так само, буде від'ємним.

Аналогічно можна знайти h -параметри для схеми із загальним емітером і для схеми із загальним колектором. Використовуючи співвідношення $i_E = i_K + i_B$ і $u_{ЕК} = u_{БК} + u_{ЕБ}$,

$$r_K \approx \frac{1}{h_{22B}}; \quad (4.94)$$

$$r_E = 2 \left[h_{11B} - \frac{h_{12B}}{h_{22B}} (1 - h_{21B}) \right]; \quad (4.95)$$

$$\mu_{ЕК} = h_{12B}; \quad (4.96)$$

$$r_B = 2 \frac{h_{12B}}{h_{22B}} - \frac{h_{11B}}{h_{21B}}. \quad (4.97)$$

Розрахунки за формулами (4.95), (4.97) досить неточні, оскільки величини r_E і r_B визначаються різницями майже однакових величин і мала похибка під час вимірювання h -параметрів призводить до суттєвої похибки в розрахунках. Тому опір r_E зазвичай розраховують за формулою (4.63), а опір бази обчислюють за формулою (4.89).

4.9.3. Залежність параметрів від режиму роботи

Параметри транзистора залежать від положення робочої точки на ВАХ. Для активного нормального режиму (режиму підсилення) положення робочої точки визначають вхідним струмом і вихідною напругою. Розглянемо залежність параметрів транзистора, який ввімкнено за схемою із загальною базою, від струму емітера та напруги на колекторі.

Коефіцієнт підсилення за струмом. Загальну залежність коефіцієнта α від I_E показано на рис 4.17. Ця залежність визначається залежністю від струму I_E коефіцієнта інжекції γ і коефіцієнта перенесення χ .

Коефіцієнт інжекції транзистора з урахуванням струму рекомбінації:

$$\gamma = \frac{I_{pE}}{I_{pE} + I_{nE} + I_{RE}}. \quad (4.98)$$

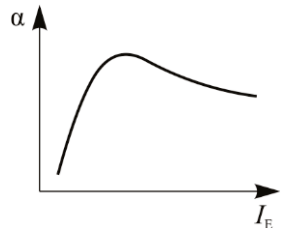


Рис. 4.17. Залежність коефіцієнта підсилення транзистора від струму емітера

За малих струмів емітера рекомбінаційна складова I_{RE} сумірна, або навіть може бути більшою від дифузійної складової I_{pE} . Тому коефіцієнт γ має малі значення. З підвищенням загального струму I_E дифузійна складова зростає швидше, ніж рекомбінаційна, і коефіцієнт γ збільшується.

У діапазоні великих струмів коефіцієнт γ зменшується внаслідок того, що зі збільшенням рівня інжекції у базу для компенсації заряду дірок дедалі більше надходить електронів, що зумовлює збільшення електронної складової струму емітера I_{nE} (рис. 4.18, а).

Коефіцієнт перенесення χ зі зростанням струму емітера збільшується, оскільки за високого рівня інжекції в базі транзистора виникає електричне поле, яке сприяє перенесенню дірок від емітера до колектора. При цьому зменшується кількість рекомбінованих дірок і збільшується діркова складова струму колектора (рис. 4.18, б).

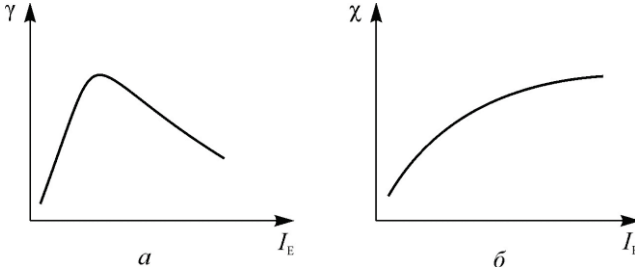


Рис. 4.18. Залежність коефіцієнта інжекції (а) та коефіцієнта перенесення (б) від струму емітера

Залежність коефіцієнта підсилення від напруги на колекторі пов'язана з модуляцією товщини бази. У разі збільшення напруги $|U_{БК}|$ ефективна товщина бази зменшується і відповідно до рівняння (4.60) коефіцієнт α зростає (рис. 4.19).

Опір емітерного переходу. Як впливає з рівняння (4.63), опір r_E обернено пропорційний струму емітера та майже не залежить від напруги на колекторному переході.

Опір колекторного переходу. Відповідно до формули (4.68) опір r_K обернено пропорційний струму емітера та прямо пропорційний $\sqrt{U_{БК}}$. Залежність $r_K(U_{БК})$ є більш слабкою внаслідок поверхневих витікань і лавинного помноження в колекторному переході. В інтервалі великих напруг виникає пробій переходу, і r_K різко зменшується.

Опір бази. Об'ємний опір r'_B з підвищенням струму емітера зменшується внаслідок збільшення надмірних носіїв у базі. Особливо це

стосується активної області бази. Тому зі зростанням рівня інжекції r'_B дедалі більше визначається пасивними ділянками (див. рис. 4.1).

Зміна колекторної напруги призводить до модуляції товщини бази. Зі збільшенням $|U_{БК}|$ ефективна товщина бази зменшується, а опір підвищується.

Диференціальний опір бази r''_B згідно з рівнянням (4.76) обернено пропорційний струму емітера та залежить також від коефіцієнта підсилення α .

Коефіцієнт зворотного зв'язку. Із формули (4.79) випливає, що коефіцієнт $\mu_{ЕК}$ обернено пропорційний $\sqrt{U_{БК}}$ і не залежить від струму емітера.

Ємності транзистора. На залежність від режиму роботи бар'єрних ємностей емітерного та колекторного переходів впливає закон розподілу домішок. У східчастих переходах $C_{бар}$ обернено пропорційна \sqrt{U} , а у плавних $-\sqrt[3]{U}$. Бар'єрні ємності не залежать від струму емітера.

Оскільки внутрішні параметри транзистора пов'язані з його зовнішніми параметрами, то останні також залежать від режиму роботи.

4.9.4. Залежність параметрів від температури

Однією з особливостей напівпровідників є те, що їх властивості значною мірою залежать від температури. Тому принципово всі параметри транзисторів зазнають впливу температури. Характер цього впливу на ті чи ті параметри різний і може визначатися одночасно декількома факторами, а, отже, однозначно описати температурну залежність параметрів досить складно.

Розглянемо температурну залежність фізичних параметрів у діапазоні робочих температур.

Коефіцієнт підсилення α згідно з рівнянням (4.60) залежить від температури через довжину $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ і питомий опір бази r_B . Питомий опір емітера r_E можна вважати незмінним, оскільки область

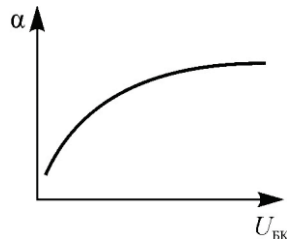


Рис. 4.19. Залежність коефіцієнта підсилення транзистора від напруги на колекторі

емітера є напівметалом, а коефіцієнт дифузії D_p і час t_p із підвищенням температури зростають, тому і коефіцієнт α із підвищенням температури буде зростати.

Опір емітерного переходу r_E залежить від температури лінійно через параметр φ_T .

Опір колекторного переходу r_K залежить від температури через дифузійну довжину L_p (4.68), тобто переважно через час життя носіїв, і має зростати з підвищенням температури. Таке зростання дійсно спостерігається в діапазоні від'ємних температур, але за кімнатної та вищих температур опір r_K зменшується, що зумовлено впливом витікань і появою власної провідності.

Об'ємний опір бази r'_B залежить від температури внаслідок зміни питомого опору матеріалу бази. Ця залежність багато в чому визначається матеріалом бази. У діапазоні робочих температур усі домішки іонізовані й концентрація рухомих носіїв заряду залишається майже незмінною. Водночас рухливість носіїв з підвищенням температури зменшується, що призводить до зростання опору бази. Це зростання спостерігається у германієвих транзисторах до $+70^\circ\text{C}$, а у кремнієвих — до $+120^\circ\text{C}$, після чого r'_B зменшується, що зумовлено

появою власної електропровідності.

Диференціальний опір бази r''_B відповідно до рівняння (4.76) зростає з підвищенням температури внаслідок збільшення φ_T і коефіцієнта α .

Коефіцієнт зворотного зв'язку μ_{EK} згідно з рівнянням (4.79) залежить від температури через температурний потенціал φ_T , тобто μ_{EK} зростає лінійно з підвищенням температури.

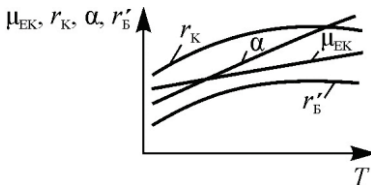


Рис. 4.20. Залежність фізичних параметрів від температури

На роботу транзистора значно впливає температурна залежність струму $I_{КБ0}$. Відомо, що цей струм зростає експоненціально з підвищенням температури. Збільшення струму $I_{КБ0}$ призводить до зміщення робочої точки на ВАХ і нестабільності роботи транзистора. Тому в транзисторній схемотехніці для стабілізації робочої точки вживають спеціальних заходів.

Якісну залежність фізичних параметрів транзистора від температури показано на рис. 4.20.

4.10. Електричний пробій в транзисторах

4.10.1. Види пробою

Допустимі напруги на p - n переходах транзистора обмежуються їх пробоем. Під пробоем транзистора, так само, як і діода, розуміють різке збільшення струму через p - n переходи з досягненням на них деякого критичного значення напруги. Пробій в транзисторі характеризується такими параметрами, як $U_{ЕБ0}$, $U_{КБ0}$, $U_{КЕ0}$, U_{α} , U_{β} , $U_{КБЗ}$. Напруга $U_{ЕБ0}$ є напругою пробою емітерного переходу за вимкненого колектора. Напруги $U_{КБ0}$ і $U_{КЕ0}$ — напруги пробою колекторного переходу за вимкнених бази та емітера; U_{α} і U_{β} — напруги пробою колекторного переходу в активному нормальному режимі в схемах із загальною базою та загальним емітером; $U_{КБЗ}$ — напруга змикання емітерного та колекторного переходів.

Пробій емітерного переходу. В емітерному переході майже завжди відбувається тунельний пробій, оскільки через високу концентрацію домішок на ділянці емітера перехід виявляється досить вузьким. Напруга пробою емітерного переходу $U_{ЕБ0}$ значно менша, ніж колекторного $U_{КБ0}$, але це не є суттєвим недоліком транзистора, оскільки в режимі підсилення перехід зміщений в прямому напрямі, а в режимі відсікання на нього подається невелика напруга. Причому тунельний пробій явище обернене, тобто після зняття напруги p - n перехід відновлює свої властивості.

Пробій колекторного переходу. В колекторному переході майже завжди відбувається лавинний пробій. Напруга пробою залежить від схеми вмикання та від режиму роботи транзистора. У схемі із загальною базою при вимкненому емітері пробій нічим не відрізняється від пробою одиночного p - n переходу. При цьому струм у колі колектора зростає пропорційно коефіцієнту лавинного помноження M :

$$I_K = MI_{K0}, \quad (4.99)$$

де $M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_L}\right)^n}$.

Напруга лавинного помноження U_L при вимкненому емітері відповідає напрузі $U_{КБ0}$.

В активному режимі, окрім струму $I_{\text{КБ0}}$, у колі колектора протікає струм αI_{E} , тому ймовірність лавинного помноження носіїв заряду зростає й напруга пробою зменшується, тобто $U_{\text{Л}}$ дорівнює U_{α} . Струм колектора в цьому разі:

$$I_{\text{К}} = M \alpha I_{\text{E}} + M I_{\text{КБ0}}. \quad (4.100)$$

Збільшення струму колектора можна розглядати як збільшення коефіцієнта передачі емітерного струму

$$\alpha^* = M \alpha. \quad (4.101)$$

Очевидно, що умовою лавинного пробою в активному режимі буде $\alpha^* = M \alpha \rightarrow \infty$. Струм пробою є некерованою складовою струму колектора. Збільшення цієї складової приводить до зміни напрямку струму в колі бази транзистора. *Напругу, за якої струм бази змінює напрям, називають напругою перевертання фази струму бази та позначають через $U_{\text{Ф}}$.*

У схемі із загальним емітером коефіцієнт передачі базового струму в режимі лавинного помноження

$$\beta^* = \frac{\alpha^*}{1 - \alpha^*} = \frac{M \alpha}{1 - M \alpha}, \quad (4.102)$$

а струм колектора

$$I_{\text{К}} = \beta^* I_{\text{Б}} + (\beta^* + 1) I_{\text{КБ0}}. \quad (4.103)$$

Умовою пробою в цьому випадку буде $\beta^* = \rightarrow \infty$, тобто $M \alpha = \rightarrow 1$. З цього можна зробити висновок, що напруга пробою в схемі із загальним емітером в активному режимі $U_{\text{В}}$ менша порівняно із схемою із загальною базою — U_{α} . Підставивши у вираз коефіцієнта лавинного помноження умову $M = 1/\alpha$ і припустивши при цьому, що $U = U_{\text{В}}$, отримаємо

$$U_{\text{В}} = U_{\text{Л}} \sqrt[n]{1 - \alpha}. \quad (4.104)$$

Розрахунок показує, що $U_{\text{В}}$ в два-три рази менша, ніж U_{α} .

Напруга пробою в схемі із загальним емітером залежить від зовнішнього опору базового кола $R_{\text{Б}}$ (рис. 4.21). Цей опір обумовлює додатний зворотний зв'язок у транзисторі: збільшення зворотного струму колектора в режимі лавинного помноження $I_{\text{КБ0}}^* = M I_{\text{КБ0}}$, викликає збільшення спаду напруги на опорі на величину $R_{\text{Б}} I_{\text{КБ0}}^*$. Ця напруга зміщує емітерний перехід у прямому напрямі, що призводить до збільшення колекторного струму, до нового збільшення спаду

напруги на R_B і т.ін. У результаті транзистор втрачає стійкість і струм колектора необмежено зростає. Чим більший R_B , тим більший зворотний зв'язок. Найменша напруга пробую відповідає випадку обриву кола бази. З цієї причини не рекомендується подавати напругу на транзистор з вимкнутою базою.

Найбільш стійким є режим короткого замикання в колі бази ($U_{EB} = 0$). Однак навіть в цьому випадку внаслідок наявності об'ємного опору бази r'_B напруга пробую виявляється меншою, ніж у схемі із загальною базою при вимкненому емітері (рис. 4.22, а).

Змикання переходів. У транзисторах з тонкою базою можливий специфічний вид пробую, зумовлений змиканням колекторного та емітерного переходів. Зі збільшенням зворотної напруги колекторний перехід розширюється в бік бази та може досягти емітерного переходу. При цьому потенціальний бар'єр емітерного переходу майже зникає, дірки безперешкодно потрапляють в колектор (рис. 4.8) і струм через структуру різко збільшується (див. формулу (4.6)).

Вторинний пробій. Під вторинним пробоем розуміють явище, яке приводить до несподіваного переходу транзистора в режим, який характеризується низьким значенням напруги та великим струмом колектора. На вихідних ВАХ у разі вторинного пробую з'являється відрізок з від'ємним диференціальним опором (рис. 4.22, а). Вторинний пробій зазвичай призводить до повної деградації та виходу транзистора з ладу.

В активному режимі транзистора вторинний пробій передусім виникає через порушення рівномірного струморозподілу по активній площі колекторного $p-n$ переходу («шнурування» струму), що призводить до утворення локальних ділянок перегріву та втрати стійкості.

Причинами, які призводять до «шнурування» струму, є різного роду неоднорідності та дефекти транзисторної структури.

Розглянемо один з можливих механізмів «шнурування» струму, зумовлений неоднорідністю ширини колекторного $p-n$ переходу.

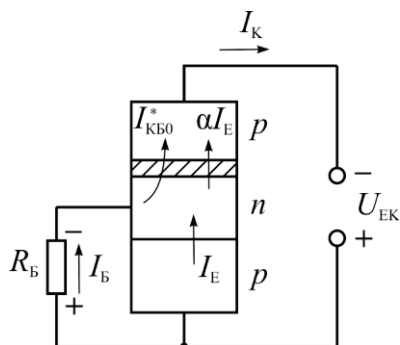


Рис. 4.21. Вплив опору в колі бази на пробій в транзисторі, ввімкненого за схемою із загальним емітером

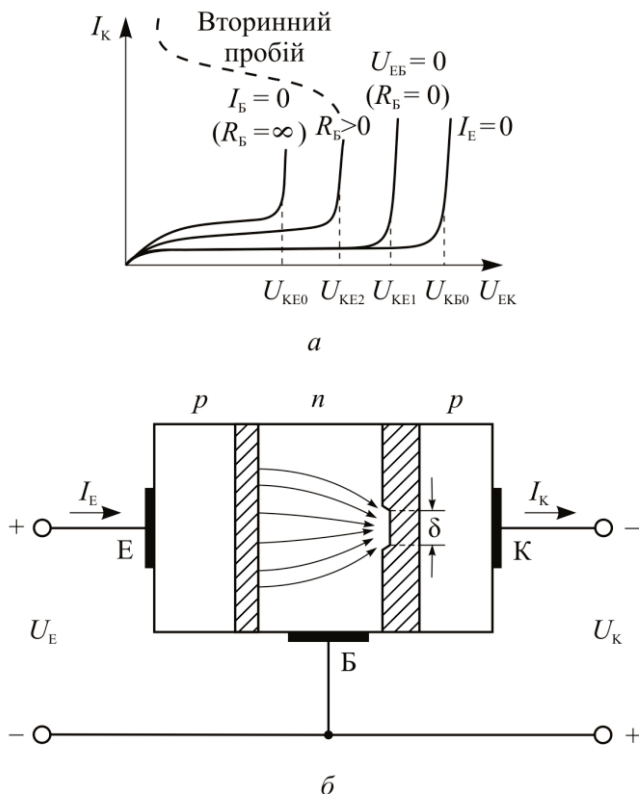


Рис. 4.22. Вольт-амперні характеристики транзистора в області пробую за різних режимів роботи (а); схема до пояснення шнурування струму в транзисторі (б)

Нехай на ділянці « δ » ширина p - n переходу буде меншою, ніж на іншій його площі (рис. 4.22, б). Тоді зі збільшенням колекторної напруги на цій ділянці буде створюватися максимальна напруженість електричного поля, під дією якої відбувається лавинне помноження носіїв заряду. Це приводить до зростання густини струму на локальній ділянці « δ », локального розігрівання й теплової генерації носіїв заряду. При цьому електрична провідність у місці розігрівання підвищується, що, у свою чергу, приводить до нового зростання густини струму та до ще більшого розігрівання ділянки і т.д. Оскільки електропровідність ділянок, що прилягають до p - n переходу, виявляється меншою, ніж ділянки « δ », то електричний струм у вузькому місці буде стягуватися в

тонкий шнур. Напряга на переході різко спадає та відбувається вторинний пробій. Подібний механізм може зумовлюватися неоднорідним розподілом електричної провідності в ділянках транзистора, локальним збільшенням коефіцієнта передачі емітерного струму, неоднорідністю струморозподілу в емітерному переході та ін.

4.10.2. Особливості пробою планарних транзисторів

Найбільшу пробивну напругу має плоский $p-n$ перехід. У планарних транзисторах унаслідок їх конструктивних і технологічних особливостей напруга пробою суттєво менша, ніж в плоскому $p-n$ переході. Це передусім стосується колекторного переходу. В процесі дифузії при утворенні базової ділянки транзистора атоми домішки глибоко проникають під захисну плівку SiO_2 і фронт дифузії завжди має закруглення (рис. 4.23). Тому колекторний перехід має складну геометрію. В загальному випадку його можна розбити на три ділянки (рис. 4.24). Центральна частина (ділянка I) є плоскою, ділянки по краях (II) з достатньою точністю можна вважати циліндричними, а в кутах (ділянки III) — сферичними. Найменшу напругу пробою мають сферичні ділянки.

Зв'язок між напругою пробою циліндричних ділянок $U_{\text{прб.ц}}$, сферичних ділянок $U_{\text{прб.сф}}$ з напругою пробою плоского $p-n$ переходу $U_{\text{прб.пл}}$ з однаковою концентрацією домішки у високоомній ділянці встановлюється такими формулами:

$$U_{\text{прб.ц}} = U_{\text{прб.пл}} \frac{R_0}{l_k} \left(\sqrt{2 \frac{l_k}{R_0} + 1} - 1 \right); \quad (4.105)$$

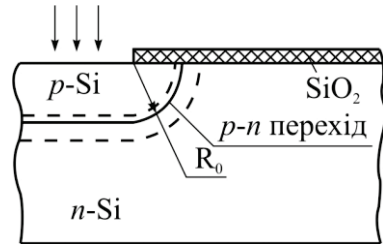


Рис. 4.23. Дифузія під край плівки SiO_2

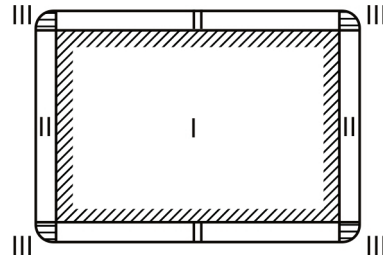


Рис. 4.24. Конфігурація колекторного $p-n$ переходу в процесі дифузії через прямокутну оксидну маску (I — площинна, II — циліндрична, III — сферична)

$$U_{\text{прб.сф}} = U_{\text{прб.пл}} \frac{R_0}{l_k} \left[\sqrt[3]{3 \left(\frac{l_k}{R_0} \right)^2 + 1} - 1 \right], \quad (4.106)$$

де l_k — ширина плоского p - n переходу за напруги пробою $U_{\text{прб.пл}}$; R_0 — радіус закруглення металургійної межі p - n переходу.

На напругу пробою колекторного переходу планарного транзистора впливає наявність термічно вирошеної захисної плівки SiO_2 . Плівка

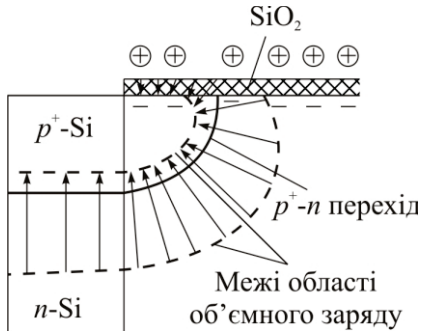


Рис. 4.25. Вплив заряду в плівці SiO_2 на ширину колекторного p - n переходу

SiO_2 має позитивний заряд, зумовлений кисневими вакансіями та забрудненнями іонами натрію. Під дією цього заряду колекторна ділянка n - p - n транзистора на межі з плівкою SiO_2 збагачується електронами, внаслідок чого колекторний перехід звужується (рис. 4.25) і його пробивна напруга зменшується. Те саме відбувається у разі перерозподілу фосфору в n -

кремнії в процесі термічного вирощування плівки SiO_2 , в результаті якого концентрація фосфору, та, відповідно електронів у приповерхневому шарі кремнію зростає. Пробивна напруга може зменшуватися внаслідок утворення інверсного шару в p -області, а також через інші фактори.

4.10.3. Методи підвищення пробивних напруг

Наблизити напругу пробою ділянок закруглення до напруги пробою плоскої частини p - n переходу дозволяють деякі конструктивні та технологічні методи.

Метод охоронного кільця. Відповідно до рівнянь (4.105) і (4.106) напруга пробою ділянок закруглення p - n переходу тим більша, чим більший радіус кривизни R_0 . Для збільшення R_0 по периферії планарного p - n переходу утворюють додаткову дифузійну ділянку (охоронне кільце) такої ж електропровідності, що й ділянка бази, але

з більшою глибиною залягання (рис. 4.26). Таким чином, p - n перехід, утворений охоронним кільцем, буде мати більший радіус кривизни. Цей метод дозволяє збільшити напругу пробою в 1,5 — 2 рази. Недоліки методу — збільшення бар'єрної ємності та потреба в додаткових технологічних операціях.

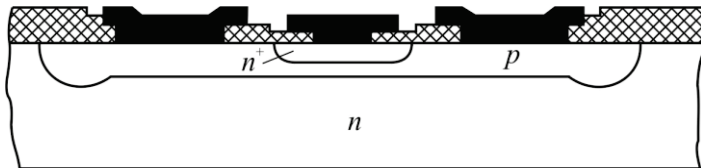


Рис. 4.26. Структура транзистора з охоронним кільцем

Метод розширеного базового електрода. Цей метод дозволяє нейтралізувати вплив позитивного заряду в плівці SiO_2 на напругу пробою колекторного p - n переходу в n - p - n транзисторах. Суть методу полягає в розширенні базового електрода на стійки, що він розповсюджується на ділянку колектора (рис. 4.27). Під дією електричного поля, яке виникає з поданням робочої напруги на транзистор («плюс» на колектор, «мінус» на базу), приповерхнева ділянка колектора збіднюється основними носіями. Внаслідок цього p - n перехід розширюється, а напруга пробою зростає. Метод не потребує додаткових технологічних операцій. Однак збільшення площі базового електрода приводить до зростання ємності колектора та до зменшення граничної частоти транзистора.

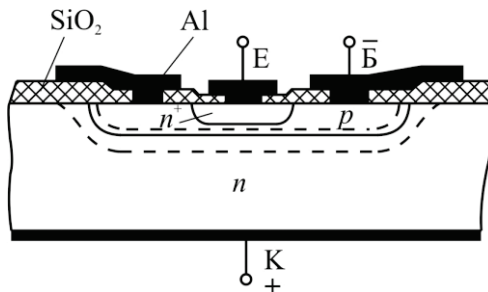


Рис. 4.27. Структура високовольтного транзистора з розширеним базовим електродом

Метод подільних кілець. Метод полягає в утворенні по периферії колекторного p - n переходу кільцевих подільників напруги.

У процесі виготовлення транзистора одночасно з базовою областю утворюються додаткові ділянки p -типу (подільні кільця), які утворюють з n -областю колектора p - n переходи (рис. 4.28). Віддаль між подільними кільцями та базовою областю вибирають такою, щоб за деякої зворотної напруги зміщення, яка близька до напруги пробою, зовнішня межа об'ємних зарядів колекторного p - n переходу та p - n переходу кільця змикалися. При цьому, по-перше, суттєво збільшується ширина ділянки об'ємного заряду в місцях закруглення і, по-друге, збільшується радіус кривизни. Якщо утворити декілька подільних кілець, можна наблизити напругу пробою до величини, яка відповідає напрузі пробою плоского p - n переходу.

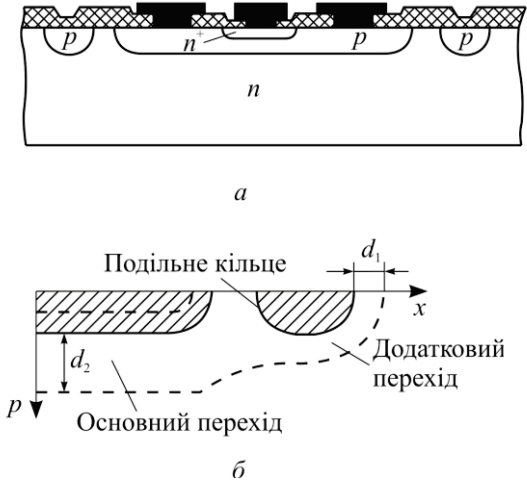


Рис. 4.28. Структура транзистора з подільним кільцем (а) та схема роботи подільного кільця (б)

Метод протиканальних кілець. У базі транзистора n - p - n і колекторі транзистора p - n - p під дією позитивного заряду в плівці SiO_2 можливе утворення провідних інверсних каналів. При цьому внаслідок малої концентрації акцепторної домішки в колекторній області ($N_A = 10^{15} \dots 10^{16} \text{ см}^{-3}$) ймовірність утворення каналу виявляється досить високою. Для боротьби з цим явищем одночасно з формуванням емітера навколо колекторного переходу утворюють висококолеговану ділянку p -типу (протиканальне кільце). Оскільки концентрація дірок поблизу поверхні кільця набагато більша, ніж

біля поверхні колектора, то створення інверсного каналу поблизу p - n переходу виключається.

Для компенсації заряду плівки SiO_2 протиканальне кільце з'єднують з потенціальним металевим електродом (рис. 4.29), який розміщено над колекторним p - n переходом.

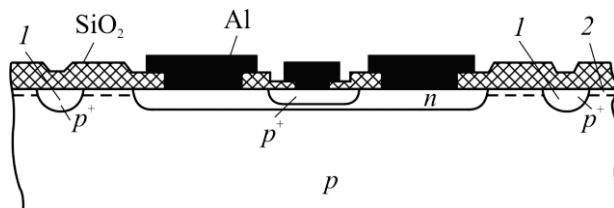


Рис. 4.29. Структура транзистора з протиканальними кільцями:
1 — протиканальне кільце; 2 — канал

4.11. Частотні властивості транзисторів

Розглядаючи роботу транзистора, припускали, що його параметри суто активні та не залежать від частоти. Таке припущення слушне тільки у випадку низьких частот. Із зростанням частоти помітним є вплив ємностей p - n переходів, а також часу руху носіїв через базу, у результаті чого транзистор втрачає свої підсилювальні властивості.

За частотними властивостями транзистори поділяють на чотири групи:

- низькочастотні — з робочою частотою до 3 МГц;
- середньочастотні — з робочою частотою до 30 МГц;
- високочастотні — з робочою частотою до 300 МГц;
- надвисокочастотні — з робочою частотою понад 300 МГц.

4.11.1. Частотна залежність коефіцієнта α

На частотну залежність коефіцієнта підсилення транзистора за струмом у схемі із загальною базою впливають ємності емітерного та колекторного переходів і кінцевий час руху носіїв заряду через базу. Ступінь впливу цих факторів різний для різних типів транзисторів. У бездрейфових транзисторах на залежність α від частоти переважно

впливає час дифузії носіїв через базу. У дрейфових транзисторах час дрейфу носіїв через базу дуже малий, тому головну роль у частотній залежності α відіграють ємності переходів.

Вплив емітерної та колекторної ємностей. Розглянемо вплив ємностей на прикладі Т-подібної еквівалентної схеми з генератором

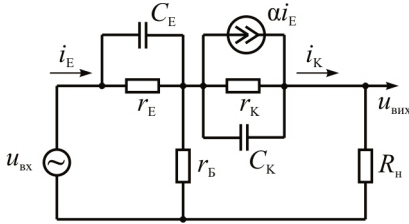


Рис. 4.30. Еквівалентна схема транзистора з урахуванням ємностей p - n переходів

струму в колекторному колі (рис. 4.30).

На низьких частотах опір ємності C_K і опір r_K набагато більші від опору навантаження R_n . Тому струм генератора αi_E замикається через опір навантаження. Зі зростанням частоти опір ємності C_K зменшується і через неї розгалужується частина струму, створеного генератором

αi_E , що приводить до зменшення струму i_K , а отже, і до зменшення коефіцієнта α .

Ємність емітерного переходу C_E шунтує малий опір r_E . На високих частотах повний струм емітера i_E визначається двома складовими: струмом через опір r_E , що пов'язаний з інжекцією носіїв заряду, і струмом зміщення через ємність C_E , який не пов'язаний з інжекцією. За постійного струму i_E з підвищенням частоти складова струму зміщення збільшується, а складова струму інжекції зменшується, що означає зменшення коефіцієнта інжекції. Слід мати на увазі, що опір r_E малий і шунтувальною дією C_E можна нехтувати на відміну від ємності C_K .

Вплив часу руху носіїв через базу. Час руху носіїв заряду від емітера до колектора суттєво впливає на частотну залежність коефіцієнта перенесення транзистора. У бездрейфових транзисторах цей час визначається дифузійними процесами та відповідає часу дифузії носіїв через базу $t_{диф}$. Кінцевий час дифузії носіїв зумовлює такі наслідки:

- струм колектора завжди відстає за фазою відносно струму емітера;
- форма струму колектора відрізняється від форми струму емітера;
- з підвищенням частоти струм колектора зменшується.

Щоб оцінити час $t_{\text{диф}}$, знайдемо напрямлену швидкість руху дірок V_p через базу:

$$j_{p\text{диф}} = -qD_p \frac{dp}{dx} = qpV_p. \quad (4.106)$$

Звідси

$$V_p = -\frac{D_p}{p} \frac{dp}{dx}. \quad (4.107)$$

Згідно з рівнянням (4.8) розподіл дірок у базі можна подати у вигляді

$$p_{\text{нБ}} = p_{\text{Е}} \left(1 - \frac{x}{W_{\text{Б}}} \right). \quad (4.108)$$

Диференціюючи вираз (4.108) за x і підставляючи результат у рівняння (4.107), знаходимо

$$V_p = \frac{D_p}{W_{\text{Б}} - x}. \quad (4.109)$$

Час пролітання дірок через базу

$$t_{\text{диф}} = \int_0^W \frac{dx}{V_p} = \frac{1}{D_p} \int_0^W (W_{\text{Б}} - x) dx = \frac{W_{\text{Б}}^2}{2D_p}. \quad (4.110)$$

Отже, час руху $t_{\text{диф}}$ прямо пропорційний квадрату товщини бази та обернено пропорційний коефіцієнту дифузії носіїв у базі.

На низьких частотах, коли час дифузії $t_{\text{диф}}$ набагато менший від періоду повторення вхідного сигналу, дифузійні процеси в базі та струм колектора встигають слідувати за зміною струму емітера. Однак з підвищенням частоти дифузійні процеси дедалі більше відстають від зміни вхідного сигналу, внаслідок чого збільшується зсув за фазою ϕ між струмом колектора та струмом емітера та зменшується амплітуда струму колектора, що рівнозначно зменшенню коефіцієнта перенесення χ і коефіцієнта підсилення α . На високих частотах коефіцієнт α є комплексною величиною.

Залежність α від частоти можна апроксимувати формулою

$$\dot{\alpha} = \frac{\alpha_0}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha}}. \quad (4.111)$$

Модуль і аргумент коефіцієнта α визначають за формулами:

$$|\alpha| = \frac{\alpha_0}{\sqrt{1 + j \frac{\omega^2}{\omega_\alpha^2}}}; \quad (4.112)$$

$$\varphi = \arctg \frac{\omega}{\omega_\alpha}, \quad (4.113)$$

де α_0 — значення коефіцієнта підсилення на низькій частоті.

Частоту ω_α називають рубіжною. На цій частоті модуль α зменшується в $\sqrt{2}$ разів, або на 3 дБ. Рубіжна частота визначається часом руху носіїв заряду через базу та становить

$$\omega_\alpha = \frac{2D_p}{W_B^2}. \quad (4.114)$$

Наприклад, для сплавного германієвого транзистора з товщиною бази 20 мкм і коефіцієнтом дифузії $D_p = 44 \text{ см}^2/\text{с}$ рубіжна частота

$$f_\alpha = \frac{\omega_\alpha}{2\pi} = \frac{2 \cdot 44}{6,28 \cdot 20^2 \cdot 10^{-8}} = 3,5 \text{ МГц}. \quad (4.115)$$

Фазовий кут між струмом колектора та струмом емітера на рубіжній частоті відповідно до рівняння (4.113) дорівнює 45° . На практиці цей кут становить $55^\circ \dots 57^\circ$. Тому у формулу (4.113) вводять поправковий коефіцієнт:

$$\varphi = 1,22 \arctg \frac{\omega}{\omega_\alpha}. \quad (4.116)$$

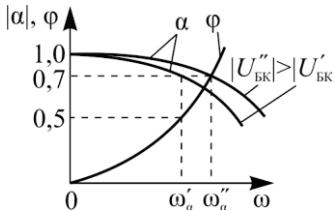


Рис. 4.31. Залежність модуля α і фазового зсуву φ від частоти

Рубіжна частота залежить від напруги на колекторному переході внаслідок модуляції товщини бази. З підвищенням $|U_{БК}|$ рубіжна частота зростає, оскільки розширюється колекторний перехід і зменшується ефективна товщина бази (рис. 4.31).

Дрейфові транзистори значно перевищують за частотними властивостями бездрейфові. Це пояснюється двома факторами: швидкість дрейфу більша від швидкості дифузії; товщина бази у дрейфових транзисторах на порядок менша, ніж у бездрейфових.

4.11.2. Частотна залежність коефіцієнта β

У схемі із загальним емітером коефіцієнт підсилення транзистора за струмом β залежить від частоти значно більше, ніж коефіцієнт α . Це зумовлено тим, що на частотну залежність модуля β впливає як зменшення модуля α , так і збільшення фазового зсуву між струмом колектора та струмом емітера.

Розглянемо векторні діаграми струмів у транзисторі, які відповідають різним частотам. На частоті $\omega \approx 0$ вектори струмів i_E , i_K , i_B збігаються за фазою і струм бази $i_B = i_E - i_K$. Із зростанням частоти між струмами i_E і i_K виникає фазовий зсув. Але відповідно до закону Кірхгофа сума струмів у транзисторі для будь-якої частоти дорівнює нулю, тому вектори i_E , i_K , i_B утворюють замкнений трикутник (рис. 4.32). На частоті ω_α фазовий зсув $\varphi_\alpha = 55^\circ$, модуль вектора i_K зменшується в $\sqrt{2}$ рази, а модуль струму i_B збільшується в декілька разів. Оскільки $|\beta| = \frac{|i_K|}{|i_B|}$, то зрозуміло, що на частоті ω_α коефіцієнт β зменшується значно більше, ніж коефіцієнт α .

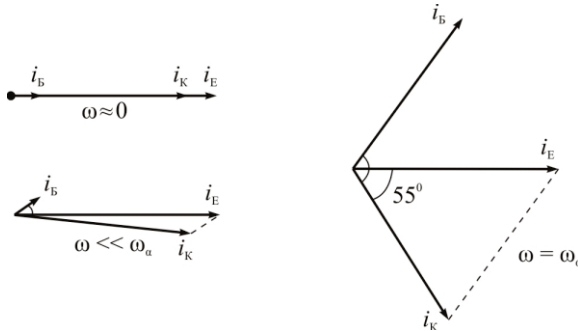


Рис. 4.32. Векторна діаграма струмів у транзисторі на різних частотах

Частоту, на якій модуль β зменшується в $\sqrt{2}$ разів, називають *рубіжною частотою транзистора у схемі із загальним емітером* і позначають через ω_β .

Знаходимо співвідношення між ω_β і ω_α :

$$\beta = \frac{\dot{\alpha}}{1 - \dot{\alpha}} = \frac{\frac{\alpha_0}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha}}}{1 - \frac{\alpha_0}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha}}} = \frac{\frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha(1 - \alpha_0)}} = \frac{\beta_0}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\beta}}. \quad (4.117)$$

Отже, рубіжна частота

$$\omega_\beta = \omega_\alpha(1 - \alpha_0) = \frac{\omega_\alpha}{\beta_0 + 1}. \quad (4.118)$$

Можна показати, що рубіжна частота у схемі із загальним емітером не залежить від товщини бази та визначається тільки тривалістю життя носіїв у базі:

$$\omega_\beta = \omega_\alpha(1 - \alpha_0) = \frac{2D_p}{W_B^2} \left[1 - \left(1 - \frac{1}{2} \frac{W_B^2}{L_p^2} \right) \right] = \frac{1}{\tau_p}. \quad (4.119)$$

Частотні властивості транзистора у схемі із загальним емітером характеризуються також граничною частотою ω_T , на якій модуль β зменшується до одиниці. Ця частота має більший фізичний зміст, ніж ω_α і ω_β , оскільки вказує на те, що підсилення на частотах, більших від ω_T , неможливе.

4.12. Робота транзистора в імпульсному режимі

Транзистори широко застосовують у різних імпульсних пристроях. Вимога, що ставлять до транзистора, — відтворювати підсилений імпульс на виході без спотворення. Розрізняють два види роботи транзистора в імпульсному режимі: підсилення малих імпульсних сигналів і робота як ключа.

Підсилення малих імпульсних сигналів нічим не відрізняється від підсилення синусоїдних сигналів, коли транзистор перебуває в активному режимі.

Працюючи як ключ, транзистор може перебувати в двох режимах — режимі відсікання (стан «закрито») та режимі насичення (стан «відкрито»). У закритому стані транзистор має великий опір і через

нього проходить малий струм, а у відкритому стані транзистор має малий опір і через нього проходить великий струм. Перемикання транзистора з режиму відсікання в режим насичення супроводжується перехідними процесами, які зумовлені нагромадженням заряду в базі та дією ємностей емітерного та колекторного $p-n$ переходів.

Розглянемо проходження прямокутного імпульсу струму в транзисторі, який ввімкнено за схемою із загальною базою та із загальним емітером в ключовому режимі.

4.12.1. Схема із загальною базою

Схему транзисторного ключа із загальною базою показано на рис. 4.33, *а*. У початковому стані транзистор перебуває у стані відсікання, тобто емітерний та колекторний переходи зміщені у зворотному напрямі джерелами U_E і U_K і через них протікають малі зворотні струми $I_{EБ0}$ і $I_{КБ0}$. В коло колектора транзистора ввімкнено резистор навантаження R_H , величина якого визначає положення лінії навантаження на вихідних ВАХ (рис. 4.33, *б*). У коло емітера ввімкнено резистор R_E , величина опору якого значно більша від опору емітерного переходу та забезпечує режим генератора струму в колі емітера. Із подаванням на вхід транзистора великого імпульсу струму, який відповідає, наприклад, струму I_{E4} (рис. 4.33, *б*), робоча точка з положення 1 по лінії навантаження переміщується через активну область вихідних характеристик у положення 2, яке відповідає режиму насичення.

У режимі відсікання опір колекторного переходу r_K значно більший від опору навантаження R_H , тому можна вважати, що вся напруга колекторного джерела падає на переході і $U_{BK} = U_K$.

У режимі насичення транзистор відкритий, опір $r_K \ll R_H$ і в колі колектора буде протікати струм насичення

$$I_{KH} = \frac{U_K}{R_H}. \quad (4.120)$$

Подавання імпульсу струму емітера, який більший за I_{E4} , не приводить до збільшення струму колектора, оскільки в режимі насичення транзистор втрачає підсилювальні властивості. Тому коефіцієнт підсилення транзистора в ключовому режимі може суттєво відрізнятись від коефіцієнта підсилення малого сигналу.

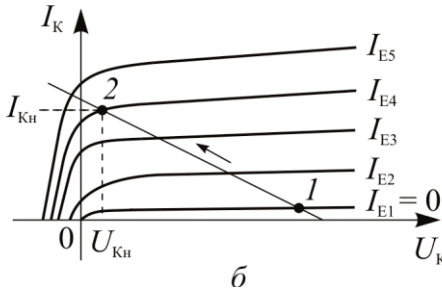
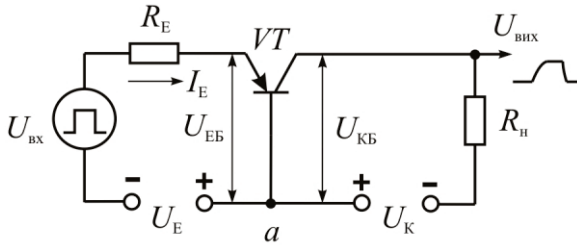


Рис. 4.33. Схема транзисторного ключа із загальною базою (а) та зміщення робочої точки на вихідних ВАХ у разі подавання на вхід транзистора імпульсу струму емітера (б)

Після подавання імпульсу струму емітера в прямому напрямі струм колектора з'являється не одразу внаслідок кінцевого часу руху носіїв через базу та наявності бар'єрних ємностей. Час, на який колекторний струм запізнюється відносно струму емітера, називають часом затримки t_3 (рис. 4.34, в). Дірки, які інжектувалися в момент подавання струму, мають максвелівський розподіл за швидкостями і досягають колектора неодноразом. Тому передній фронт імпульсу струму колектора збільшується поступово протягом досягнення дірками колекторного переходу. Початок фронту визначається «швидкими» дірками, а кінець — «повільними». Середньому часу пролітання дірок відповідає максимальна швидкість наростання фронту. Протягом наростання переднього фронту імпульсу колекторного струму $t_{\phi 1}$ у базі транзистора відбувається нагромадження неосновних носіїв заряду. Суму часу $t_3 + t_{\phi 1}$ називають часом вмикання транзисторного ключа $t_{\text{вмк}}$. Для зменшення часу вмикання необхідно зменшувати товщину бази, збільшувати швидкість руху носіїв через базу та зменшувати бар'єрні ємності емітера та колектора. Розподіл дірок у базі в різні

моменти часу наростання фронту імпульсу зображено на рис. 4.34, *з*. Зміщення кривих розподілу дірок уверх відповідає зростанню напруги на емітерному переході впродовж заряджання його бар'єрної ємності. У момент часу t_4 струм колектора досягає значення $I_{Кн}$ і транзистор переходить у режим насичення. При цьому концентрація дірок у базі біля колекторного переходу буде перевищувати рівноважне значення.

Реально струм колектора виявляється дещо більшим порівняно з $I_{Кн}$, оскільки колекторний перехід зміщується не тільки напругою джерела U_K , але й напругою U_B , яка спадає на об'ємному опорі бази транзистора під час протікання колекторного струму, тобто

$$I_K = \frac{(U_K + U_B)}{R_H} . \quad (4.121)$$

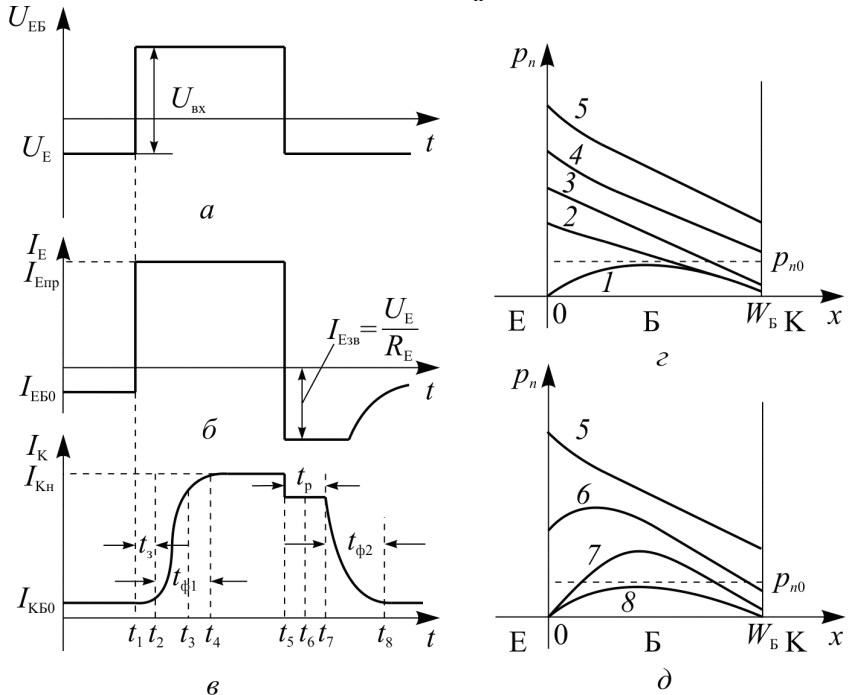


Рис. 4.34. Часові залежності напруги емітера (*а*), струму емітера (*б*), струму колектора (*в*) під час роботи транзистора в ключовому режимі за схемою із загальною базою та розподіл неосновних носіїв заряду в базі у різні моменти часу (*з*, *д*)

У момент часу t_5 струм емітера змінює напрям і його величина визначається напругою на резисторі R_E . При цьому струм колектора стрибком змінюється на деяку величину, оскільки спад напруги на опорі бази змінює полярність і струм колектора

$$I_K = \frac{(U_K - U_B)}{R_H} . \quad (4.122)$$

Із цього часу починається процес розсмоктування неосновних носіїв, які нагромадилися в базі, однак протягом деякого часу струм емітера та струм колектора залишаються незмінними. Це зумовлено тим, що в момент часу t_5 перемикання струму емітера концентрація надмірних дірок біля емітерного та колекторного переходів не може миттєво зменшитися до нуля, тому опір переходів залишається близьким до нуля й струм через них буде обмежуватися тільки зовнішніми опорами R_E і R_K . З часом концентрація надмірних носіїв у базі зменшується і в момент часу t_7 біля переходів буде дорівнювати нулю. З цього часу струми емітера та колектора починають зменшуватися. Проте зменшення струмів емітера та колектора не обов'язково мають починатися одночасно.

Час з моменту закінчення імпульсу прямого струму до початку зменшення струму колектора називають часом розсмоктування t_p (рис. 4.34, в).

Спадання струму колектора характеризується тривалістю заднього фронту імпульсу $t_{\phi 2}$. Суму інтервалів $t_p + t_{\phi 2}$ називають часом вимикання транзисторного ключа $t_{\text{вим}}$.

Для зменшення часу вимикання в базу транзистора вводять домішки (наприклад, золото), які утворюють рекомбінаційні уловлювачі, що приводить до збільшення швидкості рекомбінації неосновних носіїв заряду в базі та до зменшення їх часу життя. Однак при цьому зменшується коефіцієнт передачі емітерного струму.

4.12.2. Схема із загальним емітером

У ключовому режимі в транзисторі, який ввімкнено із загальним емітером (рис. 4.35), відбуваються такі ж процеси, що й у схемі із загальною базою. Формування переднього та заднього фронтів імпульсу колекторного струму зумовлено нагромадженням і роз-

смоктуванням нерівноважного заряду в базі при перемиканні струму бази із прямого на зворотній. Процеси перемикання транзистора показано на рис. 4.36.

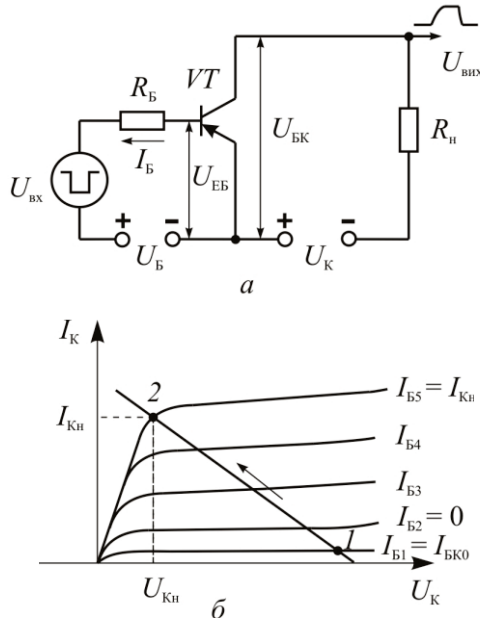


Рис. 4.35. Схема транзисторного ключа із загальним емітером (а) та зміщення робочої точки на вихідних ВАХ у разі подання на вхід транзистора імпульсу струму бази (б)

Відмітною особливістю часової залежності струму колектора в схемі із загальним емітером порівняно з аналогічною залежністю в схемі із загальною базою є стрибкоподібне збільшення струму колектора в разі зміни напрямку струму бази. Вхідному вмикальному струму бази відповідає від'ємний потенціал на базовому вході відносно потенціалу загального емітерного виводу. Тому напругу на об'ємному опорі бази U_B необхідно віднімати від напруги U_K і струм колектора в режимі насичення

$$I_{КН} = \frac{U_K - U_B}{R_Н} . \quad (4.123)$$

При вимиканні транзистора струм бази змінює напрям і напругу U_B необхідно додавати до напруги U_K , тоді струм колектора

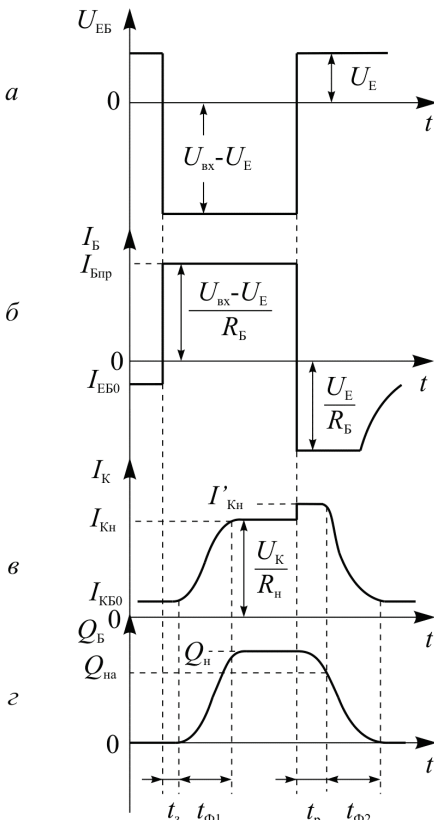


Рис. 4.36. Часові залежності напруги бази (а), струму бази (б), струму колектора (в) і заряду в базі (г)

нейтральною, її сумарний заряд дорівнює нулю, а позитивний та негативний заряди завжди однакові:

$$Q_D + Q_p = Q_n, \quad (4.125)$$

де Q_D — позитивний заряд іонізованих донорів в емітерному та колекторному $p-n$ переходах; Q_p — заряд дірок у базі; Q_n — заряд електронів у базі.

При змінюванні режиму роботи має бути однаковою і швидкість змінювання різноіменних зарядів:

$$\frac{dQ_D}{dt} + \frac{dQ_p}{dt} = \frac{dQ_n}{dt}. \quad (4.126)$$

$$I_{Кн} = \frac{U_K + U_B}{R_H}. \quad (4.124)$$

Важливим параметром транзистора як електронного ключа є спад напруги на транзисторі у відкритому стані (в режимі насичення). Ця напруга має бути якомога меншою.

4.12.3. Аналіз перехідних процесів у транзисторі

Проаналізуємо перехідні процеси вмикання та вимикання транзистора для схеми із загальним емітером.

Рівняння заряджування.

Процеси нагромадження та розсмоктування надмірних зарядів у транзисторі описуються рівнянням заряджування, яке можна отримати з умови електронейтральності бази. Оскільки база в будь-який момент часу має бути електрично

Змінювання заряду донорів Q_D зумовлено змінюванням ширини емітерного та колекторного переходів під дією напруги. Тому

$$\begin{aligned} \frac{dQ_D}{dt} &= \frac{d(Q_{DE} + Q_{DK})}{dt} = \frac{dQ_{DE}}{dU_{EB}dt} \frac{dU_{EB}}{dt} + \frac{dQ_{DK}}{dU_{KB}dt} \frac{dU_{KB}}{dt} = \\ &= C_{Ебар} \frac{dU_{ЕБ}}{dt} + C_{Кбар} \frac{dU_{БК}}{dt}, \end{aligned} \quad (4.127)$$

де $C_{Ебар}$ і $C_{Кбар}$ — бар'єрні ємності емітерного та колекторного переходів.

Змінювання заряду електронів Q_n з часом зумовлено струмом бази i_B і рекомбінацією нерівноважних носіїв заряду в базі p_n , швидкість якої прямо пропорційна величині їх заряду Q_p і обернено пропорційна часу життя τ_p :

$$\frac{dQ_n}{dt} = i_B - \frac{Q_p}{\tau_p}. \quad (4.128)$$

Тоді співвідношення (4.126) набуває вигляду

$$C_{Ебар} \frac{dU_{ЕБ}}{dt} + C_{Кбар} \frac{dU_{БК}}{dt} + \frac{dQ_p}{dt} + \frac{Q_p}{\tau_p} = i_B. \quad (4.129)$$

У планарних транзисторах заряд нагромаджується також в області колектора, тому в рівняння (4.129) необхідно ввести додаткову складову, яка враховує змінення цього заряду Q_K :

$$C_{Ебар} \frac{dU_{ЕБ}}{dt} + C_{Кбар} \frac{dU_{БК}}{dt} + \frac{dQ_p}{dt} + \frac{Q_p}{\tau_p} + \frac{Q_K}{\tau_K} = i_B.$$

Якщо позначити $Q_p + Q_K = Q_B$ і ввести ефективний час життя нерівноважних носіїв заряду τ_B , тоді

$$C_{Ебар} \frac{dU_{ЕБ}}{dt} + C_{Кбар} \frac{dU_{БК}}{dt} + \frac{dQ_B}{dt} + \frac{Q_B}{\tau_B} = i_B. \quad (4.130)$$

Співвідношення (4.130) є рівнянням заряджування. Воно дозволяє проаналізувати перехідні процеси в транзисторі, не розв'язуючи рівняння неперервності, яке значно складніше для використання, оскільки визначає закон розподілу заряду в базі, в той час, як розв'язок рівняння (4.130) дає тільки сумарний заряд бази. Однак для розрахунку струмів необхідно встановити зв'язок між цим зарядом і струмом у транзисторі.

В активному режимі нерівноважний заряд дірок у базі зумовлено значенням струму емітера та часом дифузії дірок через базу:

$$Q_p = I_E \tau_{\text{диф}} = I_E \frac{W_B^2}{2D_p}, \quad (4.131)$$

де $\tau_{\text{диф}} = \frac{1}{\omega_\alpha}$.

Струм колектора $I_K = \alpha I_E$. З урахуванням цього можна встановити зв'язок між струмом колектора та нерівноважним зарядом дірок у базі:

$$Q_p = \frac{I_K}{\alpha} \tau_{\text{диф}} = I_K \tau_K, \quad (4.132)$$

де $\tau_K = \frac{\tau_{\text{диф}}}{\alpha} = \frac{1}{\alpha \omega_\alpha}$.

Зв'язок між зарядом Q_p і струмом бази можна отримати із співвідношення (4.130), якщо розглянути усталений стан, коли $i_B = I_B$ і всі похідні дорівнюють нулю. Тоді $Q_p \approx Q_B = I_B \tau_B$. Звідси із врахуванням рівняння (4.132) дістаємо

$$\tau_B = \frac{Q_B}{I_B} = \frac{Q_B}{I_E (1-\alpha)} = \frac{\tau_K}{1-\alpha} = \frac{1}{(1-\alpha)\omega_\alpha} = \frac{1}{\omega_\beta}. \quad (4.133)$$

Цей стан використовують для аналізу перехідних процесів у транзисторі методом зарядження. Оскільки розподіл заряду в базі встановлюється за час пролітання носіїв через базу, тому, очевидно, що метод зарядження можна застосовувати тільки у тих випадках, коли тривалість перехідних процесів більша від часу дифузії носіїв заряду через базу $\tau_{\text{диф}}$.

Аналіз процесу вмикання транзистора. На першому етапі вмикання протягом часу t_3 транзистор перебуває в режимі відсікання, а напруга на його вході зростає від U_E , яка зміщує емітерний перехід у зворотному напрямі до напруги відпирання $U_{E_{\text{Бвдп}}}$, за якої перехід відпирається та з'являється струм бази. Напруга відпирання $U_{E_{\text{Бвдп}}}$ у кремнієвих транзисторів становить 0,5...0,7 В, у германієвих — 0,2...0,3 В.

У режимі відсікання нерівноважний заряд бази Q_B дорівнює близько нулю і його зміною порівняно із зміною заряду емітерного та колекторного переходів можна знехтувати. Тоді рівняння зарядження (4.130) набуде такого вигляду:

$$C_{E\text{бар}} \frac{dU_{E\text{Б}}}{dt} + C_{K\text{бар}} \frac{dU_{BK}}{dt} = I_{\text{Бпр}}, \quad (4.134)$$

де $I_{\text{Бпр}} = \frac{U_{\text{вх}} - U_{\text{Е}}}{R_{\text{Б}}}$ — амплітуда імпульсу струму бази в прямому

напрямі. Цей струм для переведення транзистора із режиму відсікання в режим насичення має бути більшим за струм бази $I_{\text{Б5}}$ (див. рис. 4.35, б).

У режимі відсікання напруга на колекторі постійна та дорівнює напрузі джерела живлення $U_{\text{К}}$, але напруга колекторного переходу $U_{\text{БК}}$ змінюється внаслідок зміни напруги бази на таку саму величину, що й напруга емітерного переходу.

Ємності емітерного та колекторного переходів залежать від напруги. Напруга на колекторному переході в режимі відсікання змінюється мало порівняно з напругою $U_{\text{К}}$, тому ємність $C_{\text{Кбар}}$ можна вважати постійною, взявши для неї значення за напруги $U_{\text{К}}$.

Залежність ємності емітерного переходу від напруги $U_{\text{ЕБ}}$ можна визначити відповідно до формули

$$C_{\text{Ебар}} = C_{0\text{Ебар}} \left(1 + \frac{U_{\text{ЕБ}}}{\phi_0} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

і взяти усереднену величину $C_{\text{Ебар}} = 1,5 C_{0\text{Ебар}}$, де $C_{0\text{Ебар}}$ — ємність емітерного переходу за $U_{\text{ЕБ}} = 0$.

Інтегруючи вираз (4.134) від 0 до $U_{\text{Е}} + U_{\text{ЕБвідс}}$, а праву його частину від 0 до t_3 , отримуємо

$$t_3 = (C_{\text{Ебар}} + C_{\text{Кбар}}) \frac{U_{\text{Е}} + U_{\text{ЕБвідс}}}{I_{\text{Бпр}}}. \quad (4.135)$$

Зазвичай $C_{\text{Ебар}} \gg C_{\text{Кбар}}$, тому час затримки при вмиканні визначається ємністю емітерного переходу.

На другому етапі вмикання транзистор з режиму відсікання переходить в активний режим, а потім — у режим насичення. Із підвищенням вхідної напруги починає збільшуватися колекторний струм, колекторна напруга падає, а напруга $U_{\text{ЕБ}}$ залишається майже постійною, оскільки $dU_{\text{ЕБ}} / dt \approx 0$. При цьому ємність колекторного переходу зростає, в результаті чого

$$C_{\text{Ебар}} \frac{dU_{\text{ЕБ}}}{dt} \ll C_{\text{Кбар}} \frac{dU_{\text{БК}}}{dt}$$

і рівняння зарядження можна записати у вигляді

$$-C_{\text{Кбар}} \frac{dU_{\text{БК}}}{dt} + \frac{dQ_{\text{Б}}}{dt} + \frac{Q_{\text{Б}}}{\tau_{\text{Б}}} = I_{\text{Бпр}}. \quad (4.136)$$

Знак «←» перед першою складовою свідчить про те, що напруга $U_{БК}$ змінюється в протифазі з напругою на емітерному переході.

Час наростання переднього фронту колекторного струму $t_{Ф1}$ визначається як час, протягом якого колекторний струм підвищується від 0,1 до 0,9 від значення струму насичення $I_{Кн}$. Для знаходження часу наростання $t_{Ф1}$ виконаємо деяке перетворення в рівнянні (4.136).

Виразимо $\frac{dU_{БК}}{dt}$ через заряд бази. Врахуємо, що $U_{БК} = U_{К} - I_{К}R_{н}$.

Тоді

$$\frac{dU_{БК}}{dt} = -R_{н} \frac{dI_{К}}{dt} = -R_{н}\beta \frac{dI_{Б}}{dt}. \quad (4.137)$$

Підставляючи в рівняння (4.137) значення струму бази із формули (4.133) $\left(I_{Б} = \frac{Q_{Б}}{\tau_{Б}} \right)$, отримаємо:

$$\frac{dU_{БК}}{dt} = -\frac{R_{н}\beta}{\tau_{Б}} \frac{dQ_{Б}}{dt}. \quad (4.138)$$

Із врахуванням виразу (4.138) рівняння (4.136) можна подати в такому вигляді:

$$\bar{C}_{Кбар} \frac{R_{н}\beta}{\tau_{Б}} \frac{dQ_{Б}}{dt} + \frac{dQ_{Б}}{dt} + \frac{Q_{Б}}{\tau_{Б}} = I_{Бпр}. \quad (4.139)$$

де $\bar{C}_{Кбар}$ — усереднена ємність колектора.

Для розв'язання рівняння (4.139) розділимо змінні:

$$\frac{dQ}{I_{Бпр}\tau_{Б} - Q} = \frac{dt}{\tau_{Б} + \bar{C}_{К}R_{н}\beta} = \frac{dt}{\tau^*},$$

де $\tau^* = \tau_{Б} + \bar{C}_{К}R_{н}\beta$.

Інтегруючи ліву частину рівняння від 0,1 $Q_{нА}$ до 0,9 $Q_{нА}$, а праву частину від 0 до $t_{Ф1}$, отримаємо:

$$t_{Ф1} = \tau^* \ln \frac{I_{Бпр}\tau_{Б} - 0,1Q_{нА}}{I_{Бпр}\tau_{Б} - 0,9Q_{нА}} = \tau^* \ln \frac{I_{Бпр} - 0,1I_{БнА}}{I_{Бпр} - 0,9I_{БнА}}. \quad (4.140)$$

У формулі (4.140) заряд $Q_{нА}$ і струм $I_{БнА}$ відповідають значенням на межі режиму насичення та активного режиму (точка 2 на рис. 4.35, б).

Час наростання переднього фронту імпульсу струму колектора t_{ϕ_1} зменшується зі зростанням амплітуди прямого струму бази $I_{\text{Бпр}}$.

Аналіз процесу вимикання транзистора. По закінченні вхідного імпульсу починається процес вимикання транзистора. В цей момент на базу подається напруга $U_{\text{Е}}$, яка зміщує емітерний перехід у зворотному напрямі та задає струм бази $I_{\text{Бзв}}$. На першому етапі вимикання концентрація носіїв заряду біля колекторного переходу залишається незмінною і завдяки цьому колекторний перехід зберігає пряме зміщення і струм колектора визначається здебільшого опором навантаження $I_{\text{Кн}} = U_{\text{К}} / R_{\text{н}}$ протягом усього часу, поки нерівноважний заряд біля колекторного переходу не розсмокчеться за рахунок витікання дірок із бази та рекомбінації дірок і електронів у базовій та колекторній областях.

Процес розсмоктування зарядів описується рівнянням, яке впливає із співвідношення (4.130)

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{\tau_{\text{Б}}} = I_{\text{Бзв}}. \quad (4.141)$$

Розв'язавши це рівняння за умови $Q(0) = I_{\text{Бпр}} \tau_{\text{Б}}$ і $Q(t_p) = I_{\text{БнА}} \tau_{\text{Б}}$, дістанемо вираз для часу розсмоктування:

$$t_p = \tau_{\text{Б}} \ln \frac{I_{\text{Бпр}} + I_{\text{Бзв}}}{I_{\text{БнА}} + I_{\text{зв}}}. \quad (4.142)$$

На другому етапі вимикання, коли напруга на колекторному переході стає нульовою, транзистор переходить в активний режим, який описується рівнянням, аналогічним (4.136)

$$-C_{\text{Кбар}} \frac{dU_{\text{БК}}}{dt} + \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{\tau_{\text{Б}}} = -I_{\text{Бзв}}. \quad (4.143)$$

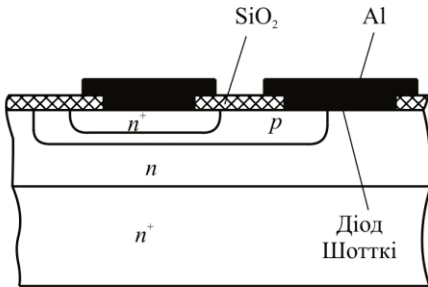
Розв'язок рівняння (4.143) аналогічний розв'язку (4.136). Час спадання заднього фронту імпульсу t_{ϕ_2} визначається з умови $I_{\text{К}}(0) = 0,9I_{\text{Кн}}$, $I_{\text{К}}(t_{\phi_2}) = 0,1I_{\text{Кн}}$. Підставивши ці значення струмів, отримаємо:

$$t_{\phi_2} = \tau^* \ln \frac{I_{\text{Бзв}} + 0,9I_{\text{БнА}}}{I_{\text{Бзв}} + 0,1I_{\text{БнА}}}. \quad (4.144)$$

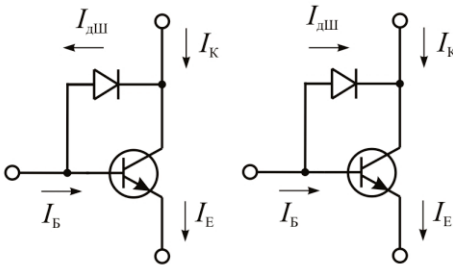
Час спадання заднього фронту імпульсу струму колектора t_{ϕ_2} зменшується зі зростанням запірного струму бази $I_{\text{Бзв}}$.

4.12.4. Біполярний транзистор з діодом Шотткі

Як було показано, швидкодія транзистора в режимі перемикачання багато в чому визначається процесами нагромадження і розсмоктування надмірного заряду в базі та колекторі. Для прискорення цих



а



б

Рис. 4.37. Структура транзистора з діодом Шотткі (а) та його схема заміщення (б)

процесів необхідно обмежувати нагромаджений заряд. Досягти цього можна шунтуванням колекторного переходу транзистора діодом Шотткі. Такі транзистори широко використовують в імпульсних інтегральних мікросхемах. Структуру транзистора з діодом Шотткі та його еквівалентну схему показано на рис. 4.37. Алюмінієвий електрод утворює з p -областю бази омичний контакт, а з високоомною n -областю колектора — випрямний перехід (діод Шотткі). Висота потенціального бар'єра діода Шотткі $0,5 \dots 0,6$ В, що трохи менше за висоту бар'єра колекторного переходу ($0,7 \dots 0,9$ В). Тому в режимі насичення, коли колекторний

перехід і діод Шотткі виявляються зміщеними в прямому напрямі, основна частина колекторного струму буде замикатися через діод. Цей струм зумовлюється рухом електронів з n -області колектора в металевий електрод і не супроводжується інжекцією електронів з колектора в базу та дірок із бази в колектор. Таким чином, у високоомній області колектора та в базі нагромадження неосновних носіїв заряду буде обмежене.

4.13. Дрейфові транзистори

Дрейфовими називають транзистори, в яких носії заряду через базу рухаються під дією електричного поля — дрейфують. Електричне поле створюється за рахунок нерівномірного розподілу домішки в базі в процесі виготовлення транзистора.

4.13.1. Електричне поле та дрейфова швидкість носіїв у базі транзистора

Базу дрейфових транзисторів створюють методом дифузії домішок у початкову пластину напівпровідника, закон розподілу яких по координаті x можна апроксимувати експоненціальною залежністю

$$N(x) = N_E e^{-\xi x}, \quad (4.145)$$

де N_E — концентрація домішки на межі емітер–база; ξ — фактор поля. Дифузійна технологія дозволяє отримати дуже тонку базу, що разом з нерівномірним розподілом домішок має такі важливі наслідки: суттєво зменшується час дифузії неосновних носіїв через базу $t_{\text{диф}}$ і збільшуються коефіцієнти передачі α та β , оскільки ці параметри пропорційні квадрату товщини бази. Товщина бази у дрейфових транзисторах на порядок менша, ніж у сплавних, і тому час дифузії $t_{\text{диф}}$ у десятки разів менший, а рубіжна частота f_a у десятки разів більша, ніж у бездрейфових. З тієї ж причини коефіцієнт β мав би досягати значення 1000 і більше. Проте насправді він значно менший і становить 100 — 200. Це пояснюється тим, що коефіцієнти α і β залежать не тільки від товщини бази, але й від часу життя неосновних носіїв у базі та коефіцієнта інжекції.

Дрейфові транзистори мають підвищену концентрацію домішок у базі біля емітерного переходу. У зв'язку з цим час життя неосновних носіїв у базі та коефіцієнт інжекції в них помітно нижчий, ніж у сплавних транзисторів.

Розглянемо особливості дрейфових транзисторів, зумовлених неоднорідним розподілом домішки у базі на прикладі p - n - p транзистора (рис.4.38). Розподіл донорної домішки у базі визначається

законом (4.145). Оскільки в діапазоні робочих температур домішки повністю іонізовані, то концентрація електронів у базі біля

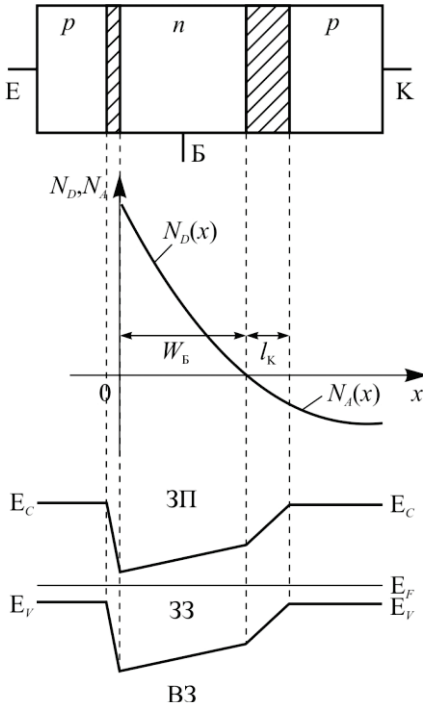


Рис. 4.38. Розподіл носіїв у базі дрейфового транзистора у рівноважному стані

У рівноважному стані дифузійний та дрейфовий потоки зрівноважують один одного:

$$qD_n \frac{dn}{dx} - qn\mu_n E = 0. \quad (4.146)$$

Виходячи з цієї умови, можна знайти значення електричного поля, припускаючи, що концентрація електронів у базі дорівнює концентрації донорів $n_n = N_D$ і що вони розподілені так само, як і донори:

$$E = \frac{D_n}{\mu_n} \frac{1}{n_n} \frac{dn_n}{dx}. \quad (4.147)$$

емітерного переходу буде більша, ніж біля колекторного, і електрони як рухомі носії заряду будуть дифундувати від емітера до колектора, намагаючись вирівняти концентрацію по всьому об'єму бази. На місці зниклих електронів біля емітерного переходу буде створюватися некомпенсований додатний заряд іонів донорів, а біля колекторного переходу — від'ємний заряд надмірних електронів.

Таким чином, у базі створюється електричне поле E , напрямлене від емітера до колектора. Це поле гальмує дифузію електронів і спричиняє їх дрейф у протилежному напрямі. Тому розподіл електронів у базі $n_n(x)$ буде не дуже відрізнятися від розподілу домішок $N_D(x)$.

Якщо продиференціювати рівняння (4.145) і підставити результат у вираз (4.147) та врахувати співвідношення Енштейна, то

$$E = \varphi_T \xi. \quad (4.148)$$

Значення ξ можна виразити через концентрацію домішки на межі емітер–база $N_{D_E} = N_D(0)$ і база–колектор $N_{D_K} = N_D(W_B)$. Логарифмуючи рівняння (4.145), отримуємо

$$\xi = \frac{1}{W_B} \ln \frac{N_{D_E}}{N_{D_K}}. \quad (4.149)$$

Таким чином, електричне поле в базі дрейфового транзистора

$$E = \frac{\varphi_T}{W_B} \ln \frac{N_{D_E}}{N_{D_K}} \quad (4.150)$$

буде визначатись співвідношенням концентрацій домішок N_{D_E} та N_{D_K} і товщиною бази та не залежить від координати x . Для дірок, інжектованих з емітера в базу, це поле є прискорювальним. Час дрейфу носіїв $t_{др}$ значно менший від часу дифузії $t_{диф}$, що суттєво поліпшує частотні властивості та збільшує коефіцієнт передачі дрейфових транзисторів. Знайдемо співвідношення між часом дрейфу $t_{др}$ і часом дифузії $t_{диф}$ у неоднорідній та однорідній базах однакової товщини:

$$t_{др} = \int_0^{W_B} \frac{dx}{V_{др}}, \quad (4.151)$$

де $V_{др} = \mu_p E$ — дрейфова швидкість дірок у базі дрейфового транзистора.

Проінтегрувавши вираз (4.151) і підставивши E з рівняння (4.150), дістанемо

$$t_{др} = \frac{W_B^2}{\mu_p \varphi_T \ln \frac{N_{D_E}}{N_{D_K}}} = \frac{W_B^2}{D_p \ln \frac{N_{D_E}}{N_{D_K}}}. \quad (4.152)$$

Як було показано у формулі (4.110), час дифузії дірок у базі бездрейфового транзистора $t_{диф} = \frac{W_B^2}{2D_p}$.

Отже,

$$t_{др} = \frac{2t_{диф}}{\ln \frac{N_{DE}}{N_{DK}}}. \quad (4.153)$$

Концентрація домішок у базі біля емітерного переходу на два-три порядки вища, ніж біля колекторного, тому час дрейфу $t_{др}$ значно менший від часу дифузії $t_{диф}$. Таким чином, за механізмом руху носіїв заряду крізь базу дрейфові транзистори більш високочастотні, ніж бездрейфові.

Нерівномірний розподіл домішок приводить до того, що шар бази, який прилягає до колекторного переходу, є майже власним напівпровідником, оскільки тут донорні атоми значною мірою компенсують атоми акцепторів початкового матеріалу. Питомий опір цього шару великий і ширина переходу дрейфових транзисторів набагато більша, ніж у сплавних транзисторів, а сам перехід є плавним, тому бар'єрна ємність колектора $C_{Кбар}$ виявляється значно меншою, ніж у сплавних транзисторів, а її залежність від напруги можна описати формулою (2.94).

Для забезпечення високого значення коефіцієнта інжекції транзистора концентрація акцепторної домішки в емітерній області N_A має бути набагато більшою від примежової концентрації донорів у базі $N_D(0)$. Але тоді емітерний перехід буде дуже вузьким, і, як наслідок, зменшення ширини емітерного переходу збільшує його питому бар'єрну ємність $C_{Ебар}$ і знижує пробивну напругу. Пробій емітерного переходу має тунельний характер, а напруга пробою становить лише одиниці вольтів.

На відміну від бездрейфових транзисторів рубіжну частоту підсилення f_{α} дрейфових транзисторів визначають не часом прольоту носіїв заряду крізь базу, а сталими часу емітерного та колекторного переходів: $\tau_E = r_E C_{Ебар}$, $\tau_K = r_K C_{Кбар}$. Оскільки опір r_K набагато більший, ніж r_E , то відносний вплив ємності $C_{Кбар}$ на частотні властивості транзистора вищий, ніж ємності $C_{Ебар}$.

У дрейфових транзисторах досягається ще одна перевага — малий опір базового струму. Внаслідок нерівномірного розподілу домішок загальний опір активної бази можна розглядати як наслідок паралельного з'єднання опорів її окремих шарів. Шар бази, що прилягає до колектора, має високий питомий опір і визначає малу ємність і високу

пробивну напругу колекторного переходу. Водночас струм бази протікає через шар з низьким питомим опором, що прилягає до емітера. Таким чином, незважаючи на малу товщину бази дрейфового транзистора, її опір виявляється меншим, ніж опір бази у сплавних транзисторах.

4.13.2. Розподіл носіїв заряду в базі транзистора

На розподіл носіїв заряду впливає нерівномірний розподіл домішок і зумовлене ним внутрішнє поле бази. В стані рівноваги електрони в базі дрейфового транзистора розподілено майже так само, як і донори, тобто їх концентрація зменшується від емітера до колектора. Згідно із законом діючих мас концентрація дірок має експоненціально зростати від емітера до колектора (рис. 4.39, а).

У разі зворотного зміщення колекторного переходу концентрація неосновних носіїв у базі на межі з переходом $p_n(W_B)$ спадає до нуля. Оскільки в стані рівноваги концентрація $p_n(0)$ дуже мала, то розподіл $p_n(x)$ буде приблизно таким самим, як і в бездрейфових транзисторах. Цей розподіл визначає тепловий струм колектора $I_{КБ0}$, величина якого у дрейфових транзисторах через малу товщину бази менша, ніж у бездрейфових.

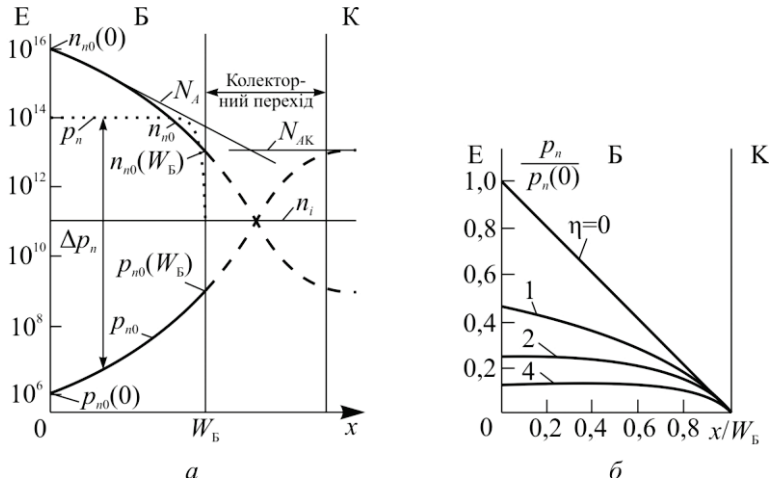


Рис. 4.39. Розподіл концентрації основних і неосновних носіїв заряду в базі дрейфового транзистора у рівноважному стані та за інжекції дірок (крива крапками) (а) та розподіл дірок у базі за різних значень фактора поля η (б)

Інжектвані в базу дірки під дією електричного поля дрейфують до колектора. Якщо поле бази достатньо велике, то концентрація дірок не мала б залежати від координати x . Проте на межі з колекторним переходом концентрація $p_n(W_B) = 0$, і тому виникає градієнт концентрації дірок, а отже, і їх дифузія (рис.4.39, а).

У загальному випадку в базі транзистора наявні і дрейфовий, і дифузійний механізми перенесення інжектваних носіїв заряду. Залежно від величини електричного поля в базі буде переважати той чи інший механізм. Від цього буде залежати й розподіл носіїв заряду.

Розподіл інжектваних в базу носіїв можна знайти з таких міркувань.

У загальному випадку струм крізь базу транзистора зумовлюють дрейф і дифузія дірок:

$$I = I_{др} + I_{диф} = -qD_p \left(\frac{dp_n}{dx} - \frac{p_n}{W_B} \ln \frac{N_{D_E}}{N_{D_K}} \right). \quad (4.154)$$

Припускаючи, що $I_p(x) = \text{const}$ (рекомбінацією дірок у базі нехтують) та диференціюючи рівняння (4.154) за координатою x , отримаємо

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{1}{W_B} \ln \frac{N_{D_E}}{N_{D_K}} \frac{dp_n}{dx} = 0. \quad (4.155)$$

Перепишемо рівняння (4.155), позначивши $\ln \frac{N_{D_E}}{N_{D_K}}$ через η — фактор (коефіцієнт) поля:

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{\eta}{W_B} \frac{dp_n}{dx} = 0. \quad (4.156)$$

Це неоднорідне диференціальне рівняння другого порядку, корені якого дорівнюють:

$$k_1 = 0, k_2 = \frac{1}{W_B} \ln \frac{N_{D_E}}{N_{D_K}}.$$

Загальне рівняння (4.156) має вигляд

$$p_n(x) = A_1 e^{k_1 x} + A_2 e^{k_2 x}.$$

Коефіцієнти A_1 і A_2 знаходимо з граничних умов. Перша гранична умова ґрунтується на тому, що на межі емітер–база дірковий струм емітера I_{P_E} чисто дифузійний і з урахуванням рівняння (2.6) дістаємо

$$-\frac{dp_n}{dx} = \frac{I_{P_E}}{qD_p}.$$

Друга гранична умова відповідає тому, що за зворотної напруги на колекторному p - n переході концентрація неосновних носіїв завжди дорівнює нулю:

$$p_n(W_B) = 0.$$

За цих граничних умов розв'язок (4.156) має вигляд:

$$p_n(x) = \frac{I_{P_E} W_B}{qD_p \cdot \eta} \left(e^{\eta x} - e^{\frac{\alpha x}{W_B}} \right). \quad (4.157)$$

Розподіл наведеної концентрації дірок у базі $p_n/p_n(0) = f(x/W_B)$ залежно від різних значень фактора поля η показано на рис. 4.39, б. Очевидно, що якщо електричного поля в базі немає ($\eta = 0$), розподіл буде відповідати лінійному закону (бездрейфовий транзистор). Якщо ж поле достатньо велике, то буде тільки дрейфовий механізм перенесення дірок і їх концентрація не мала б залежати від координати x . Проте біля межі з колекторним переходом неминуче спадання концентрації дірок і їх дифузія. Із зменшенням коефіцієнта η роль дифузії збільшується, і розподіл наближається до лінійного. За однієї й тієї самої густини струму $qp_{др}(0)\mu_p = qD_p p_n(0)/W_B$ концентрація носіїв заряду в дрейфовому транзисторі $p_{ндp}$ значно менша, ніж у бездрейфовому $p_n(0)$.

Отже, в дрейфових транзисторах будуть меншими загальний заряд надмірних носіїв у базі та дифузійна ємність.

Дрейфові транзистори мають свою специфіку в режимі високого рівня інжекції. Рівень інжекції δ за визначенням (2.37) характеризує відношення надмірної концентрації Δp_n до концентрації основних носіїв n_{n0} у базі транзистора. У бездрейфових транзисторах $\Delta p_n(0) \gg \Delta p_n(W_B)$, а концентрація n_{n0} залишається незмінною по всій товщині бази, тому максимальне значення δ буде за умови, що $x = 0$ (на межі емітер–база) і мінімальне, якщо $x = W_B$ (на межі база–колектор). У дрейфових транзисторах

$n_{n0}(0) \gg n_{n0}(W_B)$, а Δp_n по товщині бази змінюється мало, тому максимальне значення δ буде мати, якщо $x = W_B$, тобто на межі колекторного переходу. Звідси випливає, що зі збільшенням струму емітера модуляція опору бази відбувається в напрямі від колектора до емітера, і приємітерний шар бази модулюється слабше від інших. Тому коефіцієнт інжекції дрейфових транзисторів залежить від рівня інжекції значно менше, ніж у бездрейфових.

4.14. Власні шуми транзисторів

Можливість транзистора підсилювати малі електричні сигнали обмежуються власними шумами.

Постійні струми та напруги в транзисторі насправді не є постійними, а мають деякі незначні відхилення (флуктуації) від свого середнього значення. Ці флуктуації створюють на виході транзистора змінний сигнал (шум), амплітуда та частота якого змінюються хаотично. Шуми на виході транзистора виявляються навіть без корисного (підсилюваного) сигналу на вході. Якщо корисний сигнал менший за шуми, то він не розрізняється на їх фоні.

Появу шумів здебільшого спричиняють випадкові електронні процеси в різних областях транзистора.

За своєю фізичною природою шуми в транзисторах поділяють на теплові, дробові, шуми струморозподілу та надмірні.

Теплові шуми. Причиною теплових шумів є теплові флуктуації електронів у кожній з областей транзистора. Ці шуми характерні для будь-якого резистора та пропорційні величині його опору. Оскільки опори емітерної та колекторної областей порівняно малі, то основний внесок у теплові шуми транзистора робить опір матеріалу бази. Частотний спектр теплових шумів рівномірний, тому їх величина на будь-якій частоті визначається тільки смугою частот підсилювального каскаду.

Середньоквадратичне значення напруги теплових шумів визначають за формулою Найквіста:

$$\bar{u}_{ш.т}^2 = 4kTr'_B \Delta f, \quad (4.158)$$

де r'_B — об'ємний опір бази; Δf — смуга частот, у якій визначається величина шумів.

Дробові шуми. Причиною дробових шумів є статистичні флуктуації струмів через p - n переходи, зумовлені дисперсією швидкостей носіїв заряду.

Свій внесок у дробові шуми роблять усі складові струмів транзистора незалежно від їх напрямку. Спектр дробового шуму так само, як і теплового — рівномірний.

У загальному випадку середньоквадратичне значення шумового струму визначають за формулою Шотткі:

$$\bar{i}_{ш,др}^2 = 2q\Sigma I\Delta f, \quad (4.159)$$

де ΣI — сума струмів.

В активному нормальному режимі емітерний перехід транзистора зміщений в прямому напрямі й через нього протікають дві складові струму: дифузійний струм $I_0 e^{\frac{U_{ЕБ}}{\varphi_T}}$ і тепловий струм $I_{КБ0}$.

Дробові шуми в колекторі спричиняються протіканням струмів αI_E і $I_{КБ0}$. Середньоквадратичне значення струму шуму колектора становить

$$\bar{i}_{ш,дрк}^2 = 2q(\alpha I_E + I_{КБ0})\Delta f. \quad (4.160)$$

Шуми струморозподілу. Ці шуми спричиняє випадковий процес перерозподілу струму емітера між колектором і базою. Шумовий струм, що виникає у процесі струморозподілення, протікає в колі колектор-база і його середньоквадратичне значення визначають за формулою

$$\bar{i}_{ш,р}^2 = 2q\alpha I_E(1-\alpha)\Delta f. \quad (4.161)$$

Надмірні шуми. В діапазоні низьких частот у транзисторі спостерігаються значні шуми, величина яких зворотно пропорційна частоті f . Ці шуми іноді називають шумами мерехтіння, або флікер-шумом. Надмірні шуми здебільшого пов'язані з генераційно-рекомбінаційними процесами на поверхні p - n переходів і флуктуацією поверхневої провідності. Їх інтенсивність не залежить від параметрів транзистора, і її визначають за емпіричною формулою

$$\bar{i}_{ш,н}^2 = A \frac{\Delta f}{f}. \quad (4.162)$$

Коефіцієнт A має дві складові, що пов'язані із шумами емітерного та колекторного p - n переходів. Надмірний шум емітерного переходу

спричиняється флуктуаціями поверхневої рекомбінації інжектованих носіїв заряду та пропорційний струму емітера:

$$\bar{i}_{E\text{ш.н}}^2 = A_E I_E \frac{\Delta f}{f}. \quad (4.163)$$

Надмірний шум колекторного переходу спричиняється флуктуаціями поверхневої провідності та залежить від площі p - n переходу. Оскільки ширина переходу пропорційна $\sqrt{U_K}$, то рівень шуму є функцією напруги колектора:

$$\bar{i}_{K\text{ш.н}}^2 = A_K \sqrt{U_K} \frac{\Delta f}{f}. \quad (4.164)$$

Значення коефіцієнтів A_K і A_E можна розрахувати за результатами вимірювання шумового струму для декількох значень струму емітера та напруги колектора. Надмірні шуми швидко зменшуються зі збільшенням частоти і на частотах більших за 10 кГц стають несуттєвими порівняно з тепловими та дробовими шумами.

Коефіцієнт шуму. У разі проходження сигналу через транзистор співвідношення між сигналом і шумом на вході та виході будуть різними, оскільки до шумів, що надходять на вхід і підсилюються транзистором, додаються його власні шуми. Якби не було власних шумів, то відношення сигнал/шум на вході та виході транзистора були б однаковими.

Коефіцієнт, що показує, у скільки разів відношення потужності сигналу до потужності шумів на вході транзистора більше від відношення потужності сигналу до потужності шумів на виході транзистора, називають коефіцієнтом шуму:

$$F = \frac{(P_c / P_{\text{ш}})_{\text{вх}}}{(P_c / P_{\text{ш}})_{\text{вих}}}. \quad (4.165)$$

Коефіцієнт шуму часто виражають у децибелах:

$$F = 10 \lg \frac{(P_c / P_{\text{ш}})_{\text{вх}}}{(P_c / P_{\text{ш}})_{\text{вих}}}. \quad (4.166)$$

Для практичних розрахунків коефіцієнт шуму зручніше визначити як відношення потужності шуму на виході транзистора $P_{\text{ш.вих}}$ до тієї її частини, що утворюється за рахунок підсилення шумів джерела вхідного сигналу $P_{\text{ш.с}}$:

$$F = \frac{P_{\text{ш.вих}}}{K_p P_{\text{ш.с}}}, \quad (4.167)$$

де K_p — коефіцієнт підсилення транзистора за потужністю.

Величина $P_{\text{ш.вих}} / K_p$ — це потужність шумів, перерахована до входу транзистора $P_{\text{ш.вх}}$.

На високих частотах, коли немає надмірних шумів, ця потужність має п'ять складових:

$$P_{\text{ш.вх}} = P_{\text{ш.с}} + P_{\text{ш.др.Е}} + P_{\text{ш.т.Б}} + P_{\text{ш.др.К}} + P_{\text{ш.р}}, \quad (4.168)$$

У цій формулі $P_{\text{ш.с}}$ — потужність шумів джерела вхідного сигналу з внутрішнім опором R_c , пропорційна квадрату його шумової напруги $\bar{u}_{\text{ш.т}}^2 = 4kTR_c \Delta f$; $P_{\text{ш.др.Е}}$ — потужність дробових шумів емітера, пропорційна $\bar{u}_{\text{ш.др.Е}}^2 = 2kT r_E \Delta f$; $P_{\text{ш.т.Б}}$ — потужність теплових шумів об'ємного опору бази, пропорційна $\bar{u}_{\text{ш.т.Б}}^2 = 4kT r'_B \Delta f$; $P_{\text{ш.др.К}}$ — потужність дробових шумів колектора, пропорційна квадрату шумової напруги, яку створює струм $I_{\text{КБ0}}$ на опорах бази та джерела вхідного сигналу $\bar{u}_{\text{ш.др.К}}^2 = 2q I_{\text{КБ0}} (r'_B + R_c)^2 \Delta f$; $P_{\text{ш.р}}$ — потужність шумів струморозподілу, пропорційна квадрату шумової напруги, що створена шумовим струмом $i_{\text{ш.р}}$ на опорах бази та вхідного джерела $\bar{u}_{\text{ш.р}}^2 = 2q \alpha I_E (1 - \alpha) (r'_B + R_c)^2 \Delta f$.

Підставивши ці значення в рівняння (4.167), отримаємо вираз для коефіцієнта шуму транзистора:

$$F = 1 + \frac{r_E}{2R_c} + \frac{r'_B}{R_c} + \frac{q}{2kT} \frac{\alpha I_E (1 - \alpha) (r'_B + R_c)^2}{R_c} + \frac{q}{2kT} \frac{(r'_B + R_c)^2 I_{\text{КБ0}}}{R_c}. \quad (4.169)$$

Другий та п'ятий доданки у формулі (4.169) характеризують дробові шуми емітерного та колекторного переходів. Беручи до уваги, що $r_E \ll r'_B$, а $I_{\text{КБ0}} \ll I_E (1 - \alpha)$, цими доданками можна знехтувати. Таким чином, дробові шуми в транзисторі виявляються суттєво меншими порівняно з тепловими та шумами струморозподілу. Тому для оцінювання коефіцієнта шуму можна застосувати спрощену формулу:

$$F = 1 + \frac{r'_B}{R_c} + \frac{I_E}{2\varphi_T} \frac{(r'_B + R_c)^2}{\beta R_c}, \quad (4.170)$$

$$\text{де } \varphi_T = \frac{kT}{q}, \beta = \frac{1}{1 - \alpha}.$$

Із формули (4.170) випливає, що найменший коефіцієнт шуму мають транзистори з малим опором бази r'_b і високим коефіцієнтом підсилення за струмом. Коефіцієнт шуму не залежить від схеми вмикання транзистора, тому формула (4.170) справедлива для всіх схем вмикання.

Експериментальну залежність коефіцієнта шуму від частоти транзистора КТ3102Д показано на рис 4.40.

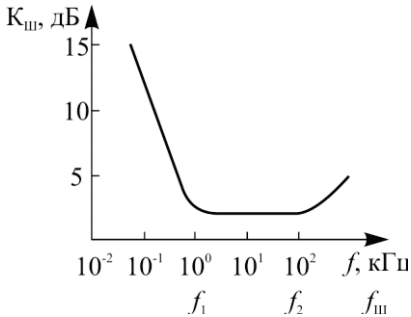


Рис. 4.40. Залежність коефіцієнта шуму транзистора КТ3102ДЕ від частоти

У широкому діапазоні частот коефіцієнт шуму майже не змінюється, оскільки теплові, дробові шуми та шуми струморозподілу мають рівномірний спектр.

У діапазоні високих частот коефіцієнт шуму збільшується, оскільки зменшується коефіцієнт підсилення β , і внаслідок цього збільшуються шуми струморозподілу.

Частоту, на якій коефіцієнт шуму подвоюється, називають рубіжною шумовою частотою транзистора. Орієнтовно цю частоту можна визначити за формулою

$$f_{ш} = \frac{f_{\alpha}}{\sqrt{\beta}}. \quad (4.171)$$

На низьких частотах коефіцієнт шуму збільшується через надмірні шуми, що не були враховані під час виведення формули (4.169).

Згідно з формулою (4.170) коефіцієнт шуму збільшується з підвищенням струму емітера. Проте за малих струмів це збільшення не помітне, оскільки зі зростанням струму одночасно збільшується коефіцієнт β .

4.15. Особливості роботи транзистора на високих рівнях інжекції

Наслідки, до яких приводить високий рівень інжекції в одиночному *p-n* переході (діоді), характерні і для біполярного транзистора. Проте вплив високого рівня інжекції в транзисторі має деякі особливості. Це передусім стосується залежності коефіцієнта підсилення транзистора

від рівня інжекції. Нагадаймо, що високим називають рівень інжекції, за якого концентрація інжекттованих у базу носіїв суттєво перевищує концентрацію основних носіїв (див. підрозд. 2.4.3). Високий рівень інжекції в емітері майже неможливий, оскільки концентрація основних носіїв в емітері значно більша порівняно з концентрацією в базі, внаслідок чого концентрація інжекттованих носіїв з бази в емітер не може перевищувати там рівноважну концентрацію основних носіїв.

У режимі насичення високий рівень інжекції можливий і у високоомному колекторі дрейфових транзисторів.

Як було показано, коефіцієнт підсилення α визначається добутком коефіцієнта інжекції γ і коефіцієнта перенесення χ .

Деякі причини залежності цих коефіцієнтів від рівня інжекції розглянуто в підрозділі 4.9.3. Однак на коефіцієнт підсилення впливають й інші фактори, які пов'язані з високим рівнем інжекції.

Ефект відтиснення емітерного струму. Цей ефект зумовлено нерівномірним розподілом напруги зміщення на різних ділянках емітерного p - n переходу. Зовнішня напруга до емітерного p - n переходу подається через розподілений опір бази (рис. 4.41). Цей опір є максимальним відносно центра емітера та мінімальний на його краю. Тому емітерний p - n перехід у центрі буде зміщений у прямому напрямі менше, ніж на периферії.

Внаслідок цього густина інжекттованих у базу носіїв заряду з краю емітера буде вищою, ніж в його центральній частині. Інжекттовані носії зменшують опір бази на ділянках, прилеглих до краю емітера, що, в свою чергу, приводить до перерозподілу струму емітера: інжекція носіїв у центрі зменшується, а з краю емітера зростає. Крім того, поперечне електричне поле, яке зумовлено протіканням радіально напрямленого дрейфового електронного струму бази, відтискує струм інжекттованих носіїв, які рухаються до колектора від центра до зовнішнього краю емітера. Внаслідок цього центральна частина емітера немовби запирається і носії інжектуються не всією площею емітера, а тільки його вузькою зовнішньою частиною.

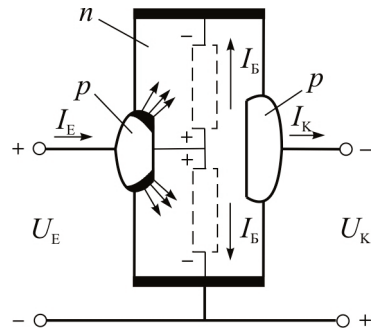


Рис. 4.41. До пояснення ефекту відтиснення струму емітера

Відповідно до досліджень, які провів Н. Флетчер, ефект відтиснення є більш помітним у разі збільшення густини струму і зменшення ступеня легування і товщини бази.

Наслідком ефекту відтиснення є помітне зменшення коефіцієнта підсилення транзистора за струмом. Велика густина струму по краях емітера зумовлює високий рівень інжекції та пов'язане з ним зменшення коефіцієнта інжекції. При цьому також зменшується і коефіцієнт перенесення, оскільки зростає частка носіїв заряду, які рухаються через пасивні та периферійні ланки бази та не досягають колектора.

Ефект відтиснення приводить до нерівномірного розподілу струму у площині колектора, що може спричинити локальне перегрівання і вивести транзистор з ладу.

Модуляція опору бази. *Модуляція опору бази — це залежність опору бази від рівня інжекції.*

Під час проходження струмів через об'ємні опори транзистора на них створюються відповідні спади напруг. В базі найбільш суттєвим є спад напруги, зумовлений протіканням струму з простору між емітером і колектором до омичного контакту бази. Оскільки товщина бази дуже мала, то її опір може виявитися досить великим. Тому спад напруги на емітерному переході відрізняється від напруги між выводами емітера та бази. У разі високого рівня інжекції опір бази суттєво зменшується, що приводить до перерозподілу напруги між базою та емітером і до змінення коефіцієнта інжекції.

База є елементом зворотного зв'язку в транзисторі. Тому модуляція опору бази приводить до змінювання коефіцієнта зворотного зв'язку.

Розширення бази на високих рівнях інжекції. У високоомних транзисторах із слабколегованою областю колектора за високих рівнів інжекції спостерігається ефект розширення квазінейтральної бази. Цей ефект уперше в 1962 р. теоретично та експериментально досліджував С.Т. Кірк і тому цей ефект названо за його прізвищем.

Для пояснення ефекту Кірка розглянемо структуру n^+p-n-n^+ транзистора з однорідно легованими областями (рис. 4.42, *a*). Слід зазначити, що область колектора є слабколегованою. Початок координат розміщено на металургійній межі між базою та колектором. Повну ширину бази позначено через $W_{\text{Б0}}$, а повну ширину колектора — $W_{\text{К0}}$. Шириною області просторового заряду емітерного переходу нехтують.

Якщо струм $I_E = 0$, зарядів рухомих носіїв в області просторового заряду колектора майже немає і розподіли об'ємного заряду $Q(x)$ та

електричного поля $E(x)$ мають вигляд, показаний на рис. 4.42, б, в суцільними лініями. Ширину області просторового заряду в базі та в колекторі визначають за формулою (2.27).

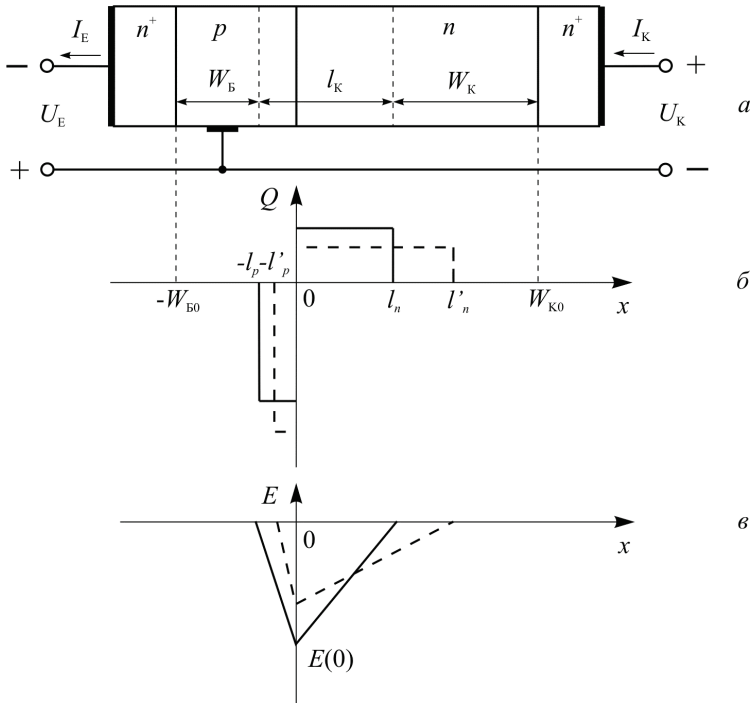


Рис. 4.42. Структура $n^+ - p - n - n^+$ транзистора (а) та розподіл у ній густини об'ємного заряду (б) та електричного поля (в)

За наявності струму емітера область просторового заряду колекторного переходу перетинають електрони, які інжектуються емітером. Розглянемо випадок, коли на колектор подається достатньо велика напруга, за якої напруженість електричного поля в області просторового заряду перевищує значення 10^4 В/см і швидкість дрейфу електронів досягає насичення $v_{др.н}$.

Густина струму колектора при цьому $j_{Kn} = qnv_{др.н}$, унаслідок чого концентрація електронів, що рухаються в області просторового заряду, виявляється незалежною від координати:

$$n = \frac{j_{Kn}}{qv_{др.н}} \quad (4.172)$$

Негативний об'ємний заряд у p -базі збільшується: $Q^- = -q(N_A + n)$, а позитивний заряд в n -колекторі зменшується: $Q^+ = q(N_D - n)$. Це змінює розподіл електричного поля і межі області просторового заряду, як показано на рис. 4.42, b , $в$ пунктиром. Ширина квазінейтральної бази збільшується від W_{B0} до W'_B , унаслідок чого зменшується коефіцієнт перенесення та коефіцієнт передачі напруги за високих рівнів інжекції.

Залежності $E(x)$ для різних значень густини струму емітера ($j_{E1}, j_{E2}, \dots, j_{E5}$) показано на рис. 4.43. Нахил прямої $E(x)$ у p -базі зростає зі збільшенням густини струму емітера, а в n -колекторі зменшується. За густини струму $j_E > j_{E5}$ область просторового заряду колектора досягає сильнолегованої області n^+ і надалі не розширюється. За деякого струму j_{E3} , який називають струмом Кірка

$$j_{E3} = j_{E \text{ Кир}} = qV_{др.н}N_D, \quad (4.173)$$

поле в колекторі стає однорідним, оскільки заряд електронів повністю компенсує позитивний заряд іонів донорів (лінія 3 на рис. 4.43).

Подальше збільшення струму емітера приводить до зміщення межі квазінейтральної бази на металургійну межу p - n переходу, а залежність $E(x)$ змінює свій нахил (лінія 4 на рис. 4.43). Зрештою зі збільшенням струму j_E межа квазінейтральної бази переміщується в область колектора та досягає межі розділення n^+ - і n -областей. Таким чином, товщина квазінейтральної бази може становити $W_{B0} + W_{K0}$.

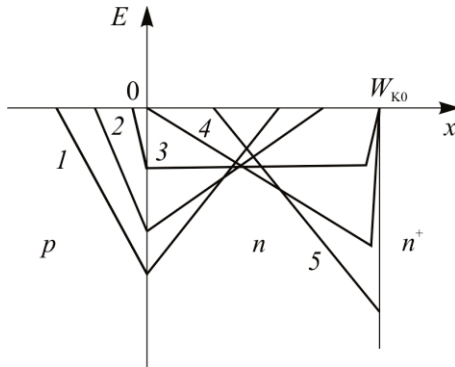


Рис. 4.43. Розподіл напруженості електричного поля в області просторового заряду колекторного переходу за різної густини струму емітера

Ефект квазінаситнення. Ефектом квазінаситнення називають зміщення колекторного p - n переходу у прямому напрямі під дією напруги, яка виділяється на опорі області колектора. Цей ефект найбільш яскраво виражено за невеликих зворотних напруг U_K у високовольтних n^+p - n - n^+ транзисторах, у яких колекторна область слабколегована та має великий протяг W_{K0} . Напруженість електричного поля в квазінейтральній області колектора шириною W_{K0} (рис. 4.43)

$$E_K = \rho_K j_K = \rho_K a \vec{j}_E, \quad (4.174)$$

де ρ_K — питомий опір матеріалу колектора.

Спад напруги на квазінейтральній області колектора

$$U_{R_K} = E_K W_{K0} = \rho_K W_{K0} j_K. \quad (4.175)$$

Спад напруги на області просторового заряду p - n переходу

$$U_{p-n} = U_{КБ} - U_{R_K}. \quad (4.176)$$

За малих струмів колектора напруга U_{R_K} мала та колекторний перехід виявляється зміщеним у зворотному напрямі напругою джерела живлення U_K . Якщо густина струму j_K збільшується, тоді U_{R_K} зростає, а U_{p-n} зменшується. При цьому колекторний перехід звужується, а напруженість електричного поля в області просторового заряду зменшується. Напруга U_{p-n} буде дорівнювати нулю, коли густина струму колектора

$$j_{K1} = \frac{U_{КБ}}{\rho_K W_{K0}}. \quad (4.177)$$

Якщо $j_K > j_{K1}$, полярність напруги на p - n переході змінюється зі зворотної на пряму ($U_{p-n} > 0$) і транзистор входить у режим своєрідного насичення, коли роль зовнішнього навантаження виконує шар колектора шириною W_K . У цьому випадку з колектора в базу починається інжекція електронів, і транзистор втрачає підсилювальні властивості.

4.16. Різновиди біполярних транзисторів

4.16.1. Потужні транзистори

До потужних біполярних транзисторів належать транзистори з потужністю розсіювання в колекторі понад 3 Вт. Такі транзистори

розраховано на струми від десятків до сотень амперів і на напруги сотні вольтів. Велика густина струмів створює ряд фізичних явищ, які призводять до негативних наслідків у роботі транзисторів, а саме: до витиснення емітерного струму, до зменшення коефіцієнтів підсилення α і β , до перегріву транзистора. Тому структури та конструкція потужних транзисторів мають специфічні особливості.

Особливості структури та конструкції потужних транзисторів.

Потужні транзистори призначено для використання в перетворювачах, силових перемикальних і підсилювальних пристроях, схемах керування електроприводом та ін.

Більшість потужних транзисторів виготовляють на основі кремнієвих $n^+ - p - n - n^+$ структур за дифузійно-планарною технологією.

Потужні транзистори мають пропускати великі струми, витримувати високі зворотні напруги, мати малий опір у режимі насичення, забезпечувати добре тепловідведення.

Для забезпечення пропускання великих струмів у транзисторах мають бути великі площі емітерного та колекторного $p - n$ переходів. Однак просте збільшення площі емітера через ефект витиснення не дає позитивного результату. Як було показано раніше, більша частина загальної площі емітера не є «корисною» і не бере участі в інжекції носіїв заряду. Тому для послаблення ефекту відтиснення необхідно за заданої площі емітера мати якомога більшу інжектувальну площу та якнайменшу відстань від емітера до базового контакту. Інакше кажучи, потрібна така геометрія емітера, яка забезпечує відношення периметра до площі якомога більшим. Деякі конфігурації емітерів потужних транзисторів, які відповідають цим умовам, показано на рис. 4.44.

Найпростішою є конфігурація емітера у вигляді гребінки, яку створюють у базовій області методом дифузії (рис. 4.44, *a*).

Ширина зубців гребінки дорівнює декільком мікрометрам, тому така структура дозволяє розподілити струм емітера по всій площі та значно послабити вплив ефекту відтиснення. Крім того, відстань між зубцями емітера та електродами бази, а відповідно й опір бази в цій структурі можна звести до мінімуму.

Іншими варіантами потужних транзисторів, у яких більш рівномірно розподіляється струм по площі, є багатоемітерні конструкції. Емітери таких транзисторів виконують у вигляді окремих смужок чи круглих комірок (рис. 4.44, *б*, *в*), які не зв'язані між собою. Металеві

електроди бази та емітерів виконують у вигляді зустрічно-штирьових гребінок на близькій відстані один від одного.

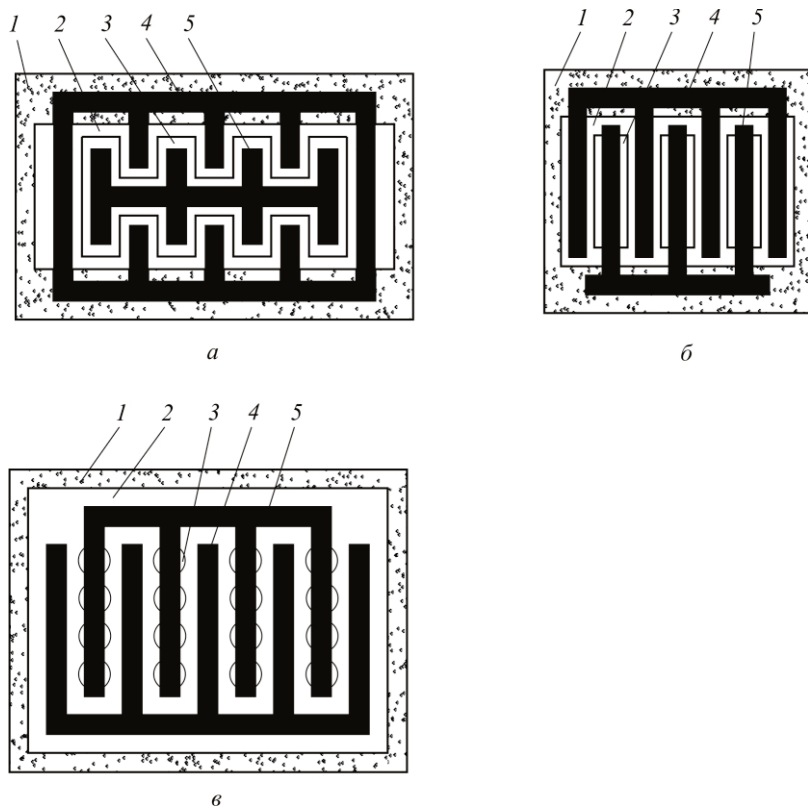


Рис. 4.44. Конфігурації емітерів потужних транзисторів:
а — гребінчаста структура емітера; *б* — багатоемітерна смужкова структура;
в — багатоемітерна кільцева структура; 1 — колектор; 2 — база;
 3 — емітер; 4 — базовий електрод; 5 — емітерний електрод

Вилучення неефективної площі емітера дозволяє суттєво знизити його бар'єрну ємність. Тому розглянуті структури є основою для створення потужних НВЧ-транзисторів. У таких транзисторах мають бути зведені до мінімуму значення паразитних параметрів і розміри активних частин структури, визначальними з яких є ширина емітерних смужок і товщина бази. У сучасних НВЧ-транзисторах ширина емітерних смужок менша за 1 мкм, а товщина бази — менша від 0,1 мкм.

Важливим завданням конструювання потужних транзисторів є забезпечення належного тепловідведення від колектора. Для цього кристал напівпровідника припаюють до масивного мідного кристалотримача з колекторного боку. Основа корпусу транзистора прилаштована для з'єднання з радіатором тепловідведення. Інколи як радіатор використовують шасі пристрою. Коли електронна схема не передбачає безпосереднього контакту колектора із шасі, то між шасі та основою транзистора розміщують ізолювальну прокладку з матеріалу з великою теплопровідністю, наприклад, з оксиду берилію. Наявність радіатора різко знижує тепловий опір конструкції та збільшує допустиму потужність транзистора.

Суттєвий недолік потужних транзисторів — це низький коефіцієнт підсилення за струмом, який у схемі із загальним емітером не перевищує десятків одиниць. Тому на цей час як потужні підсилювальні елементи використовують складені транзистори, коефіцієнт підсилення досягає сотень одиниць.

4.16.2. Складені транзистори

Підвищення коефіцієнта підсилювання в складених транзисторах досягається відповідним з'єднанням двох (або декількох) транзисторів. На цей час складені транзистори реалізують за двома схемами: схемою Дарлінгтона та схемою Шиклаї.

Схему Дарлінгтона показано на рис. 4.45, *а*. Транзистори VT_1 і VT_2 виготовлено на одному кристалі в єдиному технологічному циклі. Транзистори мають спільний колектор, а емітер транзистора VT_1 з'єднано з базою транзистора VT_2 металізацією по поверхні кристала (рис. 4.45, *б*). Базою транзистора Дарлінгтона є база транзистора VT_1 , а емітером — емітер транзистора VT_2 .

Покажемо, що коефіцієнт підсилення складеного транзистора більший, ніж кожного з окремих транзисторів VT_1 і VT_2 . Коефіцієнт підсилення транзистора за схемою із загальним емітером

$$\beta = \frac{I_K}{I_B}, \quad (4.178)$$

де $I_K = I_{K_1} + I_{K_2}$ — загальний струм колектора.

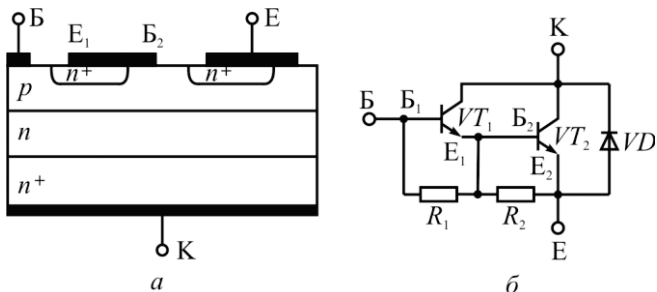


Рис. 4.45. Структура складеного транзистора Дарлінгтона (а) та його електрична схема (б)

Струм $I_{K_1} = \beta_1 I_{B_1} = \beta_1 I_B$, а струм $I_{K_2} = \beta_2 I_{B_2}$. Струм I_{B_2} є одночасно струмом емітера I_{E_1} , тобто $I_{B_2} = (\beta_1 + 1)I_{B_1}$, а струм колектора $I_{K_2} = \beta_2(\beta_1 + 1)I_{B_1}$.

Підставляючи $I_{K_1} + I_{K_2}$ у рівняння (4.178), отримаємо:

$$\beta = \beta_1 + \beta_2 + \beta_1\beta_2 \approx \beta_1\beta_2. \quad (4.179)$$

Таким чином, коефіцієнт підсилення за струмом складеного транзистора дорівнює добутку коефіцієнтів підсилення кожного з транзисторів.

Вхідний опір транзистора більший, а вихідний менший, ніж окремих транзисторів.

Суттєвим недоліком складеного транзистора є великий зворотний струм колектора I_{KB_0} , тобто струм колектора I_K , коли $I_B = 0$. Із схеми (рис. 4.45, б) легко отримати:

$$I_{KB_0} = I_{KB_0_2} + (\beta_1 + 1)I_{KB_0_1}. \quad (4.180)$$

Зазвичай емітерні переходи транзисторів VT_1 і VT_2 шунтуються резисторами R_1 і R_2 . Це дозволяє поліпшити параметри складеного транзистора: збільшити робочу напругу колектор–емітер, зменшити температурну нестабільність. Одночасно з цим зменшується час вимкнення транзистора в разі роботи у ключовому режимі, оскільки за прямого зміщення емітерних переходів шунтування резисторами забезпечує від’ємний струм бази, який витікає із транзистора та сприяє його запиранню.

За форсованого запирання транзистора від’ємним струмом бази від зовнішнього джерела (зміни полярності джерела живлення)

можливий пробій одного або обох емітерних переходів. Щоб уникнути пробою переходи шунтують діодом, який вмикають зустрічно-паралельно емітерним переходам (рис. 4.45, б).

Сучасна технологія дозволяє формувати резистори та діод на одному кристалі сумісно зі складеним транзистором, тобто створювати силову інтегральну схему.

Іншим різновидом складеного транзистора є транзистор за схемою Шоклаї. На відміну від транзистора Дарлінгтона транзистор Шоклаї реалізують на різнополярних транзисторах (рис. 4.46). Схема Шоклаї включає малопотужний транзистор типу $p-n-p$ і потужний $n-p-n$ транзистор. Технологічно транзистор Шоклаї виготовляють на одному кристалі. Він має три зовнішні виводи: емітером і базою спільного транзистора є емітер і база транзистора $p-n-p$, а колектором — емітер $n-p-n$ транзистора. Колектор транзистора VT_1 є базою транзистора VT_2 . Коефіцієнт підсилення транзистора VT_1 $\beta_1 = I_{K_1} / I_{B_1}$, а транзистора VT_2 — $\beta_2 = I_{E_2} / I_{K_1}$. Виходячи з цього, отримуємо коефіцієнт підсилення спільного транзистора:

$$\beta = \frac{I_{E_2}}{I_{B_1}} = \frac{\beta_1(\beta_2 + 1)I_{B_1}}{I_{B_1}} \approx \beta_1\beta_2 \quad (4.181)$$

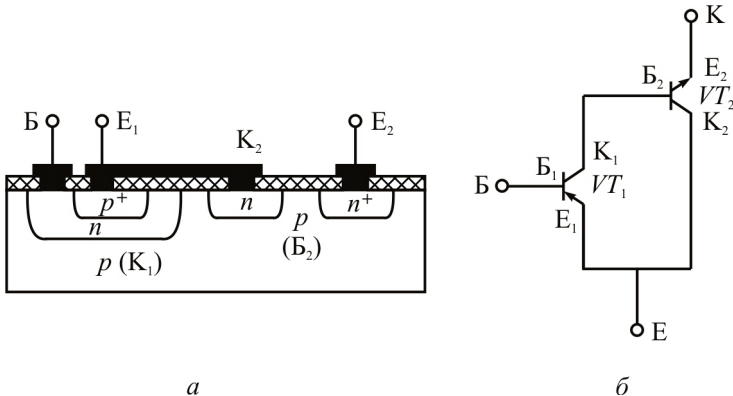


Рис. 4.46. Структура складеного транзистора Шоклаї (а) та його електрична схема (б)

Вхідний опір спільного транзистора такий самий, як і окремого $p-n-p$ транзистора.

4.16.3. Одноперехідні транзистори

Одноперехідний транзистор — це напівпровідниковий прилад з одним p - n переходом і трьома зовнішніми виводами, принцип дії якого ґрунтується на модуляції опору бази під впливом інжекттованих неосновних носіїв заряду.

Основною особливістю одноперехідного транзистора є наявність ділянки з від'ємним диференціальним опором на входній ВАХ.

Одноперехідні транзистори призначено для роботи в схемах перемикавання, генерування та підсилення електричних сигналів. Друга назва одноперехідного транзистора — двобазовий діод.

Структура та принцип дії транзистора. Структуру та схему заміщення одноперехідного транзистора показано на рис. 4.47. У спрощеному варіанті транзистор являє собою кристал напівпровідника у вигляді паралелепіпеда, який виконує роль бази. З одного боку паралелепіпеда методом вплавлення або дифузії утворено область емітера та емітерний p - n перехід, а на торцях — омичні контакти, які називають базовими.

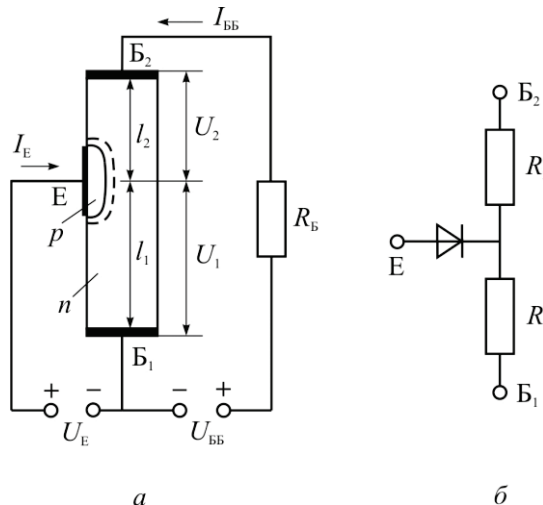


Рис. 4.47. Структура одноперехідного транзистора (а) та його схема заміщення (б)

Розглянемо роботу транзистора на прикладі схеми, показаної на рис. 4.47, а. За нормальних умов роботи до базового контакту Б₂

прикладено додатну напругу джерела $U_{ББ}$, а контакт $Б_1$ є загальним відносно емітера та базового контакту $Б_2$. Розділимо базу на дві ділянки завдовжки l_1 і l_2 , опір яких позначимо через R_1 і R_2 . Під час проходження струму $I_{ББ}$ вздовж бази на ділянці l_1 утворюється напруга U_1 , яка пропорційна опорі R_1 (рис. 4.47, б):

$$U_1 = \frac{R_1}{R_1 + R_2} U_{ББ}. \quad (4.182)$$

Ця напруга зміщує емітерний $p-n$ перехід у зворотному напрямі. Коли до емітера прикладено зовнішню напругу $U_{ЕБ_1}$, напруга на $p-n$ переході буде становити: $U_{p-n} = U_{ЕБ_1} - U_1$.

Доки напруга U_1 більша за напругу $U_{ЕБ_1}$ $p-n$ перехід буде зміщено у зворотному напрямі та в колі емітера проходитиме малий зворотний струм $I_{зв}$ (рис. 4.48). За $U_{ЕБ_1} = U_1$, напруга на $p-n$ переході дорівнює нулю, але такий стан рівноваги не може бути тривалим. Унаслідок флуктуацій напруги $U_{ЕБ_1}$ чи опорі ділянки l_1 напруга U_1 може стати меншою за $U_{ЕБ_1}$ і емітерний перехід виявиться зміщеним у прямому напрямі. Через перехід почнеться інжекція дірок у ділянку бази l_1 . Для компенсації заряду надмірних дірок у базу від мінуса джерела $U_{ЕБ_1}$ надходять електрони. Таким чином, концентрація носіїв у базі на ділянці l_1 збільшується, а її опір зменшується.

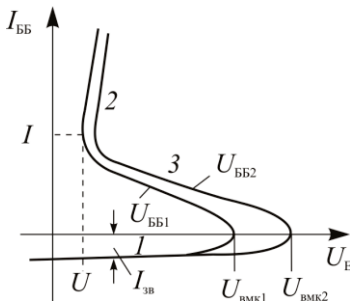


Рис. 4.48. Вхідні ВАХ одноперехідного транзистора

Зменшення опорі бази R_1 приводить до подальшого зменшення напруги U_1 і до збільшення прямої напруги на $p-n$ переході, тобто у вхідному колі транзистора діє додатний зворотний зв'язок, унаслідок чого збільшуються інжекція дірок у базу та струм у колі емітера I_E . Лавиноподібне зростання прямого струму через $p-n$ перехід одночасно супроводжується змен-

шенням напруги $U_{ЕБ_1}$ і на ВАХ виявляється ділянка з від'ємним диференціальним опором (рис. 4.48).

Одноперехідний транзистор може діяти в двох режимах живлення вихідного кола: у режимі джерела напруги ($U_{ББ} = \text{const}$) і в режимі джерела струму ($I_{ББ} = \text{const}$).

Режим постійної напруги доцільно використовувати для роботи одноперехідного транзистора як перемикача. У такому разі необхідно, щоб напруга вмикання була стабільною й незалежною від температури навколишнього середовища. Ця умова виконується, оскільки $U_{\text{вмк}} = U_{p-n} + U_1 \approx U_1$, а напруга U_1 визначається тільки геометричними розмірами ділянки бази l_1 .

За режиму постійного струму напруга вмикання $U_{\text{вмк}} = U_{p-n} + I_{\text{ББ}} R_{01}$, де R_{01} — опір ділянки l_1 у рівноважному стані. Оскільки R_{01} змінюється у разі зміни температури, напруга вмикання не буде постійною. Але під час роботи одноперехідного транзистора, наприклад, у режимі генератора гармонічних коливань більш важлива стабільність диференціального опору вхідного кола, що забезпечується за режиму живлення вихідного кола від джерела струму.

Одноперехідний транзистор може підсилювати за потужністю, за напругою та за струмом.

Визначимо коефіцієнт підсилення транзистора за струмом. За великої напруженості електричного поля в базі можна знехтувати дифузійною складовою струму та враховувати тільки дрейфові складові:

$$I_{\text{ББ}} = I_p + I_n = qS(n_n \mu_n + p_n \mu_p)E, \quad (4.183)$$

де S — площа поперечного перерізу бази.

Припустімо, що струм емітера зріс на ΔI_E , тоді в базі збільшиться концентрація дірок на Δp_n і електронів на Δn_n (за умови електронейтральності бази $\Delta p_n = \Delta n_n$). Приріст струму ΔI_E дорівнює

$$\Delta I_E = qS \Delta p_n \mu_p E, \quad (4.184)$$

а приріст струму $\Delta I_{\text{ББ}}$:

$$\Delta I_{\text{ББ}} = qS (\Delta p_n \mu_p + \Delta n_n \mu_n) E. \quad (4.185)$$

Коефіцієнт підсилення за струмом

$$K_I = \frac{\Delta I_{\text{ББ}}}{\Delta I_E} = 1 + \frac{\mu_n}{\mu_p}. \quad (4.186)$$

Зазвичай рухливість електронів у напівпровідниках більша за рухливість дірок, тому коефіцієнт $K_I > 1$.

На вхідній ВАХ одноперехідного транзистора можна виділити три ділянки (рис. 4.48). Ділянку I зі струмом, меншим за $I_{\text{вмк}}$, називають ділянкою відсікання. Ця ділянка відповідає закритому стану транзис-

тора. У закритому стані транзистор характеризується малим значенням зворотного струму $I_{ЕЗВ}$ і великим значенням напруги $U_{ЕБ1}$.

Ділянку 2 зі струмом, більшим за $I_{ВІМК}$, називають ділянкою насичення. Ця ділянка відповідає відкритому стану транзистора. У відкритому стані транзистор характеризується великим прямим струмом $I_{Епр}$ і малим значенням напруги $U_{ЕБ1}$.

Ділянку 3 між струмами $I_{ВМК}$ і $I_{ВІМК}$ називають ділянкою від'ємного диференційного опору, або перехідною ділянкою.

Перехід з ділянки відсікання до ділянки насичення супроводжується різким зменшенням напруги $U_{ЕБ1}$ і зростанням струму I_E .

Напругу, за якої транзистор переходить із закритого стану у відкритий, називають напругою вмикання $U_{ВМК}$. В ідеальному транзисторі вмикання відбувається за струмом емітера $I_{ЕВМК} = 0$.

У реальних транзисторах спостерігається відхилення струму вмикання від нульового в бік додатних чи від'ємних значень.

Причиною зміщення $I_{ЕВМК}$ в область $I_E > 0$ може бути струм витікання та струм рекомбінації емітерного $p-n$ переходу, які не пов'язані з дифузією носіїв заряду в базу.

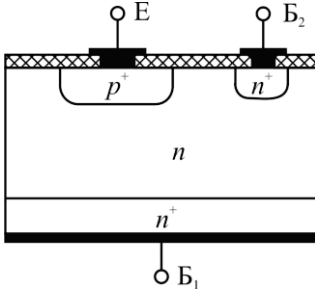


Рис. 4.49. Структура одноперехідного транзистора, виготовленого за дифузійною технологією

Причиною зміщення $I_{ЕВМК}$ в область $I_E < 0$ може бути нерівномірне зміщення $p-n$ переходу по його площі: напруга U_1 , яка зміщує $p-n$ перехід, у верхній точці буде більшою, ніж у нижній точці $p-n$ переходу. Тому зі збільшенням напруги $U_{ЕБ1}$ нижня ділянка $p-n$ переходу зміщується у прямому напрямі, водночас верхня ділянка залишається зміщеною у зворотному напрямі.

При цьому зворотний струм може бути більшим від прямого, проте $p-n$ перехід почне перемикатися у відкритий стан. Таке спостерігається у транзисторах з великою площею $p-n$ переходу. Напруга вмикання залежить від струму $I_{ББ}$ і напруги $U_{ББ}$. Зі збільшенням цих параметрів напруга вмикання одноперехідного транзистора збільшується (рис. 4.48).

Одноперехідні транзистори за частотними властивостями значно поступаються звичайним біполярним транзисторам. Це зумовлено

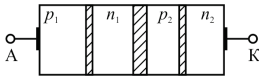
великим об'ємом бази одноперехідного транзистора, у якому за прямого зміщення нагромаджується значний заряд неосновних носіїв.

Сучасні одноперехідні транзистори виготовляють методом дифузії. Структуру такого транзистора показано на рис. 4.49.

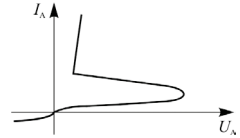
КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Нарисуйте структуру та енергетичні діаграми транзисторів $p-n-p$ та $n-p-n$ типів для зрівноваженого стану.
2. Назвіть основну умову взаємодії $p-n$ переходів у транзисторі.
3. Наведіть визначення бездрейфового та дрейфового транзисторів.
4. Що являють собою області емітера, бази та колектора транзистора.
5. Охарактеризуйте режими роботи транзистора.
6. Нарисуйте розподіл неосновних носіїв у базі транзистора для різних режимів роботи.
7. Поясніть фізичні процеси у транзисторі в активному режимі.
8. Що таке коефіцієнт інжекції та коефіцієнт перенесення транзистора?
9. Чому дорівнює коефіцієнт передачі емітерного струму транзистора?
10. Поясніть фізичну природу складової струму рекомбінації бази.
11. Що таке зворотний колекторний струм транзистора?
12. Поясніть принцип підсилення у транзисторі.
13. Наведіть три схеми вмикання транзистора.
14. Чому дорівнюють коефіцієнти підсилення за струмом, напругою та потужністю для трьох схем вмикання транзистора?
15. Що таке ефект Ерлі? До яких наслідків приводить ефект Ерлі?
16. Наведіть визначення статичних характеристик транзистора.
17. Наведіть можливі варіанти функціональних зв'язків між струмами та напругами в транзисторі.
18. Напишіть рівняння статичних характеристик ідеалізованого транзистора.
19. Нарисуйте та поясніть основні характеристики транзистора для схеми із загальною базою.
20. Нарисуйте та поясніть основні характеристики транзистора для схеми із загальним емітером.
21. Поясніть вплив зворотного зв'язку на характеристики транзистора.
22. Поясніть вплив температури на характеристики транзистора.
23. Поясніть принцип побудови характеристик прямої передачі та зворотного зв'язку за вхідними та вихідними характеристиками.
24. Назвіть фізичні параметри транзистора, поясніть фізичну суть параметрів, напишіть формули параметрів.

25. Поясніть залежність фізичних параметрів від струму емітера.
26. Поясніть залежність фізичних параметрів від напруги на колекторі.
27. Поясніть температурну залежність параметрів.
28. Назвіть системи зовнішніх параметрів транзистора.
29. Напишіть системи h -параметрів транзистора для трьох схем вмикання транзистора.
30. Напишіть формули h -параметрів для трьох схем вмикання транзистора.
31. Назвіть фактори, які впливають на частотну залежність коефіцієнта передачі емітерного струму α .
32. Поясніть вплив ємностей емітерного та колекторного переходів на частотну залежність α .
33. Поясніть вплив дифузійних процесів у базі на частотну залежність α .
34. Виведіть формулу часу дифузії носіїв через базу.
35. Наведіть визначення рубіжної частоти коефіцієнта передачі емітерного струму f_α , базового струму f_β і граничної частоти f_T .
36. Як гранична частота залежить від товщини бази?
37. Чому дорівнює фазовий зсув між струмом колектора і струмом емітера на частоті f_α ?
38. Поясніть, чому рубіжна частота транзистора в схемі із загальним емітером f_β менша за частоту f_α .
39. Покажіть, чому частота f_β не залежить від товщини бази.
40. Нарисуйте графіки залежностей $\alpha(f)$ і $\beta(f)$.
41. Які є способи поліпшення частотних властивостей біполярних транзисторів?
42. Які особливості дрейфових транзисторів?
43. Поясніть механізм утворення електричного поля в базі дрейфового транзистора.
44. Що таке фактор електричного поля?
45. Нарисуйте розподіл неосновних носіїв заряду в базі дрейфового транзистора за різних рівней інжекції та значень фактора поля.
46. Опишіть методи підвищення пробійних напруг у планарних транзисторах.
47. Чим зумовлені власні шуми біполярних транзисторів?
48. Що таке фактор (коефіцієнт) шуму?
49. Наведіть приклади різновидів біполярних транзисторів.
50. Опишіть роботу одноперехідного транзистора.
51. Які особливості потужних транзисторів?
52. Нарисуйте схему заміщення та опишіть роботу складеного транзистора.



РОЗДІЛ 5 ТИРИСТОРИ



Тиристор — це напівпровідниковий прилад, принцип дії якого полягає у взаємодії трьох p - n переходів і який на вольт-амперній характеристиці має відрізок з від'ємним диференціальним опором. Основне призначення тиристора — робота як електронного ключа.

Тиристорами називають багатошарові напівпровідникові прилади, які мають два стійкі стани: в одному (закритому) стані тиристор має великий опір і пропускає малий струм, у другому (відкритому) стані — малий опір і пропускає великий струм.

За кількістю зовнішніх виводів розрізняють діодні тиристори з двома зовнішніми виводами, тріодні тиристори з трьома зовнішніми виводами та тетродні тиристори з чотирма зовнішніми виводами.

Розглянемо спочатку фізичні процеси в діодному тиристорі (диністорі).

5.1. Диністор. Структура та принцип дії

Диністор складається з чотирьох p - та n -областей, що чергуються, між якими утворюються електронно-діркові переходи (рис. 5.1, *а*). Контакт до крайньої області p називають анодом, а контакт до крайньої n -області — катодом.

Диністори створюють за дифузійною або дифузійно-епітаксіальною технологією. Як початковий використовують високоомний кристал кремнію n -типу. З обох боків кристалічної пластини, яка виконує роль підкладки, методом дифузії утворюють області p_1 і p_2 . На заключному етапі методом дифузії або епітаксії утворюють шар n_2 . Крайню область p_1 називають анодом, крайню область n_2 — катодом, а середні області n_1 і p_2 — базами.

Типові профіль легування та розміри областей структури показано на рис. 5.1, *б*.

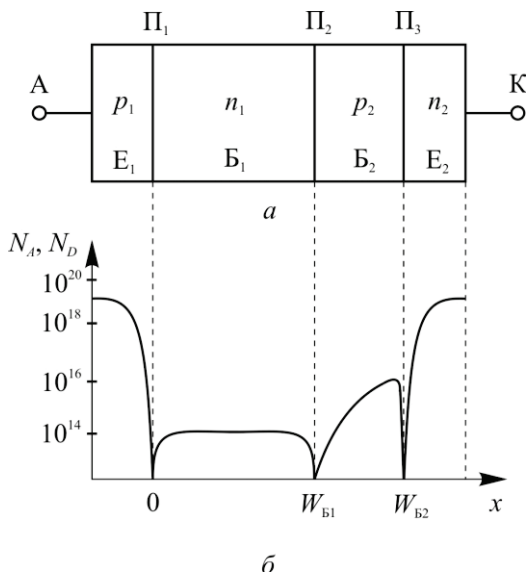


Рис. 5.1. Структура диністора (а)
та профіль розподілу домішок в областях диністора (б)

На ВАХ диністора (рис. 5.2) можна виділити чотири відрізки:

— **відрізок 1** — від точки 0 до точки a — відповідає закритому стану, коли на диністорі великий спад напруги за малого пропускового струму;

— **відрізок 2** — від точки a до точки b — відповідає від'ємному диференціальному опорі, коли диністор із закритого стану переходить у відкритий;

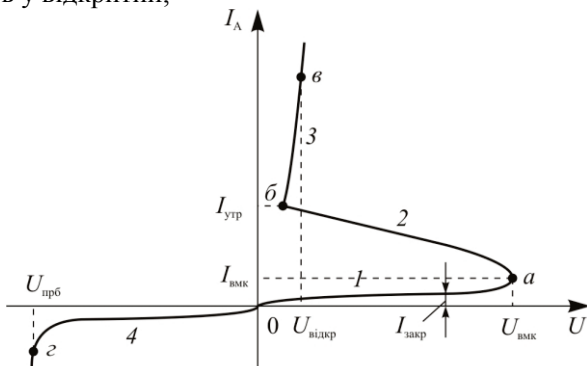


Рис. 5.2. Вольт-амперна характеристика диністора

— **відрізок 3** — від точки *б* до точки *в* — відповідає відкритому стану, коли крізь диністор протікає великий струм за малого спаду напруги;

— **відрізок 4** — від точки *0* до точки *г* — відповідає зворотній гілці характеристики діода.

Для пояснення принципу роботи та форми ВАХ зобразимо диністор у вигляді двох транзисторів, з'єднаних між собою, один з яких (T_1) *p-n-p* типу, а другий (T_2) — *n-p-n* типу (рис. 5.3). У цій комбінації *p-n* переходи Π_1 та Π_3 виконують роль емітерних, а перехід Π_2 — колекторного. Шар n_1 структури є базою транзистора *p-n-p* і одночасно колектором транзистора *n-p-n*; шар p_2 — є базою транзистора *n-p-n* і колектором транзистора *p-n-p*. Перехід Π_2 є загальним для обох транзисторів. Відповідно струм бази транзистора T_1 є струмом колектора транзистора T_2 , а струм бази транзистора T_2 — струмом колектора транзистора T_1 . У такій системі діє додатний зворотний зв'язок.

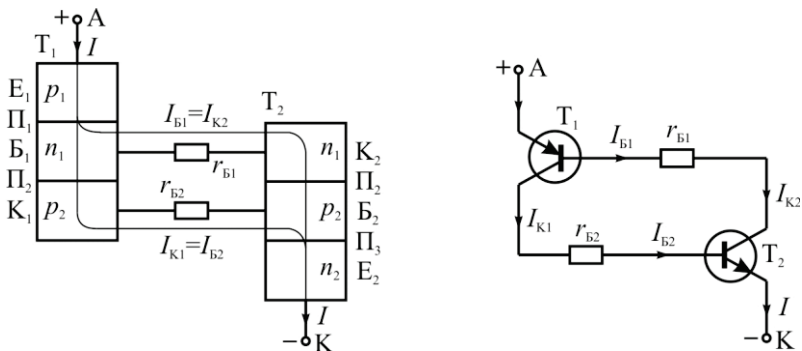


Рис. 5.3. Транзисторна схема заміщення диністора

Колекторний струм транзистора T_2 , будучи одночасно базовим струмом транзистора T_1 , збільшує його колекторний струм, а колекторний струм транзистора T_1 , будучи базовим струмом транзистора T_2 , збільшує його колекторний струм і т.д.

Якщо на диністор подати напругу «плюсом» до анода, а «мінусом» до катода, то переходи Π_1 і Π_3 зміщуватимуться в прямому напрямі, а Π_2 — у зворотному. Опір зворотнозмщеного переходу набагато більший від опорів прямозмщених переходів і можна вважати, що вся зовнішня напруга U прикладена до переходу Π_2 . Через колекторний

перехід протікає зворотний струм неосновних носіїв I_{K0} . Електрони з області p_2 , потрапляючи в область n_1 , зменшують потенціальний бар'єр переходу Π_1 , а дірки з області n_1 , потрапляючи в область p_2 , зменшують потенціальний бар'єр переходу Π_3 , утворюючи тим самим інжекцію носіїв крізь емітерні переходи транзисторів. Дірки, що інжектуються переходом Π_1 , і електрони, які інжектуються переходом Π_3 , частково досягають колекторного переходу Π_2 і перекидаються його полем у сусідній області, утворюючи там надмірний заряд основних носіїв. Між надмірними зарядами електронів, які нагромаджуються в базі n_1 , і надмірними зарядами дірок бази p_2 створюється різниця потенціалів $U_{p_2-n_1}$, яка напрямлена назустріч напрузі джерела живлення U_A . За низького рівня інжекції напруга $U_{p_2-n_1}$ значно менша за напругу на переході Π_2 , яка зміщує його у зворотному напрямі. Проте зі зростанням рівня інжекції, тобто струму I через диністор, напруга $U_{p_2-n_1}$ зростає і може повністю скомпенсувати зворотну напругу, в результаті чого перехід Π_2 буде зміщуватися у прямому напрямі.

Розглянемо умови, за яких диністор із закритого стану переходить у відкритий стан. Отже, струм колекторного переходу I_K буде мати три складові: зворотний струм неосновних носіїв I_{K0} , струм дірок $\alpha_1 I_{E1}$, що інжектуються переходом Π_1 , і струм електронів $\alpha_2 I_{E2}$, які інжектуються переходом Π_3 :

$$I_K = I_{K0} + \alpha_1 I_{E1} + \alpha_2 I_{E2}, \quad (5.1)$$

де α_1 і α_2 , I_{E1} і I_{E2} — коефіцієнти підсилення та струми емітерів транзисторів T_1 і T_2 відповідно.

Оскільки струми через кожний з переходів дорівнюють один одному та струму в зовнішньому колі I , з рівняння (5.1) дістанемо

$$I = \frac{I_{K0}}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}. \quad (5.2)$$

У формулі (5.2) всі величини взаємопов'язані та впливають одна на одну. Наприклад, збільшення I_{K0} зумовлює збільшення струмів крізь емітерні переходи, що, в свою чергу, спричинює збільшення коефіцієнтів α_1 і α_2 , а збільшення α_1 і α_2 приводить до збільшення струму I . Такий взаємозв'язок зумовлює появу на ВАХ відрізка з від'ємним диференціальним опором.

Розглянемо, як за додатного зворотного зв'язку між транзисторами T_1 і T_2 залежність їх коефіцієнтів підсилення α_1 і α_2 від струму зумовлює появу відрізка з від'ємним диференціальним опором на ВАХ диністора. Якісні залежності від струму суми інтегральних ($\alpha_1 + \alpha_2$) і диференціальних ($\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2$) коефіцієнтів показано на рис. 5.4. Зв'язок між диференціальними та інтегральними коефіцієнтами підсилення описується співвідношеннями (4.53):

$$\tilde{\alpha}_1 = \alpha_1 + I \frac{d\alpha_1}{dI}; \quad \tilde{\alpha}_2 = \alpha_2 + I \frac{d\alpha_2}{dI}. \quad (5.3)$$

За малих струмів, що відповідають закритому стану диністора, сума як інтегральних, так і диференціальних коефіцієнтів підсилення менша від одиниці. Додатний зв'язок між транзисторами при цьому відносно слабкий, тому за прямої напруги, яка менша від напруги вмикання $U_{\text{вмк}}$ (див. рис. 5.2), у диністорі встановлюється стаціонарний режим роботи в закритому стані. Цей стан описується формулою (5.2), яка справедлива доти, доки $\alpha_1 + \alpha_2 < 1$. Перепишемо її у вигляді

$$I_{K0} = I[1 - (\alpha_1 + \alpha_2)] \quad (5.4)$$

і продиференціюємо за I :

$$\frac{dI_{K0}}{dI} = 1 - (\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2). \quad (5.5)$$

Із рівняння (5.5) випливає, що доти, доки $(\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2) < 1$, співвідношення $dI_{K0} / dI > 0$. Це означає, що зворотний струм колекторного переходу I_{K0} збільшується зі зростанням струму I . Але зростання струму I_{K0} можливе тільки завдяки підвищенню напруги на колекторному переході, тобто на всій структурі. Це відповідає закритому стану диністора (рис. 5.2, відрізок I).

Диференціальні коефіцієнти підсилення із зростанням струму через структуру збільшуються швидше, ніж інтегральні (рис. 5.4), і коли $(\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2) = 1$, то $dI_{K0} / dI = 0$. Це відповідає максимальному

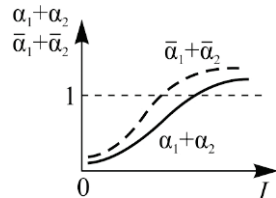


Рис. 5.4. Залежність суми інтегральних і диференціальних коефіцієнтів підсилення складових транзисторів від струму диністора

значенню струму I_{K0} і відповідно максимальній напрузі на колекторному переході та на всій структурі $p-n-p-n$.

Якщо $(\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2) > 1$, то похідна $dI_{K0} / dI < 0$. Це означає, що I_{K0} зменшується зі зростанням загального струму I , отже, зменшується і напруга на колекторному переході та на диністорі в цілому. Це відповідає ділянці від'ємного диференціального опору на прямій гілці ВАХ диністора (рис. 5.2, відрізок 2).

Струм I_{K0} зі зростанням загального струму через структуру зменшується доти, доки сума $\alpha_1 + \alpha_2$ не досягне 1. Коли $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$, зворотний струм колекторного переходу, а отже, і напруга на переході зменшуються до нуля. Значення струму I , за якого $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$, називають струмом утримання $I_{\text{утр}}$. Подальше зростання струму I приводить до зміщення переходу Π_2 у прямому напрямі та диністор стає повністю відкритим.

У відкритому стані всі три переходи зміщені в прямому напрямі та ВАХ диністора подібна до прямої гілки ВАХ діода. При цьому

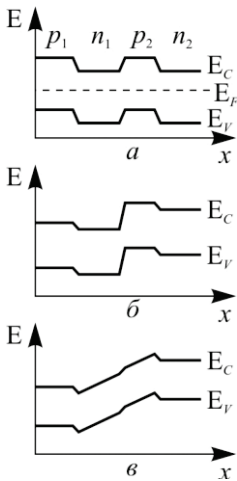


Рис. 5.5. Енергетичні діаграми $p-n-p-n$ структури за різних режимів роботи:
 a — у стані рівноваги;
 b — у закритому стані;
 $в$ — у відкритому стані

спад напруги на диністорі дорівнює сумі спадів напруги на кожному з переходів. Проте треба враховувати, що напруга на переході Π_2 напрямлена зустрічно напрузі на переходах Π_1 і Π_3 . Тому загальна напруга на диністорі у відкритому стані

$$U_{\text{відкр}} = U_1 - U_2 + U_3. \quad (5.6)$$

Зазвичай ця напруга не перевищує 1,5 В, а струми можуть досягати сотень і навіть тисяч амперів. Зміщення колекторного переходу в диністорі зі зворотного на пряме можна пояснити так само, як і зміщення колекторного переходу в транзисторі у режимі насичення (див. підрозд. 4.8.1 та рис. 4.11). Роль зовнішнього опору в цьому разі відіграють опори бази r_{B1} і r_{B2} , на яких за досить великих струмів колектора спад напруги більший,

ніж спад напруги на переході Π_2 (див. рис. 5.3).

Енергетичні діаграми $p-n-p-n$ структури для різних режимів роботи показано на рис. 5.5. Зміна нахилу енергетичних зон (зміна потенціалу) по товщині базових областей зумовлюється тим, що за великих струмів спад напруги на базах структури може бути сумірним зі спадами напруги на $p-n$ переходах.

Слід зазначити, що диністор — це струмовий прилад, тобто перемикання із закритого стану у відкритий відбувається тільки тоді, коли струм через структуру досягає значення струму вмикання $I_{\text{ВМК}}$, за якого $(\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2) = 1$. Напруга $U_{\text{ВМК}}$ визначається характером залежності $I(U)$ на відрізку I ВАХ (див. рис. 5.2). Чим крутіша ця залежність, тим менша напруга $U_{\text{ВМК}}$. За відносно повільної залежності $I(U)$ напруга перемикання диністора може перевищувати напругу лавинного пробою колекторного переходу і тоді перемикання диністора залежатиме від зростання струму за рахунок лавинного помноження в колекторному переході. Якщо вважати, що коефіцієнти лавинного помноження для дірок M_p та електронів M_n однакові та дорівнюють M , то замість формули (5.2) слід записати:

$$I = \frac{M I_{\text{К0}}}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2) M}. \quad (5.7)$$

Умова перемикання структури із закритого стану у відкритий з урахуванням лавинного помноження носіїв матиме вигляд

$$M(\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2) = 1. \quad (5.8)$$

Оскільки за напруг, які перевищують напругу пробою колекторного переходу, коефіцієнт M перевищує одиницю, то умова (5.8) виконується за менших значень $U_{\text{ВМК}}$.

У разі зворотної напруги на диністорі, коли до анода прикладається від'ємний потенціал, переходи Π_1 і Π_3 будуть зміщені у зворотному напрямі, а перехід Π_2 — у прямому.

Майже вся зовнішня напруга прикладена до зворотнозміщених переходів Π_1 і Π_3 і тільки мала частка — до прямозміщеного переходу Π_2 . Крізь переходи Π_1 і Π_3 течуть зворотні струми $I_{\text{К01}}$ і $I_{\text{К02}}$, фізичний зміст яких такий самий, як і зворотного струму окремого $p-n$ переходу. До цих струмів додається невелика складова струму носіїв зарядів, інжектованих переходом Π_2 . Тому сумарний зворотний струм $I_{\text{зв}}$ крізь диністор буде більшим за зворотний струм переходів Π_1 і Π_3 .

Розглядаючи транзисторну модель диністора за зворотного зміщення, легко бачити, що переходи Π_1 і Π_3 є колекторними, а перехід

Π_2 — емітерним і спільним для обох транзисторів. Кожен із транзисторів у цьому випадку виявляється ввімкнутим за схемою із загальним емітером в інверсному режимі та через них тече наскрізний струм (див. формулу (4.49)). Для транзистора $p_1-n_1-p_2$ можна записати:

$$I_{\Pi_1} = I_{K0_1} + \alpha_{i_1} I_{\Pi_2}, \quad (5.9)$$

де α_{i_1} — інверсний коефіцієнт підсилення транзистора T_1 .

З урахуванням умови неперервності струму через усі переходи ($I_{\Pi_1} = I_{\Pi_2} = I_{\Pi_3} = I_{зв}$) отримаємо

$$I_{зв} = \frac{I_{K0_1}}{1 - \alpha_{i_1}}. \quad (5.10)$$

Аналогічно можна подати вираз і для транзистора $n_2-p_2-n_1$. Таким чином, зворотний струм диністора більший від зворотного струму переходів Π_1 і Π_3 у $\frac{1}{1 - \alpha_i}$ разів.

За зворотного ввімкнення диністора немає додатного зворотного зв'язку, оскільки основні носії зарядів не нагромаджуються в базах B_1 і B_2 , і немає умов для перемикання диністора з одного стану в інший.

Зворотна напруга на диністорі обмежується лавинним пробоем емітерних переходів, або змиканням переходів Π_1 і Π_2 у разі розширення переходу Π_1 на всю товщину високоомної бази B_1 .

Проте треба врахувати, що напруга лавинного пробую переходу Π_1 диністора значно менша від напруги пробую окремого $p-n$ переходу. Це зумовлено тим, що транзистор $p_1-n_1-p_2$ увімкнено за схемою із загальним емітером з розімкненою базою. Як було показано в рівняння (4.104) в такому випадку напруга пробую колекторного переходу транзистора в два-три рази менша за напругу пробую колекторного переходу в схемі із загальною базою.

Для забезпечення високої пробивної напруги тиристорів необхідно створювати конструкції з площинними $p-n$ переходами. Але і в площинних переходах унаслідок впливу поверхні напруга пробую значно менша за теоретичну. Щоб уникнути поверхневого пробую, так само як і у високовольтних діодах по периметру тиристора створюють додатну або від'ємну фаску (рис. 5.6).

Додатна фаска означає зменшення площі поперечного перетину від сильнолегованої області до слабколегованої області, а від'ємна фаска

навпаки означає збільшення площі в тому ж напрямі. В переходах з фаскою електричне поле зменшується приблизно в $\sin \theta$ разів, а напруга пробою зростає до теоретичної для плоского p - n переходу.

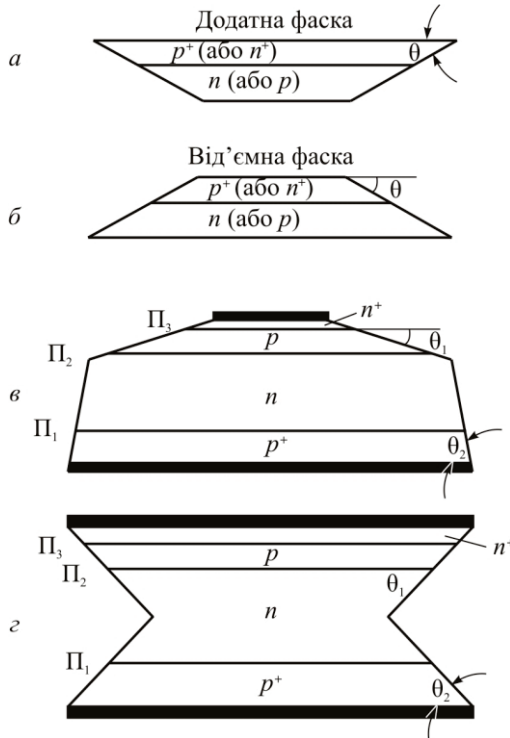


Рис. 5.6. Структура диністорів із фаскою: *a* — додатна фаска; *б* — від'ємна фаска; *в* — диністор із додатною та від'ємною фасками; *г* — диністор із двома додатними фасками

5.2. Тріодний тиристор

Тріодний тиристор (триністор) є чотиришаровою p - n - p - n структурою, в якій одна з баз має додатковий (керувальний) електрод. Якщо керувальний електрод виконано від бази B_2 (область p_2), то триністор називають керованим за катодом, а якщо від бази B_1 (область p_1) — керованим за анодом.

Різні варіанти розміщення керувального електрода у вигляді омичного контакту до бази B_2 показано на рис. 5.7.

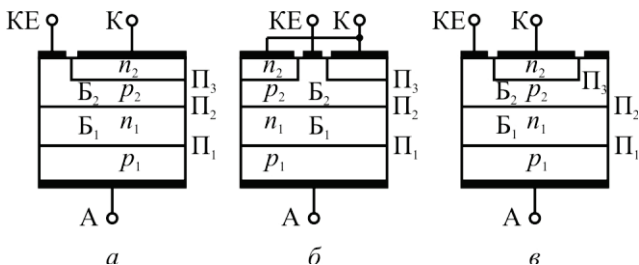


Рис. 5.7. Варіанти розміщення керувального електрода тиристора до бази B_2 : a — боковий; $б$ — центральний; $в$ — кільцевий електрод; KE — керувальний електрод

Структура $p-n-p-n$ із закритого стану у відкритий перемикається тоді, коли сума диференціальних коефіцієнтів підсилення ($\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2$) дорівнює одиниці. У диністорі це досягається збільшенням анодної напруги. Оскільки коефіцієнти $\tilde{\alpha}_1$ і $\tilde{\alpha}_2$ залежать від струмів емітерних переходів, то, керуючи тим чи тим способом струмами емітерів, можна керувати і коефіцієнтами підсилення складових транзисторів. Наприклад, задаючи струм керування у базу B_2 (рис. 5.8, a), можна утворювати додаткову інжекцію електронів через емітерний перехід $n-p-n$ транзистора, що, в свою чергу, утворює зустрічну інжекцію дірок через емітерний перехід $p-n-p$ транзистора, збільшуючи цим загальний струм крізь структуру та суму ($\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2$). Отже, сума коефіцієнтів ($\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2$) дорівнює одиниці, і тиристор буде перемикатися за меншої напруги на аноді. Сім'ю вихідних характеристик тиристора за різних струмів керування зображено на рис. 5.8, $б$. Слід зазначити, що за менших напруг вмикання струм вмикання трохи збільшується. Це можна пояснити тим, що зменшення напруги вмикання, тобто, по суті, напруги на колекторному переході, веде до звуження колекторного переходу і збільшення ефективної товщини бази кожного із транзисторів структури і, отже, до зменшення коефіцієнтів $\tilde{\alpha}_1$ і $\tilde{\alpha}_2$. Тому для перемикання тиристора потрібні більші струми вмикання.

За досить великого струму керування тиристор відразу переходить у відкритий стан і його ВАХ відповідає прямій гілці ВАХ діода.

Залежність напруги вмикання тиристора від струму керування називають пусковою характеристикою перемикання (рис. 5.9).

Якщо струм керування задавати у зворотному напрямі, то напруга та струм вмикання тиристора зростатимуть.

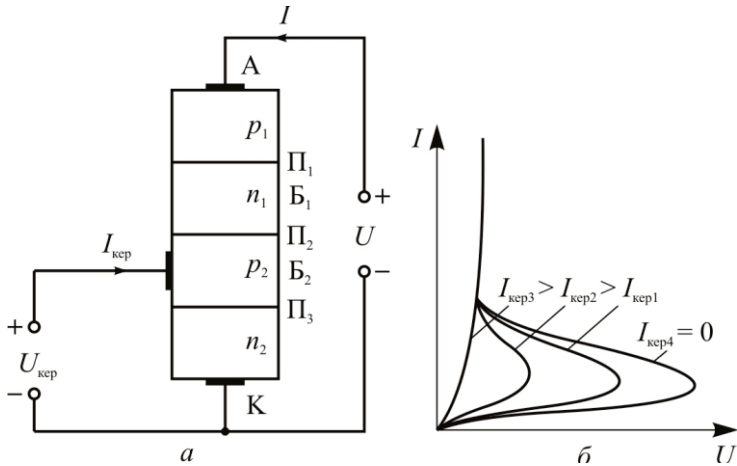


Рис. 5.8. Схема вмикання тиристора (а) та його ВАХ за різних струмів керування (б)

Перемикання тиристора із відкритого стану в закритий можна досягти або зменшенням загального струму через структуру до значення, яке менше від значення струму утримання, або подаванням на керувальний електрод зворотної напруги. Механізм перемикання полягає в розсмоктуванні надмірного заряду у базах структури, який нагромадився під час протікання струму у відкритому стані. Якщо до закінчення процесу розсмоктування надмірних носіїв знову подати анодну напругу, то тиристор перебуватиме у ввімкненому стані. Отже, для вимикання тиристора потрібен деякий час, оскільки процес розсмоктування не відбувається миттєво.

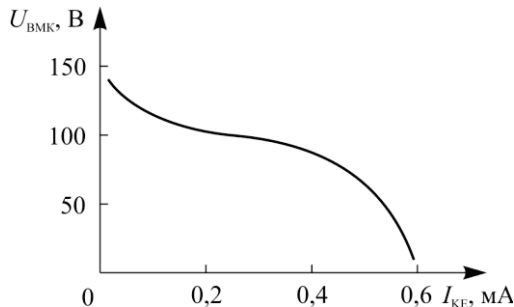


Рис. 5.9. Пускова характеристика тиристора малої потужності

Якщо анодний струм зменшується до нуля миттєво (розрив кола), то розсмоктування надмірного заряду відбувається тільки завдяки рекомбінації носіїв. Тому час вимикання у цьому разі визначається тільки тривалістю життя неосновних носіїв у базах тиристорів.

Вимикання тиристора можна досягнути примусовим відведенням надмірних носіїв з бази через керувальний електрод. Для цього на нього треба подати напругу зворотної полярності. Однак ефективність такого способу вимикання мала, оскільки одночасно з відведенням носіїв із бази в неї неперервно надходять носії внаслідок протікання загального анодного струму. При цьому вимикальний струм керування виявляється сумірним із загальним струмом через структуру. Крім того, потужні тиристори з великою площею $p-n$ переходу не можна вимкнути за керувальним електродом. Це пояснюється тим, що емітерний перехід не є екіпотенціальним і частини переходу, які прилягають до керувального електрода, перебувають під більшою напругою, ніж частини, віддалені від нього. Тому віддалені частини залишаються увімкненими в прямому напрямі та забезпечують увімкнений стан тиристора.

5.3. Ефект du/dt у тиристорах

На напругу вмикання тиристора суттєво впливає швидкість наростання анодної напруги — du/dt . Чим більша швидкість наростання анодної напруги, тим менша напруга вмикання тиристора. Це зумовлено впливом бар'єрної ємності C_K , яка шунтує колекторний перехід (рис. 5.10). Швидкість наростання напруги та ємність визначають емітерний струм через перехід:

$$i_E = i_C = C_K \frac{du}{dt} \quad (5.11)$$

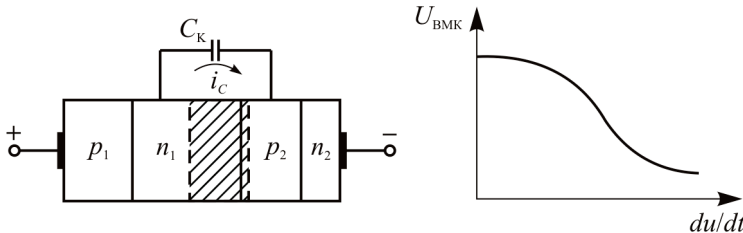


Рис. 5.10. Залежність напруги вмикання від швидкості наростання анодної напруги (до пояснення ефекту du/dt)

Цей струм, проходячи через емітерні переходи, спричиняє додаткову інжекцію, збільшує коефіцієнти підсилення α_1 і α_2 складових транзисторів, що зумовлює вмикання тиристора за меншої анодної напруги.

У разі швидкої зміни прикладеної напруги через бар'єрні ємності емітерних переходів протікають ємнісні струми. Ці струми не зв'язані з інжекцією носіїв. Тому, якщо подати загальний струм через емітерні переходи як суму дифузійної $i_{\text{диф}}$ і ємнісної i_C складових, то збільшення i_C веде до зменшення $i_{\text{диф}}$, а отже, до зменшення коефіцієнтів α_1 і α_2 . Отже, вплив бар'єрних ємностей емітерних переходів збільшує напругу вмикання тиристора.

Бар'єрні ємності емітерних переходів, хоч і мають більші значення порівняно із бар'єрною ємністю колекторного переходу, на процес перемикаання впливають менше, оскільки вони шунтують малий опір прямозміщених переходів, тоді як ємність C_K шунтує великий опір зворотноміщених переходу. Тому напруга вмикання тиристора зменшується у разі збільшення du/dt .

5.4. Ефект di/dt у тиристорах

Тиристори, призначені для роботи з великими струмами, мають значну площу поперечного перетину і тому опір бази B_2 у радіальному напрямі залежить від координати x . Унаслідок цього напруга між катодом і керувальним електродом, яка зміщує перехід P_3 у прямому напрямі, буде різною в кожній точці x : максимальна в точці $x = 0$ і мінімальна в точці $x = l$ (рис 5.11). Тому в момент подавання керувальної напруги ($t = 0$) інжекція через перехід P_3 почнеться в частині, яка розміщена ближче до керувального електрода. Опір переходу в цій частині є мінімальним, у результаті чого основна частина анодного струму проходить поблизу керувального електрода. Отже, ввімкнення тиристора відбувається одночасно не по всій площі, а в деякій ділянці, яку називають ділянкою початкового ввімкнення. Надалі вона розповсюджується з відносно малою швидкістю на всю площу структури.

Повне ввімкнення усєї площі структури в роботу відбувається не під дією керувального імпульсу, а внаслідок дифузії та дрейфу носіїв заряду від ділянки початкового ввімкнення в радіальному напрямі бази B_2 .

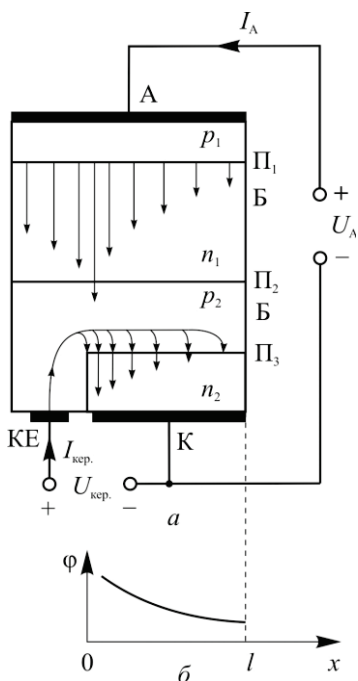


Рис. 5.11. Схема розподілу анодного струму та струму керування (а) та потенціалу (б) уздовж переходу П₃ (до пояснення ефекту di/dt)

У перший момент часу густина струму в ділянці початкового ввімкнення досягає великих значень, унаслідок чого можливі локальне розігрівання тиристора до високих температур і вихід приладу з ладу. Густина струму та температура в ділянці початкового ввімкнення залежать від швидкості зростання імпульсу струму керування. Це явище називають ефектом di/dt . Чим більша швидкість зростання струму керування, тим вища ймовірність виходу тиристора з ладу.

Для зниження впливу ефекту di/dt у потужних тиристорах передбачаються спеціальні конструктивні заходи. Однією з таких конструкцій є тиристор з розгалуженим керувальним електродом, у якому керувальний електрод розміщено по всій площі структури у вигляді окремих ділянок.

5.5. Параметри тиристорів

Напруга вмикання $U_{\text{вмк}}$ — це напруга на тиристорі в прямому напрямі, за якої тиристор із закритого стану переходить у відкритий за нульового струму керування. Напруга вмикання для різних типів тиристорів змінюється від десятків до тисяч вольтів.

На напругу вмикання суттєво впливає температура. З підвищенням температури збільшується тривалість життя носіїв у базах, що зумовлює зростання коефіцієнтів α_1 та α_2 і зменшення $U_{\text{вмк}}$.

У деяких тиристорах першопричиною зростання α_1 та α_2 і перемикання структури є лавинне помноження носіїв у колекторному переході. Як відомо, напруга лавинного пробію з підвищенням

температури зростає. Тому напруга вмикання у таких тиристорах збільшується з підвищенням температури.

Струм вмикання $I_{\text{вмк}}$ — це такий струм через тиристор, за якого тиристор переходить у ввімкнений стан за нульового струму керування.

З підвищенням температури струм вмикання зменшується, оскільки збільшуються коефіцієнти α_1 та α_2 і структура переходить у відкритий стан за менших струмів $I_{\text{вмк}}$.

Струм утримання $I_{\text{утр}}$ — мінімальний струм через тиристор, потрібний для підтримання його у відкритому стані. З підвищенням температури струм утримання зменшується, оскільки збільшуються коефіцієнти α_1 і α_2 .

Напруга у відкритому стані тиристора $U_{\text{відкр}}$ — напруга на тиристорі у відкритому стані за заданого струму.

Струм у закритому стані $I_{\text{закр}}$ — струм через тиристор за заданої напруги в закритому стані.

Відпираючий струм керувального електрода $I_{\text{кер.відп}}$ — мінімальне значення постійного струму керувального електрода, яке забезпечує вмикання тиристора за заданої анодної напруги.

Час вмикання тиристора $t_{\text{вмк}}$ — інтервал часу з моменту подачі відкривального імпульсу до моменту, коли струм через тиристор збільшується до 0,9 його значення у відкритому стані.

Час вимкнення тиристора $t_{\text{вим}}$ — інтервал часу з моменту спаду анодного струму до нуля до моменту, коли тиристор здатен витримати, не відкриваючись, дію імпульсу анодної напруги із заданою швидкістю зростання.

5.6. Різновиди тиристорів

5.6.1. Тиристор із зашунтованим емітерним переходом

Перемикання тиристора із закритого стану у відкритий відбувається зі збільшенням сумарного диференціального коефіцієнта підсилення за струмом ($\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2$) до одиниці. Збільшення коефіцієнтів підсилення кожного зі складових транзисторів може спричинитися збільшенням як струму, так і температури структури. Вплив температури особливо характерний для потужних тиристорів, у яких за

рахунок великої потужності розсіювання температура може значно перевищувати температуру навколишнього середовища. Підвищення температури приводить до збільшення коефіцієнтів $\tilde{\alpha}_1$ та $\tilde{\alpha}_2$ і, як наслідок, до зниження напруги вмикання. Щоб уникнути цього явища та збільшити напругу вмикання тиристора, один з емітерних переходів шунтують невеликим опором. Зазвичай таким переходом є перехід Π_3 . Шунтування виконують у процесі виготовлення тиристора. Для цього в частині бази B_2 не формується шар n_2 (рис. 5.12), тобто в ній немає p - n переходу і шар p_2 виходить на поверхню. Металевий електрод катода наносять на всю площу структури. Таким чином, емітерний перехід Π_3 виявляється зашунтованим опором шару p_2 . Опір шунта $R_{ш}$ має бути значно меншим від опору переходу Π_3 у разі малих зміщень і більшим — за великих.

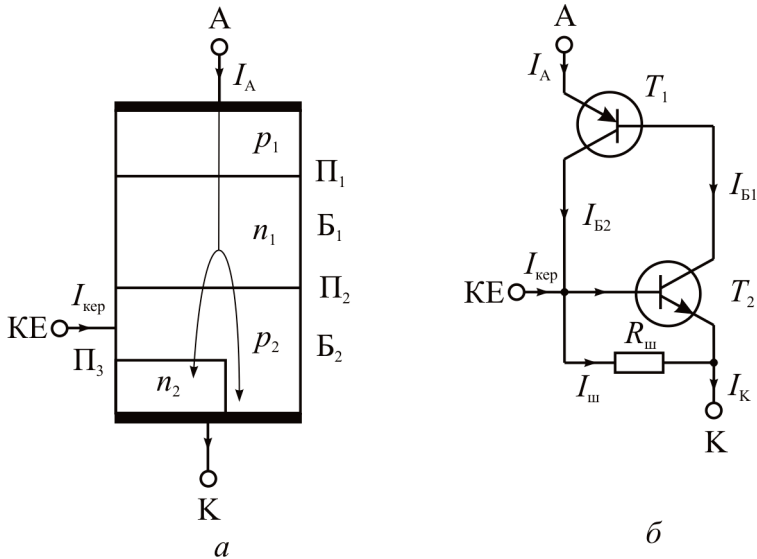


Рис. 5.12. Структура (а) та схема заміщення (б) тиристора із зашунтованим емітерним переходом

Шунтування забезпечує малі значення коефіцієнта $\tilde{\alpha}_2$ в разі малих напруг на тиристорі, оскільки весь струм при цьому проходить крізь зашунтовану частину бази B_2 , опір якої менший від опору переходу Π_3 . Цей струм не впливає на поведінку коефіцієнта $\tilde{\alpha}_2$. За великих

напруг на тиристорі опір переходу P_3 стає меншим за опір зашунтованої ділянки бази B_2 і майже весь струм замикається через перехід. В цьому випадку коефіцієнт $\tilde{\alpha}_2$ різко зростає з підвищенням струму, що приводить до ввімкнення тиристора у відкритий стан.

Отже, шунтування, по-перше, дає змогу збільшити напругу вмикання тиристора та, по-друге, забезпечує різку залежність коефіцієнта $\tilde{\alpha}_2$ від струму керування у разі великих напруг на тиристорі. Тому тиристор із зашунтованим емітерним переходом буде мати «жорстку» характеристику перемикавання, тобто буде перемикатися із закритого стану у відкритий кожного разу за однієї і тієї ж напруги. Навпаки, за слабкої залежності коефіцієнта підсилення від струму таке перемикавання відбувається за різних напруг вмикання.

Шунтування саме емітерного переходу P_3 зумовлено такими факторами. База B_2 з дірковою електропровідністю легована значно сильніше, ніж база B_1 з електронною електропровідністю. Тому напруга пробою переходу P_3 значно менша за напругу пробою переходу P_1 і шунтування переходу P_3 майже не впливає на напругу, яку витримує тиристор за зворотного зміщення. Товщина бази B_1 значно більша за товщину бази B_2 і тому коефіцієнт підсилення складового транзистора $p_1-n_1-p_2$ буде досить малим, через що шунтування переходу P_1 не буде ефективним.

5.6.2. Тиристор зі зворотною провідністю

Тиристор зі зворотною провідністю (тиристор—діод) — це тиристор, ВАХ якого за зворотного зміщення аналогічна прямій гілці ВАХ діода.

Для поліпшення енергетичних показників у схемах електричних перетворювачів широко використовують зустрічно-перемикальні з'єднання тиристора та діода. Проте комбінація тиристор—діод на основі дискретних приладів може призвести до збільшення часу вимикання тиристора.

Таке збільшення спричиняється передусім впливом індуктивності монтажу схеми. Для того щоб запобігти такому впливу, комбінацію тиристор—діод технологічно виготовляють в одній структурі, яка являє собою тиристор із зашунтованими катодним і анодним емітерними переходами (рис. 5.13, *a*). На рисунку тиристорну

частину структури ($p_1-n_1-p_2-n_2$) умовно відокремлено від діодної частини (p_2-n_1) пунктиром.

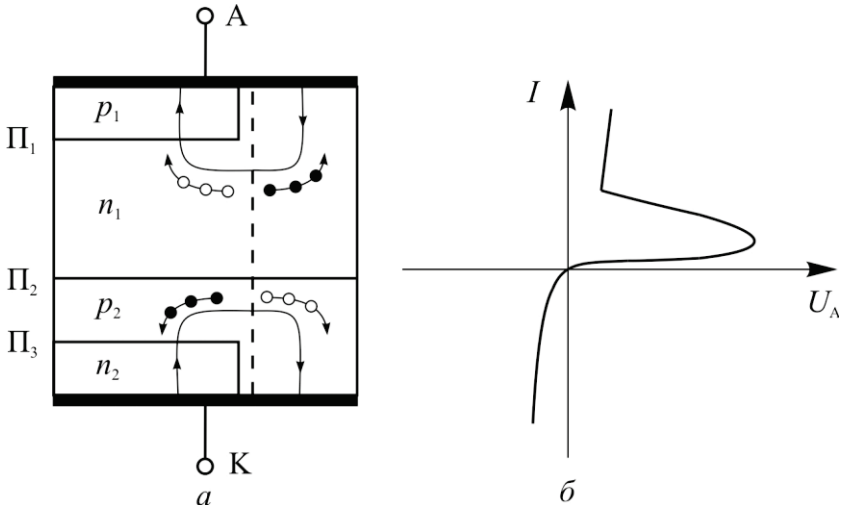


Рис. 5.13. Структура тиристора зі зворотною провідністю (а) та його ВАХ (б)

У разі подання на прилад додатної напруги («плюс» прикладено до анода, а «мінус» до катода) перехід Π_2 , тобто шунтувальний діод, буде зміщено у зворотному напрямі та струм буде замикатися через ліву (тиристорну) частину. Вольт-амперна характеристика тиристора-діода за такого зміщення розміщена у першому квадранті та нічим не відрізняється від ВАХ звичайного тиристора (рис. 5.13, б). Зі зміною полярності напруги ліва частина структури зміщується у зворотному напрямі та шунтується правою n_1 - p_2 частиною, зміщеною у прямому напрямі. За зворотного зміщення тиристора-діода його ВАХ розміщена у третьому квадранті та відповідає характеристиці прямозміщеного діода.

Наслідком шунтування емітерних переходів є те, що обидва коефіцієнти підсилення за струмом складових транзисторів виявляються відносно малими. Тому основною причиною перемикання тиристора із закритого стану у відкритий буде лавинне розмноження носіїв у колекторному переході.

Умовою вмикання тиристора є досягнення сумарним диференціальним коефіцієнтом підсилення $\tilde{\alpha}$ одиниці. З урахуванням

впливу коефіцієнта лавинного множення (2.81) цю умову можна подати у вигляді

$$\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha}_0 M = \frac{\tilde{\alpha}_0}{1 - \left(\frac{U_{\text{ВМК}}}{U_{\text{Л}}} \right)^n} = 1, \quad (5.12)$$

де $\tilde{\alpha}_0$ — сумарний диференціальний коефіцієнт підсилення тиристора без урахування лавинного множення у колекторному переході; $U_{\text{Л}}$ — напруга лавинного пробою окремого p - n переходу.

Звідси напруга ввімкнення тиристора

$$U_{\text{ВМК}} = U_{\text{Л}} \sqrt[n]{1 - \tilde{\alpha}_0}. \quad (5.13)$$

Особливістю тиристорної структури із зашунтованими емітерами є те, що з вимкненням тиристора розсмоктування надмірних носіїв заряду в базах відбувається за рахунок як рекомбінації, так і протікання внутрішніх контурних струмів. Цей процес можна пояснити таким чином. Припустімо, що тиристор вимикається в результаті розриву анодного кола, тобто струм стрибком зменшується до нуля. Відразу після вимикання тиристора в базах n_1 і p_2 зберігається квазірівноважний стан, а p - n переходи Π_1 і Π_3 перебувають під деякою напругою. Надмірні неосновні носії заряду з областей p_1 і n_2 екстрагують відповідно до областей n_1 і p_2 . Для збереження квазірівноважного стану областей n_1 і p_2 їх мають одночасно покинути основні та неосновні носії заряду в однаковій кількості. Ці носії через шунти відходять на металеві електроди (рис. 5.13, а). Таким чином, замикаються контури внутрішніх струмів. Протікання внутрішніх струмів прискорює перехідний процес вимикання тиристора та збільшує його швидкодію.

5.6.3. Симетричний тиристор

Симетричні тиристори (семістори) — це багатопарові прилади, які можуть перемикатися із закритого стану у відкритий як за прямого, так і за зворотного зміщення і які мають симетричну ВАХ відносно початку координат. Діодний симетричний тиристор називають діаком, а тріодний — тріаком.

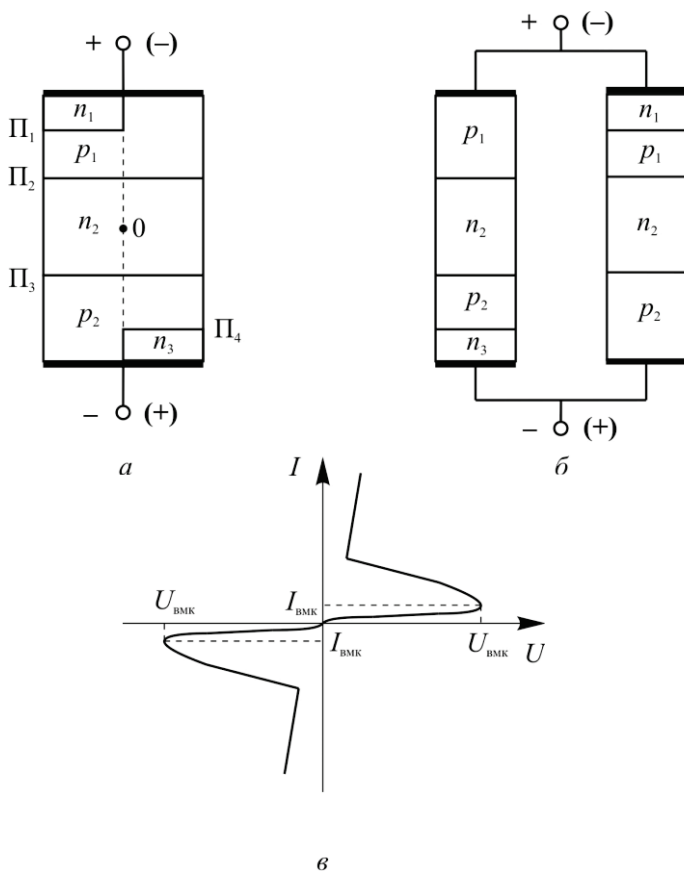


Рис. 5.14. Структура діака (*a*), його динисторний аналог (*б*) і ВАХ (*в*)

Структура діодного симетричного тиристора складається з п'яти областей *p*- та *n*-типу, між якими утворюються чотири *p*-*n* переходи (рис. 5.14, *a*). Крайні *p*-*n* переходи Π_1 і Π_4 зашунтовані опором областей *p*₁ і *p*₂. Для отримання симетричної ВАХ структура діака має бути симетричною відносно геометричного центра «0», а *p*-*n* переходи Π_1 і Π_4 , Π_2 і Π_3 повинні мати однакові електрофізичні параметри. Таку структуру можна подати як два зустрічно-паралельно ввімкнуті диністори (рис. 5.14, *б*). Коли на діак подати напругу «плюсом» до області *n*₁ а «мінусом» до області *n*₃, то перехід Π_1 зміщується у зворотному напрямі та весь струм буде проходити

через шунтувальний опір області p_1 . У цьому випадку буде працювати диністор $p_1-n_2-p_2-n_3$. У разі протилежної полярності зовнішньої напруги перехід Π_4 зміщується у зворотному напрямі та буде працювати диністор $p_2-n_2-p_1-n_1$. Вольт-амперна характеристика діака розміщується в першому та третьому квадрантах (рис. 5.14, в).

У тріодних семісторах для керування напругою від однієї з областей p створюється керувальний електрод. Керувальний електрод виготовляють як омичний контакт з однією з p -областей (рис. 5.15, а), або як додаткову n -область, яка з областю p утворює додатковий перехід Π_5 (рис. 5.15, б).

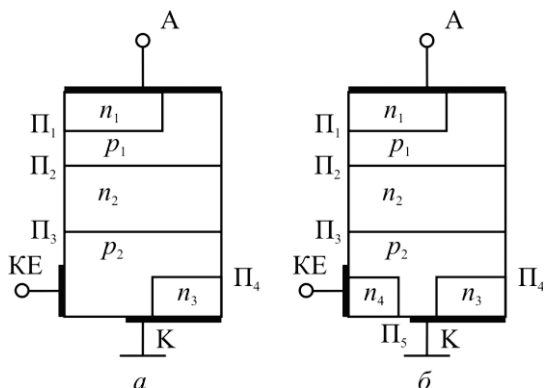


Рис. 5.15. Структура тріака із шунтованим емітером (а) і додатковим p - n переходом (б)

У першому випадку керування процесом перемикання здійснюється струмом керування тільки одного напрямку, оскільки це відбувається у звичайному тиристорі. У випадку додаткового p - n переходу керування можна здійснювати струмом будь-якого напрямку. Але для цього треба, щоб і додатковий p - n перехід також був шунтований. На рис. 5.15, б показано структуру тріака з додатковою областю n_4 , яка шунтована металевим керувальним електродом з областю p_2 і утворює з цією областю перехід Π_5 .

Розглянемо процеси перемикання тріака за різних умов зміщення на електродах. Позначимо основні електроди — А (анод) і К (катод), а керувальний електрод — КЕ. На основні електроди подається силова напруга, а на керувальний електрод — керувальна напруга.

1. На електроди А і КЕ подано додатні напруги відносно електрода К, які зміщують переходи Π_1 і Π_5 у зворотному напрямі (рис. 5.16, а). Перехід Π_4 зміщується у прямому напрямі. Оскільки перехід Π_1 буде мати великий опір, то триак буде функціонувати як звичайний тиристор $p_1-n_2-p_2-n_3$. Напруга на електроді КЕ прикладається до переходу Π_4 через шунтувальний опір області p_2 , викликаючи додатковий струм керування та зменшення напруги вмикання.

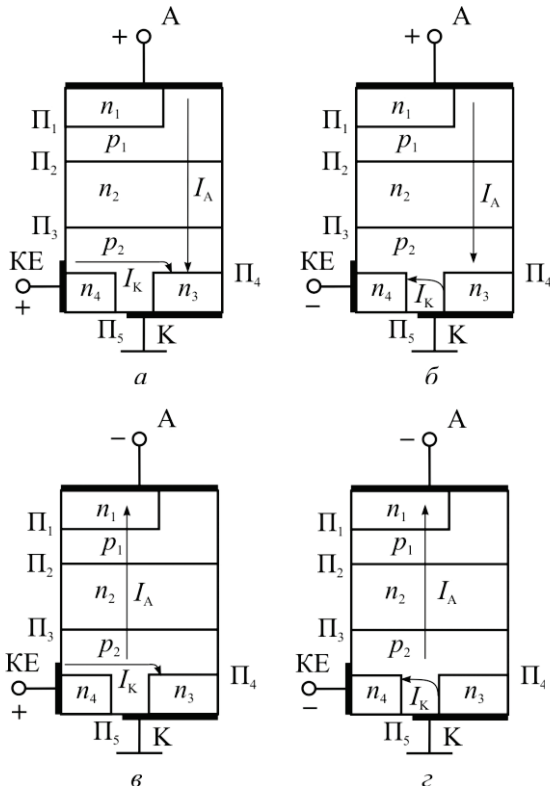


Рис. 5.16. Умикання триака з додатковим $p-n$ переходом за різної полярності напруги на аноді та керувальному електроді

2. Напруга на електроді А додатна, а на електроді КЕ від’ємна відносно електрода К (рис. 5.16, б). Перехід Π_5 зміщується у прямому напрямі та інjektує електрони з області n_4 до області p_2 .

Це збільшує коефіцієнти підсилення транзистора $n_4-p_2-n_2$ і вмикання допоміжного тиристора $p_1-n_2-p_2-n_4$. Протікання струму через допоміжний тиристор спричиняє додаткове зміщення переходу Π_4 у прямому напрямі та ввімкнення тиристора $p_1-n_2-p_2-n_3$ за менших напруг між електродами А і К.

3. Напруга на електроді А від'ємна, а на електроді КЕ додатна відносно електрода К (рис. 5.16, в). Основний струм буде протікати через тиристор $p_2-n_2-p_1-n_1$. Напруга керування через шунтувальний контакт КЕ прикладається до області p_2 і зміщує перехід Π_4 у прямому напрямі, що підвищує коефіцієнт підсилення транзистора $p_2-n_2-p_1$ і зменшує напругу вмикання семістора.

4. Напруга на електродах А і КЕ від'ємна відносно електрода К (рис. 5.16, г). У цьому разі також буде вмикатися тиристор $p_2-n_2-p_1-n_1$. Але керування процесом вмикання відбувається за рахунок інжекції електронів із додаткової області n_4 . Інжектвані електрони через область p_2 досягають області n_2 і зменшують потенціальний бар'єр переходу Π_2 , через який починається дифузія дірок з області p_1 в область n_2 . Дірки створюють додатковий базовий струм транзистора $p_1-n_2-p_2$, що спричиняє зменшення напруги вмикання тиристора $p_2-n_2-p_1-n_1$.

5.6.4. Запірний тиристор

Запірний тиристор — це тиристор, який може перемикатись з відкритого стану в закритий у разі прикладання до керувального електрода запиральної напруги (струму).

Для перемикання тиристора з відкритого стану в закритий необхідно видалити надлишковий заряд носіїв з його баз. Це можна здійснити поданням напруги на керувальний електрод, яка зміщує один з емітерних переходів у зворотному напрямі.

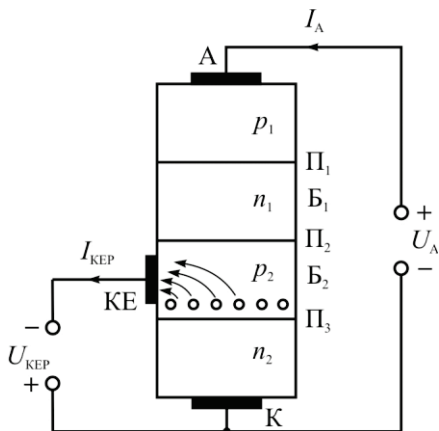


Рис. 5.17. Схема вимкнення тиристора по керувальному електроду

Розглянемо процеси в тиристорі з керуванням за катодом після подачі від'ємної напруги на електрод керування (рис. 5.17). У перехідному процесі вимикання тиристора можна виокремити три етапи (рис. 5.18, а): розсмоктування заряду насичення $t_{\text{роз}}$, регенеративний спад анодного струму $t_{\text{рег}}$ та відновлення колекторного опору $t_{\text{відн}}$. У відкритому стані через тиристор протікає великий струм і складові транзистори $p_1-n_1-p_2$ і $n_1-p_2-n_2$ перебувають у режимі насичення. У базах n_1 і p_2 нагромаджено заряд надлишкових носіїв Q_1 і Q_2 (рис. 5.18, б; $t = t_0$).

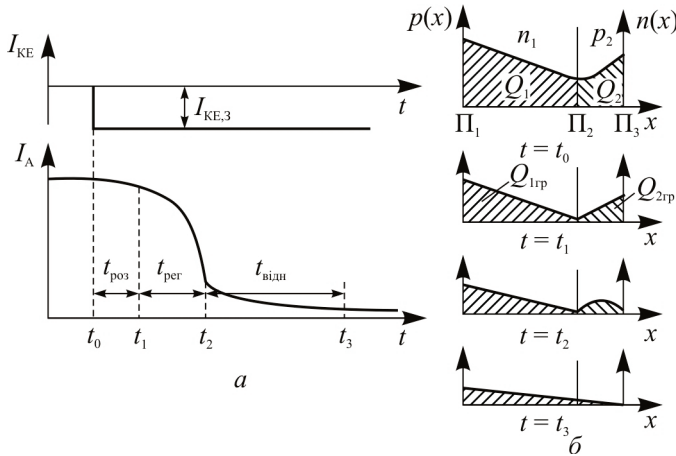


Рис. 5.18. Діаграми зміни струму (а) та зарядів у базі (б) у разі вимикання тиристора по керувальному електроду

У момент подачі від'ємної напруги на електрод керування t_0 через перехід Π_3 починає проходити струм $I_{кер}$, який виводить дірки з бази B_2 . Цей струм протікає паралельно переходу Π_3 , створюючи падіння напруги на розподіленому опорі бази.

Очевидно, що частина переходу Π_3 , найближча до контакту електрода керування, під дією вимикального струму виявиться зміщеною у зворотному напрямі та припинить інжектувати електрони, які через базу p_2 надходять у базу n_1 . Концентрація надлишкових носіїв заряду в базах p_2 і n_1 зменшується, а їх опір збільшується. Оскільки опір відкритої частини переходу Π_3 набагато менший від опору закритої частини, то анодний струм відхиляється до центра переходу. Таким чином, ділянка бази p_2 , з якої видаляється надлишковий заряд розширюється, а ділянка, що залишається у відкритому

стані, звужується (рис. 5.19). При цьому анодний струм змінюється мало, а його густина різко зростає. Як наслідок процес вимикання тиристора струмом керування принципово неоднорівномірний та супроводжується ефектом локалізації енергії. Це може призвести до виходу тиристора з ладу.

Час з моменту подачі запір-ного імпульсу струму до моменту, коли концентрація надлишкових носіїв заряду в базах n_1 та p_2 на межі з колекторним переходом зменшується до нуля, t_1 називають часом розсмоктування $t_{роз}$.

За достатньої амплітуди та тривалості імпульсу процес розсмоктування веде до виходу транзисторів $p_1-n_1-p_1$ і $n_2-p_2-n_2$ з режиму насичення та переходу їх в активний режим. Оскільки бази тран-

зисторів об'єднані спільним колекторним переходом, то зменшення до нуля надлишкової концентрації неосновних носіїв на його межах і пов'язаний з цим вихід транзисторів з режиму насичення відбуваються одночасно.

Після виходу з режиму насичення транзистори працюють в активному режимі, у якому в тиристорі діє додатний зворотний зв'язок. При цьому надлишковий заряд, що залишився в базах n_1 і p_2 та анодний струм зменшуються лавиноподібно (етапи регенерації). Оскільки запірний струм керування надходить тільки в базу p_2 , то першим повністю видаляється надлишковий заряд з цієї бази та транзистор $n_2-p_2-n_1$ переходить у режим відсікання t_2 . Це припиняє дію додатного зворотного зв'язку, і тому зменшення анодного струму перестає мати регенеративний характер.

На етапі відновлення колекторного опору транзистор $n_2-p_2-n_1$ працює в режимі відсікання, і його колекторний струм, що надійшов раніше в базу n_1 , дорівнює нулю. Тому в базі n_1 транзистора $p_1-n_1-p_2$ зменшується невеликий надлишковий заряд за рахунок рекомбінації та видалення носіїв через емітерний

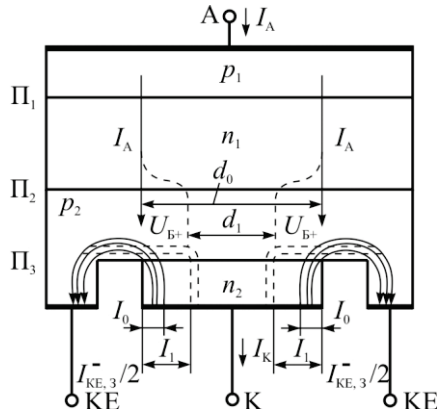


Рис. 5.19. Ефект локалізації енергії у разі вимикання тиристора струмом керування

перехід П₁. Цьому відповідає повільне спадання анодного струму після моменту t_2 (рис. 5.18, а).

З умов електронейтральності випливає, що сумарний надлишковий заряд у базах n_1 і p_2 має дорівнювати нулю.

Запишемо рівняння електронейтральності для бази p_2 у режимі насичення. Будемо вважати потоки носіїв, що надходять до бази, додатними, а ті, що виходять — від'ємними. Згідно з рис. 5.20 отримаємо:

$$\alpha_1 J_{pE_1} - J_{pS} - J_{p\text{кер}} + (1 - \alpha_2) J_{nE_2} + J_{nS} = 0, \quad (5.14)$$

де $\alpha_1 J_{pE_1}$ — потік дірок, що надходить до бази p_2 з емітера p_1 ; J_{pS} — потік дірок, що інjektується з бази p_2 у базу n_1 у режимі насичення; $J_{p\text{кер}}$ — потік дірок з бази p_2 до керувального електрода; $(1 - \alpha_2) J_{nE_2}$ — потік електронів, що залишаються в базі p_2 при інжекції з емітера n_2 ; J_{nS} — потік електронів, що інjektується з бази n_1 до бази p_2 .

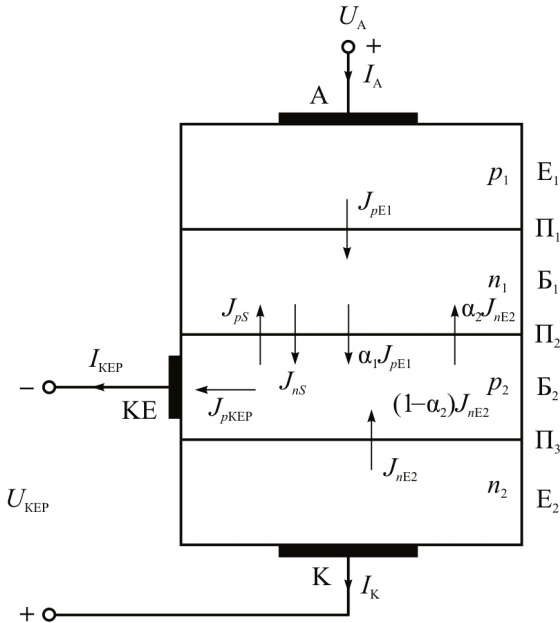


Рис. 5.20. Потоки носіїв заряду у базі B₂ тиристора, що вимикається по колу керування

Перейдемо від рівняння (5.14) для потоку носіїв до рівняння для струмів. Для цього перед електронними потоками необхідно поміняти знаки на протилежні:

$$\alpha_1 I_{pE_1} - I_{pS} - I_{p\text{ кер}} - I_{nE_2} + \alpha_2 I_{nE_2} - I_{nS} = 0. \quad (5.15)$$

Для вимикання приладу дірковий струм бази p_2 має бути меншим від електронного струму насичення транзистора n_2 - p_2 - n_1 , тобто

$$\alpha_1 I_{pE_1} - I_{pS} - I_{p\text{ кер}} < I_{nE_2} - \alpha_2 I_{nE_2} + I_{nS}. \quad (5.16)$$

Струм I_{pE_1} на рис. 5.20 відповідає струму анода I_A , струм I_{nE_2} — струму катода I_K , а струм $I_{p\text{ кер}}$ — струму керувального електрода. Ураховуючи, що струм $I_A = I_K + I_{\text{ кер}}$, з рівняння (5.16) отримуємо умову запирання

$$I_{\text{ кер}} > \frac{(\alpha_1 + \alpha_2 - 1)I_A - I_S}{\alpha_2}, \quad (5.17)$$

де $I_S = I_{pS} + I_{nS}$ — дифузійний струм через колекторний перехід транзистора n_2 - p_2 - n_1 у режимі насичення.

Струм I_S має різний напрям у режимі насичення та в активному режимі. В момент часу t_1 , коли транзистор переходить з режиму насичення в активний режим, цей струм дорівнює нулю.

Як впливає з формули (5.17), величина струму керування для запирання тиристора $I_{\text{ кер}}$ залежить від значення анодного струму I_A .

Відношення струму I_A до струму $I_{\text{ кер}}$ називають коефіцієнтом вимикання:

$$K_{\text{вим}} = \frac{I_A}{I_{\text{ кер}}} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2 - 1}. \quad (5.18)$$

Для отримання великих значень коефіцієнта вимикання сума $\alpha_1 + \alpha_2$ у відкритому стані тиристора має бути не набагато більшою від одиниці, а коефіцієнт α_2 — не набагато меншим від одиниці. Цього досягають тоді, коли $\alpha_1 \ll 1$. Мале значення α_1 можна забезпечити високим рівнем легування та великою товщиною бази транзистора p_1 - n_1 - p_2 . У цьому випадку струм через колекторний перехід Π_2 здебільшого зумовлюється електронами, а кількість дірок, що надходять до бази B_2 , мала.

Залежність коефіцієнта вимикання від анодного струму тиристора показано на рис. 5.21. Якщо струм I_A близький до струму утримання

$I_{\text{утр}}$, коефіцієнт вимикання має велике значення, і для вимикання тиристора достатньо невеликого запірного струму. Це пояснюється тим, що за малих струмів I_A сума $\alpha_1 + \alpha_2$ лише незначно перевищує одиницю. Зі зростанням I_A збільшуються коефіцієнти α_1 і α_2 , у результаті чого $K_{\text{вим}}$ зменшується. У разі великих струмів I_A можливе невелике зростання $K_{\text{вим}}$, зумовлене зменшенням коефіцієнта інжекції транзистора $p_1-n_1-p_2$ через модуляцію електропровідності бази n_1 . Однак із досягненням струмом I_A деякого критичного значення коефіцієнт $K_{\text{вим}}$ стає рівним нулю, тобто в цьому випадку вимкнути тиристор по колу керування неможливо.

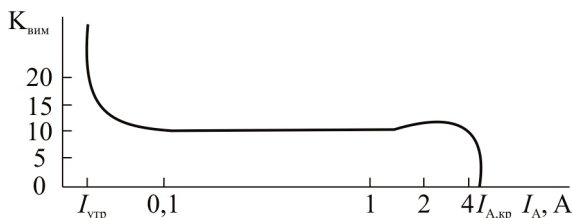


Рис. 5.21. Залежність коефіцієнта вимикання від анодного струму тиристора

Процес вимикання тиристора має двовимірний характер: зміщення переходів P_3 і P_2 у зворотному напрямі відбувається в крайніх ділянках і поширюється до центра структури. Збільшення анодного струму потребує для вимикання тиристора дедалі більшого запірного струму, отже, і більшої запірної напруги. Оскільки напруга пробою емітерних переходів невелика, то з підвищенням запірної напруги відбувається пробій (зворотнзміщених) ділянок переходу P_3 . У результаті ділянки пробою шунтують іншу частину переходу P_3 і процес вимикання тиристора припиняється. Унаслідок локалізації струму в цьому випадку в тиристорі можуть відбутися незворотні процеси, тому перевищення струму анода понад критичне значення неприпустиме.

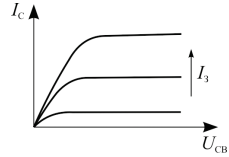
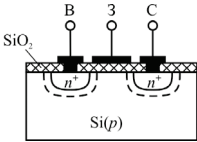
КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Наведіть структуру та ВАХ тиристора.
2. Наведіть транзисторну модель тиристора.
3. Поясніть механізм появи на ВАХ відрізка з від'ємним диференціальним опором на прикладі диністора.

4. Поясніть вплив внутрішнього зворотного зв'язку в тиристорі на процес перемикання із закритого стану у відкритий.
5. Напишіть рівняння, яке зв'язує струм через тиристор і коефіцієнт підсилення складових транзисторів.
6. Поясніть механізм вимикання тиристора.
7. Поясніть залежність напруги вмикання від струму керування тиристора.
8. Що таке ефекти du/dt , di/dt ?
9. Чим визначається швидкість перемикання тиристора?
10. Назвіть параметри тиристора та поясніть їх залежність від температури.
11. Наведіть різновиди тиристорів.
12. Нарисуйте тиристор із зашунтованим емітерним переходом і охарактеризуйте його роботу.
13. Поясніть роботу тиристора зі зворотною провідністю; нарисуйте його ВАХ.
14. Наведіть структуру симетричного тиристора; поясніть його роботу.
15. Поясніть механізм вимикання тиристора із відкритого стану у закритий.
16. Чому дорівнює коефіцієнт вимикання запірного тиристора?

РОЗДІЛ 6

ПОЛЬОВІ ТРАНЗИСТОРИ



6.1. Польові транзистори з керувальним p - n переходом

6.1.1. Структура та принцип дії транзистора

Польовий транзистор — це підсилювальний прилад, принцип дії якого полягає в керуванні вихідним струмом за рахунок змінювання внутрішньої провідності каналу під впливом керувального електричного поля. Звідси назва транзистора — польовий.

Як керувальний елемент у транзисторі використовують електронно-дірковий перехід.

Найпростішу структуру та схему вмикання польового транзистора з двома p - n переходами зображено на рис. 6.1. Прилад є кристалом напівпровідника у вигляді паралелепіпеда, на торцях якого технологічно утворені омичні контакти, а на двох протилежних бічних гранях — p - n переходи. Зазвичай за початковий напівпровідник вибирають напівпровідник n -типу, оскільки рухливість електронів більша, ніж рухливість дірок.

Область кристала, розміщену між p - n переходами, називають каналом. Области p , об'єднані електрично між собою, називають заслоном. Струм у каналі протікає під дією напруги, яку прикладено між контактами. Той контакт, від якого рухаються носії, називають витоком, а контакт, до якого рухаються носії, — стоком.

У робочому режимі обидва p - n переходи зміщені у зворотному напрямі. Оскільки концентрація $p_p \gg n_n$, то зі змінюванням напруги на заслоні ширина переходів буде змінюватися переважно в області n . При цьому, очевидно, будуть змінюватися опір каналу та струм, який протікає від стоку до витоку. Струм у вхідному колі дорівнює зворотному струму p - n переходів і майже близький до нуля. Тому, на відміну від біполярного транзистора, у якого вихідний струм керується струмом прямозмщеного емітерного переходу, польовий

транзистор керується вхідною напругою. Потужність, що витрачається в колі керування, дуже мала. Водночас корисна потужність у вихідному колі, яка визначається напругою живлення U_C , співвідношенням опору каналу R_K і опору навантаження R_n , може значно перевищувати вхідну потужність. Отже, польовий транзистор має підсилювальні властивості. У ньому можливе підсилення як за потужністю, так і за струмом й напругою.

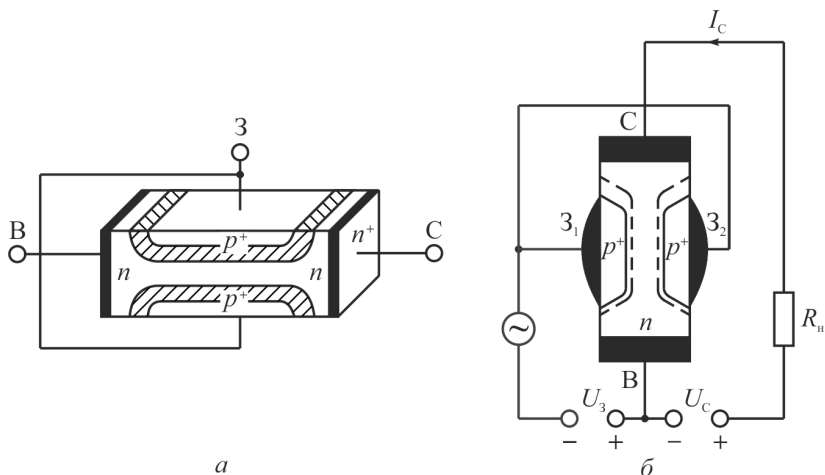


Рис. 6.1. Структура (а) та схема вмикання (б) польового транзистора з двома керувальними $p-n$ переходами; 3 — заслін; В — витік; С — стік

Для ефективної роботи польового транзистора ширину каналу вибирають такою, щоб за деякої напруги на заслоні $p-n$ переходи змикалися між собою. Напругу, за якої відбувається повне перекривання каналу (змикання $p-n$ переходів), називають напругою відсікання $U_{звс}$.

Зображена на рис. 6.1 структура польового транзистора з $p-n$ переходом зручна для опису його роботи. Однак найбільш технологічною є планарна конструкція, у якій провідний канал формують або епітаксiальним нарощуванням, або методом подвійної дифузії.

За епітаксiальної технології на поверхні напівпровідникового кристала, який використовують як підкладку, нарощується епітаксiальний шар з протилежним типом електропровідності, який є каналом. Заслін транзистора формують нарощуванням нового епітаксiального шару або дифузiєю домішок (рис. 6.2). Якщо, наприклад, підкладкою є напівпровідник p -типу, то нарощується канал n -типу, у

якому потім відбувається дифузія акцепторних домішок і утворюється заслін p -типу. Між областями p - і n -типів утворюються p - n переходи. Однак концентрація домішок у заслоні значно більша, ніж у каналі, і тому в разі зворотного зміщення керувального p - n переходу область об'ємного заряду майже повністю поширюється в область каналу. Підкладка часто з'єднується електрично із заслоном.

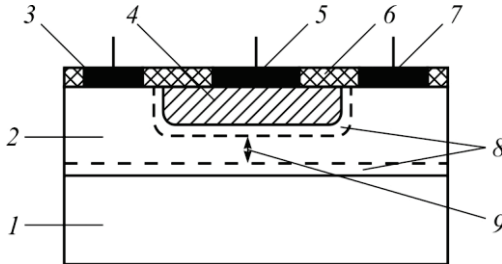


Рис. 6.2. Епітаксiальний польовий транзистор з керувальним p - n переходом: 1 — підкладка Si p -типу; 2 — епітаксiальний шар n -типу; 3 — контакт витоку; 4 — дифузійний шар p -типу; 5 — контакт заслону; 6 — діелектрик; 7 — контакт стоку; 8 — область об'ємного заряду; 9 — канал n -типу

Аналогічну структуру має польовий транзистор, виготовлений методом подвійної дифузії.

Під час виготовлення транзистора методом подвійної дифузії як підкладку використовують відносно слабколеговану пластину p - або n -кремнію. Канал формують під час першої дифузії, коли, наприклад, у підкладку n -типу вводять акцепторну домішку, яка утворює напівпровідник p -типу. Під час другої дифузії, яку, на відміну від першої, проводять на меншу глибину, введенням донорної домішки формують заслін n -типу. Область заслону легується більше, ніж область каналу, тому керувальний p - n перехід зосереджений переважно в області каналу.

Основний матеріал для виготовлення польових транзисторів — кремній.

Замість p - n переходів у польових транзисторах також використовують переходи типу метал-напівпровідник (бар'єр Шотткі). Польовий транзистор з бар'єром Шотткі на основі арсеніду галію схематично зображено на рис. 6.3. Принцип дії такого транзистора аналогічний польовому транзистору з p - n переходом. Під дією напруги на заслоні змінюється ширина збідненої носіями області бар'єра Шотткі і в такий спосіб керують провідністю каналу.

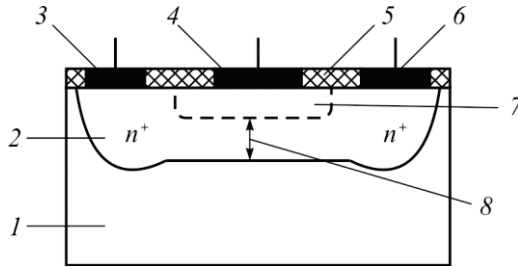


Рис. 6.3. Польовий транзистор з керувальним переходом метал–напівпровідник: 1 — підкладка GaAs; 2 — дифузійний шар n -типу; 3 — контакт витоку; 4 — контакт заслони; 5 — діелектрик; 6 — контакт стоку; 7 — область об’ємного заряду; 8 — канал n -типу

6.1.2. Вольт-амперні характеристики транзистора

Основними характеристиками польового транзистора є вихідні характеристики та характеристики прямої передачі.

Для опису характеристик виділимо із транзистора (рис. 6.1) частину, обмежену розмірами p - n переходів. Основні розміри, які характеризують виділену структуру, показано на рис. 6.4: l_k — довжина каналу; z — ширина каналу; a — відстань між металургійними межами p - n переходів; l — ширина переходів; W — товщина каналу за робочої напруги на заслоні.

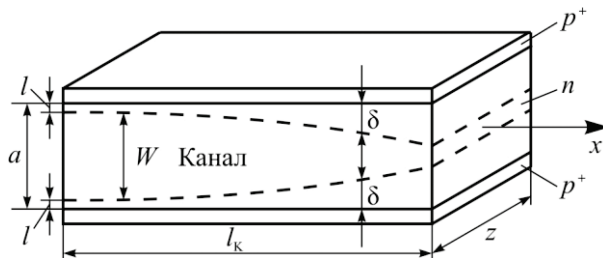


Рис. 6.4. Робоча частина польового транзистора з двома керувальними p - n переходами

За відсутності зміщення ($U_3 = 0$, $U_C = 0$) транзистор перебуває в термодинамічній рівновазі та всі струми дорівнюють нулю, а поверхні p - n переходів будуть екіпотенціальними. У разі подання

від'ємної напруги на заслін області об'ємного заряду розширюються, і товщина каналу

$$W = a - 2l = a - 2 \left(\sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{qN_D}(\varphi_0 + U_3)} \right). \quad (6.1)$$

З умови $W = 0$ можна знайти напругу змикання p - n переходів — напругу відсікання:

$$U_{звс} = \frac{a^2 q N_D}{8\varepsilon_0\varepsilon} - \varphi_0. \quad (6.2)$$

Підставляючи рівняння (6.2) у вираз (6.1), дістаємо

$$W = a \left(1 - \sqrt{\frac{\varphi_0 + U_3}{U_{звс}}} \right). \quad (6.3)$$

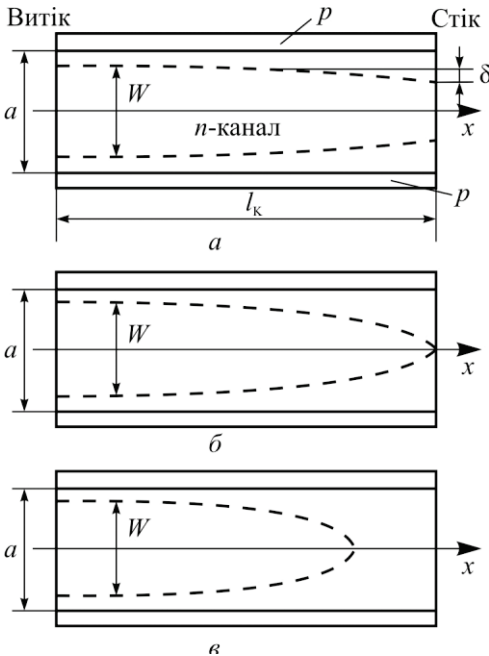


Рис. 6.5. Перетин каналу польового транзистора: a — у ненасиченому режимі; \bar{b} — на межі насичення; \bar{b} — у режимі насичення

Якщо між стоком і витоком прикласти напругу, то переходи не будуть еквіпотенціальними поверхнями, оскільки потенціал каналу в різних точках x неоднаковий та змінюється від $U(x) = 0$ біля витоку до $U(x) = U_C$ — біля стоку. Тому зворотна напруга на p - n переходах U_{p-n} , яка дорівнює $U_3 + U(x)$, буде збільшуватися від витоку до стоку. Відповідно буде збільшуватися ширина p - n переходу та зменшуватися товщина каналу (рис. 6.5, a).

Найвужчому місцю каналу («горловина» біля стоку) буде відповідати

напруга на $p-n$ переході, яка дорівнює $U_3 + U_C$. Зі зростанням U_C напруга U_{p-n} досягатиме значення U_{3BC} і переходи майже зімкнуться (рис. 6.5, б). Однак, на відміну від випадку $U_3 = U_{3BC}$, відсікання струму не відбудеться, оскільки саме змикання є наслідком збільшення цього струму. Відбувається відсікання приросту струму стоку.

Вихідні характеристики. Вихідні, або стокові характеристики — це залежність струму стоку від напруги стоку за постійної напруги на заслоні $I_C = f(U_C) \Big|_{U_3 = \text{const}}$ (рис. 6.6).

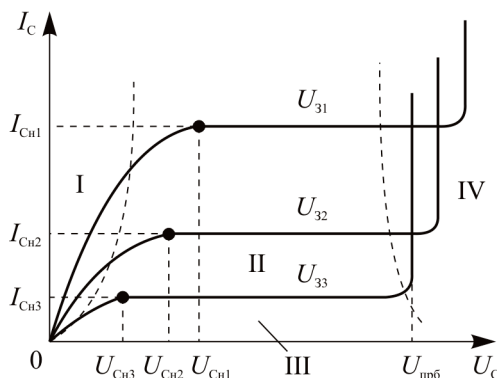


Рис. 6.6. Вихідні (стокові) характеристики польового транзистора

На цих характеристиках слід виокремити чотири області: лінійну I (за малих напруг U_C); насичення II, де струм стоку майже не залежить від U_C ; відсікання III; пробою IV.

В областях I і III транзистор перебуває у відкритому та закритому режимах. Ці області відповідають статичному стану під час роботи транзистора як електронного ключа. Область II для ключового режиму є областю динамічного стану, у якій робоча точка перебуває короткочасно у перебігу перехідного процесу з одного статичного стану у другий (із відкритого у закритий і навпаки).

В області II (активна область) транзистор перебуває у відкритому стані. Ця область відповідає підсилювальному режиму транзистора, який характеризується лінійною залежністю між вхідним і вихідним сигналами. Для робочої точки це статичний стан.

В області IV за великих напруг відбувається різке зростання струму I_C , зумовлене явищами лавинного пробою. Зазвичай пробій

відбувається поблизу стоку, де p - n перехід має найбільшу кривизну, або у місці виходу p - n переходу на поверхню.

Розглянемо хід ВАХ для випадку, коли $U_{31} = 0$. Якщо напруга U_C мала (область I), то зміна ширини p - n переходу δ (рис. 6.5, а) буде малою порівняно з товщиною каналу й опір останнього майже не відрізнятиметься від початкового. Тому зв'язок між струмом I_C і напругою U_C буде майже лінійним. У разі зростання U_C «горловина» каналу звужується, що впливає на зростання опору каналу, та зростання струму I_C від U_C поступово уповільнюється. Змиканню «горловини» каналу (рис. 6.5, б) відповідає точка перегину, і ВАХ виходить на відрізок насичення. *Напругу U_C , яка відповідає цій точці, називають напругою насичення U_{CH} .*

На відрізку II, коли $U_C > U_{CH}$, струм I_C із підвищенням U_C не змінюється. Це пояснюється зростанням диференціального опору каналу за рахунок поширення «горловини» каналу від стоку до витоку (рис. 6.5, в). Потенціал «горловини» зберігає значення U_{CH} , а різниця потенціалів $U_C - U_{CH}$ спадає на проміжку між стоком і «горловиною». Розповсюдження «горловини» у бік витоку буде відбуватися доти, доки області об'ємного заряду p - n переходів не заповнять увесь об'єм провідного каналу або доки не відбудеться пробій переходів (область IV).

Розглянемо тепер хід характеристик, коли на заслін подано від'ємне зміщення. У цьому разі напруга на переході визначається напругою на заслоні та спадом напруги вздовж каналу (вздовж осі x) під час протікання струму стоку:

$$U_{p-n} = U_3 + U(x). \quad (6.4)$$

Насичення струму I_C відбувається тоді, коли напруга U_{p-n} дорівнюватиме напрузі відсікання $U_{ЗВС}$. При цьому напруга $U(x)$ дорівнює напрузі насичення U_{CH} . Із зазначеного випливає, що

$$U_{CH} = U_{ЗВС} - U_3. \quad (6.5)$$

Оскільки $U_{ЗВС}$ для конкретного транзистора є постійною, то із (6.5) випливає, що U_{CH} буде зменшуватися у разі збільшення напруги U_3 . Якщо $U_3 = U_{ЗВС}$, відбувається повне відсікання струму I_C .

Характеристики польового транзистора не є еквідистантними. Це пояснюється нелінійною залежністю ширини p - n переходу від напруги. Тому за однакового приросту U_3 відстань між характеристиками не буде однаковою (рис. 6.6).

Із підвищенням напруги на заслоні пробій p - n переходу відбувається за менших напруг U_C .

Було розглянуто механізм насичення струму як результат звуження каналу під дією напруги U_C . Існує і друга причина насичення струму стоку. Максимальний опір каналу відповідає найвужчому його відрітку. На цьому відрітку падає більша частина напруги U_C і утворюється максимальна напруженість електричного поля E . Напруженість може досягти такого значення, за якого настає насичення дрейфової швидкості носіїв. Як відомо, у сильних електричних полях рухливість носіїв заряду μ зменшується і за напруженості порядку 10^4 В/см швидкість їх руху, яка дорівнює μE , не залежить від поля. Тому, незважаючи на збільшення напруги U_C , густина струму стоку $j_C = qn\mu_n E$ залишається постійною.

У реальних транзисторах спостерігаються обидва механізми насичення струму I_C .

Характеристики передачі, або стік-заслонні характеристики $I_C = f(U_3) \Big|_{U_C = \text{const}}$, показано на рис. 6.7.

Вони зображають залежність струму стоку від напруги на заслоні. Характер цієї залежності визначають за принципом роботи польового транзистора.

Максимальний струм стоку I_C за заданої напруги U_C відповідає $U_3 = 0$. У разі збільшення U_3 за абсолютною величиною I_C зменшується і, коли $U_3 = U_{звс}$, струм дорівнює нулю.

Характеристики передачі для різних значень U_C можна легко побудувати за стокowymi характеристиками.

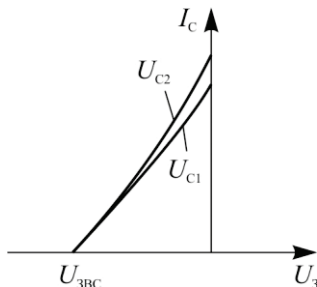


Рис. 6.7. Характеристики передачі польового транзистора

6.1.3. Розрахунок стокowych характеристик

Товщина каналу W , а отже, і опір каналу R_K за умови, що $U_C > 0$, змінюються вздовж осі. Опір каналу (див. рис. 6.4)

$$R_K = \rho \frac{l_K}{zW}. \quad (6.6)$$

Підставивши W із рівняння (6.3) та врахувавши вираз (6.4), дістаємо

$$R_K(x) = \rho \frac{l_K}{za} \left(1 - \sqrt{\frac{U_3 + U(x)}{U_{ЗВС}}} \right)^{-1}. \quad (6.7)$$

Для елементарного відрізка каналу dx опір можна подати так:

$$dR_K(x) = \frac{R_K(x)}{l_K} dx = \frac{R_{K_0}}{l_K} \left(1 - \sqrt{\frac{U_3 + U(x)}{U_{ЗВС}}} \right)^{-1} dx, \quad (6.8)$$

де $R_{K_0} = \rho \frac{l_K}{za}$ — опір каналу без зміщення на стоці та заслоні.

Оскільки струм стоку I_C залишається постійним у будь-якому перетині каналу, то спад напруги на елементарному відрізку

$$dU(x) = I_C dR_K(x) = I_C \frac{R_{K_0}}{l_K} \left(1 - \sqrt{\frac{U_3 + U(x)}{U_{ЗВС}}} \right)^{-1} dx.$$

Відокремлюючи змінні та інтегруючи ліву частину від 0 до U_C , а праву — від 0 до l_K , отримуємо:

$$I_C = \frac{1}{R_{K_0}} \left[U_C + \frac{2}{3} \frac{U_3^{\frac{3}{2}} - (U_3 + U_C)^{\frac{3}{2}}}{U_{ЗВС}^{\frac{1}{2}}} \right]. \quad (6.9)$$

Це рівняння і виражає сім'ю стокових (вихідних) ВАХ польового транзистора.

Струм стоку насичення можна визначити, підставляючи $U_{Cн}$ із рівняння (6.5) у вираз (6.9):

$$I_{Cн} = \frac{1}{R_{K_0}} \left[\frac{1}{3} U_{ЗВС} - U_3 \left(1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{U_3}{U_{ЗВС}}} \right) \right]. \quad (6.10)$$

Підсилювальні властивості транзистора характеризуються крутістю характеристики

$$S = -\frac{dI_C}{dU_3}. \quad (6.11)$$

Область насичення стокових характеристик є робочою. Підставивши в рівняння (6.11) $I_{Cн}$, отримаємо крутість для цієї області:

$$S = \frac{1}{R_{к0}} \left(1 - \sqrt{\frac{U_3}{U_{3BC}}} \right). \quad (6.12)$$

Другим параметром, який характеризує польові транзистори, є внутрішній диференціальний опір каналу:

$$r_k = \frac{dU_c}{dI_c}. \quad (6.13)$$

Як випливає з формули (6.10), в області насичення цей опір дорівнює нескінченності. Реально r_k становить декілька мегаомів.

На підсилювальні властивості польового транзистора значно впливають «пасивні» ділянки стоку та витоку, які прилягають до каналу. Опір цих ділянок не модулюється під дією напруги на заслоні, та, по суті, ці ділянки є «паразитними».

Вплив опорів стоку R_C і витоку R_B найпростіше оцінити, якщо приєднати R_C і R_B до ідеального транзистора як зовнішні елементи (рис. 6.8). Як видно, R_B є опором зворотного зв'язку та зменшує крутість характеристики. Тому, як і для підсилювальних електровакуумних ламп, ефективну крутість транзистора можна подати у вигляді

$$S_{\text{эф}} = \frac{S}{1 + SR_B}. \quad (6.14)$$

Опір R_C увімкнено послідовно з опором навантаження та приводить до зменшення напруги вихідного сигналу. Цей опір також погіршує частотні властивості транзистора.

Вплив температури на характеристики транзисторів. Унаслідок того, що в польових транзисторах використовуються тільки основні носії, вони можуть працювати у більш широкому темпе-

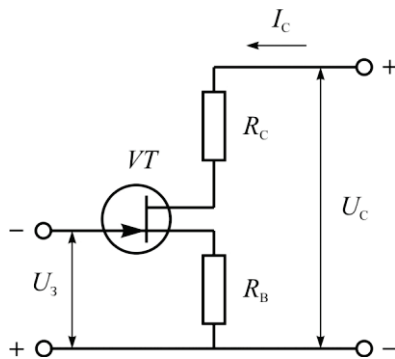


Рис. 6.8. Схема заміщення польового транзистора з урахуванням опорів стоку та витоку

ратурному діапазоні порівняно з біполярними транзисторами. Однак, так само, як і в інших напівпровідникових приладах, параметри та характеристики польових транзисторів залежать від температури: від неї залежать струм заслону, струм стоку та крутість характеристики.

Струм заслону I_3 є струмом зворотнозмщеного переходу, тому характер його температурної залежності такий самий, як і зворотного струму діода. Зростання I_3 з підвищенням температури приводить до зменшення вхідного опору польового транзистора, а в деяких випадках — і до зменшення напруги пробою.

Функції $I_C(T)$ і $S(T)$ обумовлені зазвичай залежністю рухливості носіїв від температури $\mu(T)$. Як відомо, з підвищенням температури рухливість в інтервалі робочих температур зменшується і, як наслідок, зменшується швидкість насичення.

Відповідно до рівнянь (6.10) та (6.12) і струм стоку, і крутість характеристики із підвищенням температури будуть зменшуватися.

6.1.4. Частотні властивості польових транзисторів

Робота польових транзисторів не пов'язана з інжекцією носіїв заряду, тому з точки зору механізму перенесення носіїв ці транзистори потенційно більш високочастотні, ніж біполярні.

Частотні властивості польових транзисторів визначаються двома факторами:

- часом пролітання носіїв від витoku до стоку;
- елементами еквівалентної схеми (рис. 6.9).

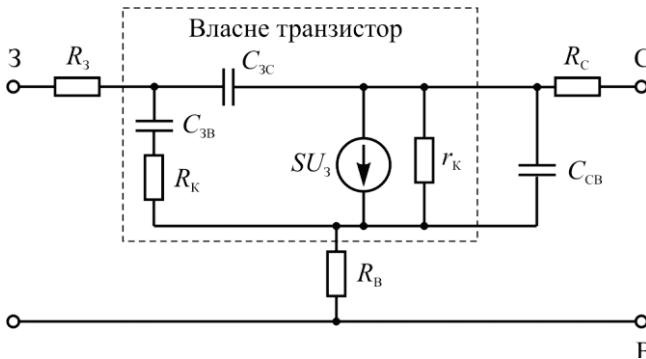


Рис. 6.9. Малосигнальна схема заміщення польового транзистора

Час пролітання носіїв від витоку до стоку за умови постійної рухливості μ

$$t = \frac{l_K}{\mu E_x} = \frac{l_K^2}{\mu U_c}, \quad (6.15)$$

де l_K — довжина каналу; E_x — напруженість у каналі.

За високих полів у наближенні швидкості насичення v_n :

$$t = \frac{l_K}{v_n}. \quad (6.16)$$

Наприклад, у транзисторі на основі арсеніду галію з довжиною каналу $l_K = 1$ мкм час пролітання становить 10^{-11} с. Тому інерційність і частотні властивості транзистора з керувальним p - n переходом зумовлюються інерційністю процесу зарядження та розрядження бар'єрної ємності p - n переходу між заслоном і витоком — $C_{ЗВ}$.

Напруга на заслоні не може змінитися миттєво, оскільки бар'єрна ємність p - n переходу заслону $C_{ЗВ}$ перезаряджається струмами, які проходять через розподілений опір каналу R_K і через об'ємний опір R_B . Відповідно до еквівалентної схеми (рис. 6.9) граничну частоту $f_{гр}$ визначають як частоту, на якій струм через ємність $C_{ЗВ}$ дорівнює струму генератора SU_3 :

$$f_{гр} = \frac{S}{2\pi C_{ЗВ}}. \quad (6.17)$$

Максимальну частоту генерації транзистора визначають як частоту, на якій коефіцієнт підсилення за потужністю K_P дорівнює одиниці:

$$f_{max} = \frac{f_{гр}}{2\sqrt{n + f_{гр} t_{зар}}}. \quad (6.18)$$

де $n = \frac{R_3 + R_K + R_B}{r_K}$, а $t_{зар} = 2\pi C_{ЗВ} (R_3 + R_K + R_B)$ — стала часу

зарядження бар'єрної ємності.

Як видно з рівнянь (6.17) і (6.18), властивості польових транзисторів залежать від геометрії приладу та параметрів матеріалу. У Si та GaAs електрони мають вищу рухливість, ніж дірки. Тому в НВЧ схемах використовують тільки n -каналні польові транзистори. Крім того, оскільки в GaAs рухливість електронів приблизно в п'ять разів більша, ніж у Si, для НВЧ приладів арсенід галію кращий.

Найважливішим геометричним параметром польового транзистора є довжина каналу (заслону). У разі зменшення l_k зменшується ємність $C_{зв}$ і збільшується крутість S , отже, збільшується і гранична частота $f_{гр}$. Однак, щоб заслін транзистора ефективно керував транспортуванням електронів у каналі, його довжина має бути більшою від товщини каналу ($l_k/a > 1$). Тому, скорочуючи l_k , потрібно одночасно зменшувати і товщину a . Для цього в польових транзисторах на Si та GaAs зазвичай використовують вищий рівень легування каналу, який не перевищує $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (щоб уникнути пробую). За такого рівня легування мінімальна довжина l_k не перевищує 0,1 мкм, що відповідає граничній частоті $f_{гр} = 100 \text{ ГГц}$.

6.2. Польові транзистори з ізолюваним заслоном

Польовий транзистор з ізолюваним заслоном — це транзистор, що керується електричним полем і у якого заслін ізолюваний від провідного каналу діелектриком.

В основу таких транзисторів покладено контакт метал–діелектрик–напівпровідник (МДН-структура). Звідси друга назва транзисторів — МДН-транзистори. Вирізняють два різновиди транзисторів з ізолюваним заслоном: транзистор з індукованим каналом (рис. 6.10, а) і транзистор із вбудованим каналом (рис. 6.10, б).

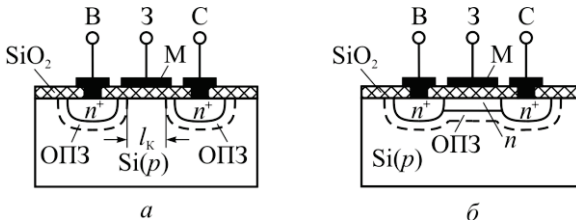


Рис. 6.10. Структура МДН-транзистора:
а — з індукованим каналом; б — із вбудованим каналом

6.2.1. Структура та принцип дії транзистора

МДН-транзистори створюють на слабколегованих кремнієвих підкладках p - або n -типу з концентрацією домішок порядку 10^{15} см^{-3} (рис. 6.10).

У початковій пластині кремнію, наприклад p -типу, методом дифузії або іонного легування утворюють дві сильнолеговані області n^+ -типу, які з підкладкою утворюють p - n переходи. Одна з n -областей — витік, а друга — стік. Відстань між витіком і стоком становить одиниці мікрометрів. На поверхні напівпровідника вирощують шар оксиду кремнію (SiO_2) товщиною 0,05...0,1 мкм, який використовують як діелектрик*. Методом фотолітографії в діелектрику утворюють вікна для виводів від областей стоку і витіку. На шар діелектрика між стоком і витіком наносять металевий електрод, зазвичай алюміній, який служить заслоном.

У транзисторах з індукованим каналом за подавання відповідної напруги на заслін утворюється провідний канал між стоком і витіком унаслідок перерозподілу носіїв заряду в приповерхневому шарі напівпровідника. У транзисторах із вбудованим каналом у підкладці між стоком і витіком додатково створюють слабколегований тонкий шар з провідністю того ж типу, що й області стоку та витіку. Цей шар і є каналом.

Для пояснення роботи МДН-транзистора розглянемо спочатку фізичні процеси в МДН-структурі. Для цього виокремимо із транзистора частину, яка обмежена розмірами заслони (рис. 6.11). Співвідношення між енергетичними рівнями металу, діелектрика та напівпровідника відносно енергетичного рівня вакууму E_v показано на рис. 6.12, *а*.

Припустімо, що межі металу, діелектрика та напівпровідника при контакті плоскі й між ними немає ніяких додаткових шарів. Енергетичну діаграму такої структури зображено на рис. 6.12, *б*. Робота виходу з металу $A_m = q\phi_m$ менша, ніж з напівпровідника $A_p = q\phi_p$. При контакті між металом і діелектриком, а також між напівпровідником і діелектриком утворюються високі потенціальні бар'єри, і тому прямий перехід електронів з металу в напівпровідник або з напівпровідника в метал неможливий. Але для зрівноваження системи необхідний перерозподіл зарядів між металом і напівпровідником. Такий перероз-

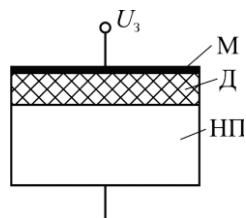


Рис. 6.11. Структура метал–діелектрик–напівпровідник

* Як діелектрик можна використовувати й інші матеріали.

поділ можливий через зовнішнє коло, зокрема й через поверхневі витікання, а також унаслідок кулонівської взаємодії. У процесі перерозподілу зарядів дірки покидають приконтактний шар напівпровідника та на їх місці утворюється просторовий заряд іонізованих атомів акцепторної домішки, а електрони притягуються до поверхні напівпровідника. При цьому приконтактний шар напівпровідника збіднюється дірками та збагачується електронами й енергетичні рівні напівпровідника скривляються вниз. Біля поверхні металу на межі з діелектриком утворюється тонкий шар позитивних зарядів Q_m , а в напівпровіднику — ділянка негативних зарядів Q_A , ширина якої визначається концентрацією акцепторної домішки. Повний поверхневий заряд в напівпровіднику $Q_{\text{НП}}$ зумовлюється електронами зони провідності Q_n і негативним зарядом некомпенсованих акцепторів Q_A :

$$Q_{\text{НП}} = Q_n + Q_A. \quad (6.19)$$

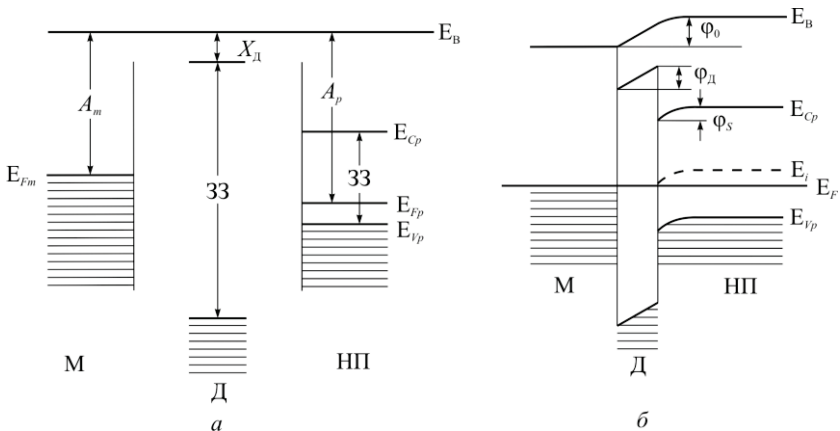


Рис. 6.12. Енергетичні діаграми металу (М), діелектрика (Д), напівпровідника (НП) (а) та МДН-структури у рівноважному стані (б)

Висоту потенціального бар'єра, зумовлену скривленням енергетичних рівнів у напівпровіднику, називають поверхневим потенціалом ϕ_s .

$$\phi_s = \phi_T \ln \frac{N_A}{n_i}. \quad (6.20)$$

МДН-структура являє собою конденсатор, обкладками якого є метал і напівпровідник, а діелектриком — плівка SiO_2 . Різниця потенціалів ϕ_0 між обкладками в рівноважному стані дорівнює

різниці робіт виходу з напівпровідника та металу: $\varphi_0 = \frac{A_p}{q} - \frac{A_m}{q}$

(рис. 6.12, а). Якщо на структуру подається від'ємна зовнішня напруга «мінусом» до металу, а «плюсом» до напівпровідника, електричне поле від зовнішнього джерела в діелектрику буде напрямлено зустрічно внутрішньому полю, тому потенціальний бар'єр і скривлення рівнів зменшуватимуться. За напруги, яка точно дорівнює відповідній різниці робіт виходу, рівні енергетичних зон стають плоскими, а заряд на обкладках конденсатора дорівнює нулю. Цю напругу називають напругою плоских зон:

$$U_{\text{пл}} = \varphi_p - \varphi_m. \quad (6.21)$$

Якщо від'ємна напруга за абсолютною величиною перебільшить напругу плоских зон, тоді поле всередині МДН-структури змінить напрям, тобто заряд металевої обкладки Q_m стане від'ємним, а напівпровідникової $Q_{\text{нп}}$ — додатним. Останнє означає, що напівпровідник біля поверхні збагачується основними носіями заряду — дірками — й енергетичні рівні скривляються вверх. Такий стан поверхні напівпровідника називають режимом збагачення основними носіями, або режимом акумуляції (рис. 6.13, а).

Прикладемо тепер до структури відносно рівноважного стану невелику додатну напругу «плюсом» до металу, а «мінусом» до напівпровідника. Поле від зовнішнього джерела буде збігатися за напрямом з внутрішнім полем структури, внаслідок чого додатний заряд металевої обкладки Q_m і від'ємний заряд напівпровідникової обкладки $Q_{\text{нп}}$ збільшуються. Це означає, що в приповерхневій ділянці напівпровідника концентрація основних носіїв заряду (дірок) зменшується, а концентрація електронів збільшується. Енергетичні рівні біля поверхні напівпровідника ще більше скривлюються вниз. Відстань між рівнем E_{V_p} і рівнем Фермі E_{F_p} збільшується, а між рівнями E_{C_p} і E_{F_p} зменшується. Такий стан поверхні напівпровідника називають станом збіднення (рис. 6.13, б).

Напругу, за якої відстань між рівнем E_{F_p} і рівнями E_{C_p} і E_{V_p} стає однаковою, називають пороговою. За цієї напруги провідність поверхні напівпровідника відповідає власній.

Подальше збільшення зовнішньої напруги приводить до того, що рівень Фермі біля поверхні напівпровідника виявляється ближче до рівня E_{C_p} , ніж до рівня E_{V_p} . Приповерхнева ділянка напівпровідника

збіднюється дірками настільки, що їх концентрація стає меншою, ніж концентрація електронів і ця ділянка буде мати провідність n -типу. Такий стан приповерхневого шару напівпровідника називають станом інверсії (рис. 6.13, в).

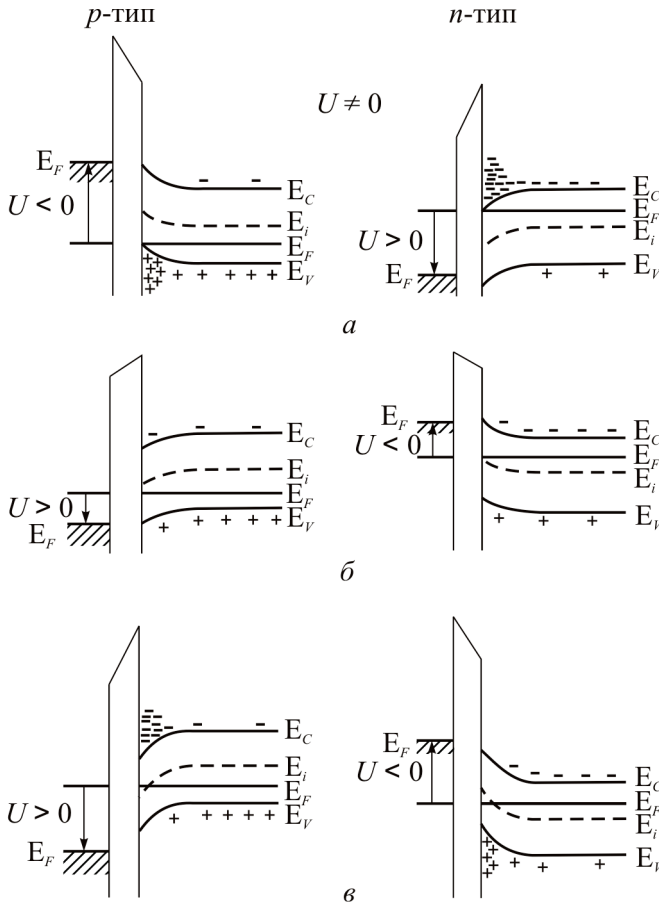


Рис. 6.13. Енергетичні діаграми МДН-структур за подання зовнішньої напруги: а — режим збагачення; б — режим збіднення; в — режим інверсії

Якщо концентрація електронів біля поверхні напівпровідника тільки незначно перевищує концентрацію власних носіїв, то такий стан називають режимом слабкої інверсії, а якщо $n \gg n_i$, — режимом сильної інверсії. Межею між цими режимами вважають

рівність концентрації електронів біля поверхні концентрації акцепторної домішки.

Процеси, аналогічні розглянутим, відбуваються і в МДН-структурі з напівпровідником *n*-типу. Наведені режими здійснюються за напруги протилежної полярності.

Реальна МДН-структура відрізняється від розглянутої тим, що окрім зарядів, обумовлених різницею робіт виходу з металу та напівпровідника, в структурі є й інші заряди, які впливають на її властивості. Ці заряди можна розділити на чотири групи (рис. 6.14):

1. Позитивний заряд у поверхневому шарі Q_{it} напівпровідника, зумовлений обривом кристалічної ґратки кремнію. На ідеально чистій поверхні є 10^{15} см^{-2} незаповнених зв'язків (станни Тамма), які поведуться як акцептори. Однак за наявності оксидної плівки на поверхні багато зв'язків атомів кремнію замикаються на тетраедрі SiO_2 . Кількість незаповнених зв'язків зменшується до $10^{11} \dots 10^{12} \text{ см}^{-2}$ і вони поведуться як донори. Ці стани, віддаючи електрони, стають позитивно зарядженими і займають шар товщиною близько 25 \AA .

2. Позитивний заряд перехідного шару SiO_x Q_f . Припустімо, що між шарами Si та SiO_2 є шар нестехіометричного SiO_x товщиною близько 100 \AA , який не повністю окиснений кремнієм. Надмірність кремнію в перехідному шарі утворює просторовий заряд з поверхневою концентрацією іонів порядку 10^{11} см^{-2} . Цей заряд фіксований та не залежить від товщини оксиду та прикладеної напруги.

3. Заряд, захоплений уловлювачами в оксиді Q_{ot} . Цей заряд зумовлено структурними дефектами в оксиді. Уловлювачі в оксиді зазвичай електронейтральні, але можуть захоплювати електрони або дірки. Захоплений заряд розподілений рівномірно по всьому оксиду.



Рис. 6.14. Класифікація зарядів на межі поділу діелектрик-напівпровідник і в плівці SiO_2

4. Позитивний заряд рухомих іонів лужних металів. Іони натрію та калію абсорбуються двооксидом кремнію під час технологічного процесу. Ці іони рухомі та легко переміщуються в оксиді під дією електричного поля. Якщо зовнішню напругу прикладено «мінусом» до заслону, то іони переміщуються до межі метал–діелектрик і майже не впливають на властивості контакту напівпровідник–діелектрик. За зворотної напруги іони переміщуються до межі Si–SiO₂ і суттєво впливають на скривлення енергетичних рівнів у кремнії.

Усі перераховані заряди так чи інакше впливають на напругу плоских зон і порогових напруг у МДН-структурах. Особливо негативним є вплив зарядів рухомих іонів в оксиді, які призводять до нестабільної роботи приладів на основі МДН-структур.

6.2.2. МДН-транзистори з індукованим каналом

Принцип роботи транзистора полягає в керуванні провідністю каналу між стоком і витокком під дією напруги на заслоні.

МДН-транзистор з індукованим каналом є нормально закритим приладом, тобто без напруги на заслоні, струм у вихідному колі майже дорівнює нулю за будь-якої полярності напруги між стоком і витокком, оскільки провідного каналу немає, а один із *p-n* переходів буде зміщений у зворотному напрямі (рис.6.10, *a*).

Вхідний сигнал на транзистор подається між заслоном і витокком, а вихідний утворюється між стоком і витокком. Зазвичай витік з'єднується з підкладкою.

Нехай на заслін подається додатна напруга, більша за порогову: $U_3 > U_{пор}$. Під дією цієї напруги дірки виштовхуються із приповерхневої ділянки напівпровідника під заслоном і на їх місці утворюється область просторового заряду нерухомих іонів акцепторів. Ця область з'єднується з просторовим зарядом *p-n* переходів стоку та витокку. Одночасно електрони притягуються до поверхні напівпровідника, внаслідок чого відбувається інверсія провідності поверхневого шару, тобто формується провідний канал *n*-типу. Канал з'єднує область стоку та витокку, між якими може протікати струм (рис. 6.15, *a*). Якщо напруги між стоком і витокком немає, тоді товщина каналу та його потенціал у всіх точках від витокку до стоку однакові.

Під дією напруги на заслоні змінюється концентрація електронів у каналі, а також його товщина, тобто відбувається модуляція провідності каналу. У польовому транзисторі з керувальним p - n переходом модуляція провідності каналу відбувається внаслідок змінення перетину каналу, а у МДН-транзисторах — здебільшого внаслідок змінення концентрації носіїв заряду в каналі.

З поданням напруги між стоком і витокм U_C по каналу потече струм стоку I_C , величина якого залежить від провідності каналу, тобто від напруги на заслоні. Провідний канал можна подати у вигляді розподіленого опору, спад напруги на якому при протіканні струму стоку залежить від координати x : мінімальний спад напруги $U_K = 0$ буде біля витоку ($x = 0$), а максимальний $U_K = U_C$ — біля стоку ($x = l_K$). Тому під дією напруги на стоці потенціал каналу змінюється по осі x : біля витоку він визначається тільки ефективною напругою на заслоні та становить $U_3 - U_{пор}$, а біля стоку — сумісною напругою на заслоні та на стоці, тому потенціал становить $U_3 - U_{пор} - U_C$. Напруга U_C зміщує стоковий p - n перехід у зворотному напрямі, внаслідок чого область просторового заряду біля стоку розширюється, а канал звужується (рис.6.15, б). За напруги $U_C = U_3 - U_{пор}$ стокова напруга повністю компенсує дію напруги на заслоні та канал поблизу стоку зникає (рис.6.15, в). Подальше збільшення U_C приводить до зменшення довжини каналу та збільшення його опору.

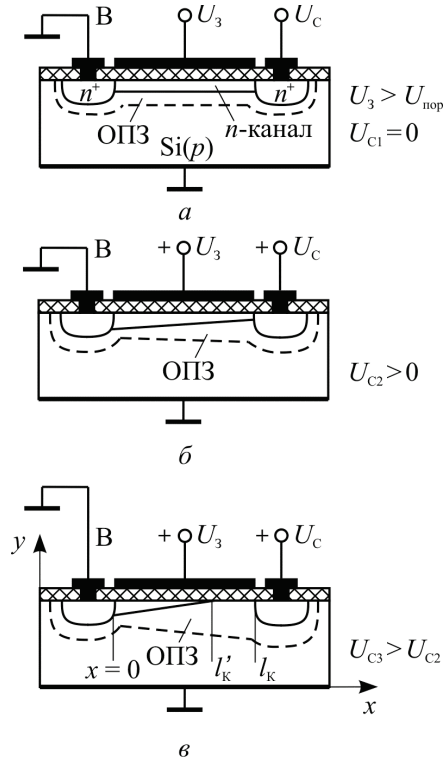


Рис. 6.15. Залежність геометрії каналу та області просторового заряду МДН-транзистора від напруги стоку U_C

МДН-транзистор з індукованим каналом є підсилювальним елементом за напругою та потужністю. Оскільки заслон відділений від провідного каналу діелектриком, струм в колі керування нехтовно малий, тому мала й потужність, що витрачається джерелом живлення на керування великим вихідним струмом.

Замість *p-n* переходів як стік і витік у МДН-транзисторах з індукованим каналом можна використовуватися контакти Шотткі. Такі контакти мають ряд технологічних і конструктивних переваг. Зокрема, створення МДН-структури з контактами Шотткі не потребує технологічних операцій за високих температур. Як підкладки можна використовувати матеріали (наприклад GaAs), які не дозволяють отримати якісні *p-n* переходи.

Якщо як підкладку використовують напівпровідник *n*-типу, то в транзисторі індукуються канал *p*-типу.

МДН-транзистори — прилади оборотні, тобто вони дозволяють використовувати як стік або витік будь-яку із сильнолегованих ділянок.

6.2.3. Вольт-амперні характеристики МДН-транзисторів

Вихідні характеристики. Вихідні або стокові характеристики показують залежність струму стоку від напруги стоку за постійної напруги на заслоні $I_C = f(U_C) \Big|_{U_3 = \text{const}}$.

Сім'ю вихідних характеристик зображено на рис. 6.16. На характеристиках так само, як і для транзистора з керувальним *p-n* переходом, можна виділити чотири області: область I з лінійною залежністю $I_C(U_C)$ в діапазоні малих U_C ; область II, яка характеризується слабкою залежністю $I_C(U_C)$; область III — відсікання вихідного струму ($U_3 < U_{\text{пор}}$); область IV із різкою залежністю $I_C(U_C)$ в діапазоні великих напруг.

Пояснимо якісно хід ВАХ. Припустімо, що напруга $U_3 > U_{\text{пор}}$, тобто в транзисторі наведено канал провідності, а напруга на стоці мала й канал провідності однорідний. У разі зміни напруги U_C провідність каналу $\Delta\sigma_K$ змінюється настільки мало порівняно з початковою провідністю σ_{KA} , що залежність $I_C(U_C)$ виявляється майже лінійною (рис. 6.16, а, область I).

Коли напруга U_C стає сумірною з різницею $U_3 - U_{\text{пор}}$, перетин каналу та його провідність поблизу стоку зменшуються й зростання струму зі збільшенням напруги U_C уповільнюється. За напруги $U_C = U_3 - U_{\text{пор}}$ канал поблизу стоку зникає та між стоком і каналом утворюється область просторового заряду (рис. 6.15). Ширина цієї області та опір між стоком і витоком збільшуються з підвищенням U_C , тому струм стоку I_C зі зростанням напруги U_C залишається майже постійним. На характеристиках з'являється полого ділянка — ділянка насичення (рис. 6.16, а, область II).

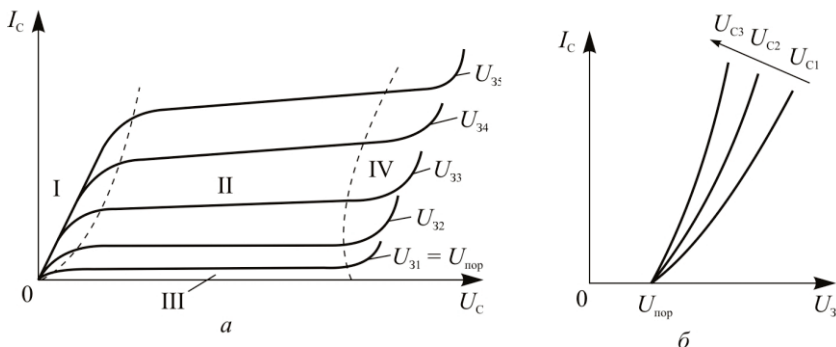


Рис. 6.16. Вихідні ВАХ МДН-транзистора з індукованим n -каналом (а) та прохідні характеристики (б)

Напругу стоку, за якої струм стоку досягає насичення $I_{Cн}$, називають напругою насичення $U_{Cн}$

$$U_{Cн} = U_3 - U_{\text{пор}}. \quad (6.22)$$

Напруга насичення зростає зі збільшенням напруги на заслоні.

Подальше збільшення U_C приводить до розширення області просторового заряду та зменшення довжини каналу. Невелике зростання струму на пологій ділянці можна пояснити підвищенням дрейфової швидкості носіїв в області просторового заряду зі збільшенням U_C .

У діапазоні великих напруг на стоці в транзисторі настає пробій (рис. 6.16, а, область IV). Розрізняють два види пробію: пробій стоків p - n переходу та пробій підзаслонного діелектрика. Пробій p - n переходу має лавинний характер, оскільки в транзисторах використовують високоомну кремнієву підкладку. Оскільки на заслоні і

на сток подається напруга однієї полярності, то зі зростанням U_3 напруга пробою $U_{\text{Спрб}}$ зростає. У підзаслонному діелектрику відбувається тепловий пробій.

Із підвищенням напруги на заслоні U_3 зростає провідність каналу та струм стоку I_C за однієї і тієї ж напруги на стоці U_C , тому зі збільшенням U_3 вихідні характеристики зміщуються вгору.

Для виведення рівняння вихідних характеристик скористаємося структурою, показаною на рис. 6.17, і вважатимемо, що канал існує, тобто що $U_3 > U_{\text{пор}}$, і витік з'єднано з підкладкою. У загальному випадку можна записати, що густина дрейфового струму стоку

$$j_C = \sigma_S E(x). \quad (6.23)$$

Виразимо питому провідність σ_S через густина заряду рухливих носіїв у каналі

$$\sigma_S = q n_S \mu_{nS} = Q_{nS} \mu_{nS}, \quad (6.24)$$

де n_S — поверхнева концентрація електронів, $[\text{см}^{-2}]$; Q_{nS} — питомий поверхневий заряд, $[\text{Кл}\cdot\text{см}^{-2}]$; μ_{nS} — поверхнева рухливість електронів, яка приблизно вдвічі менша від рухливості в об'ємі напівпровідника.

Окрім заряду рухливих носіїв Q_{nS} , під заслоном є заряд нерухливих носіїв іонів домішки $Q_{\text{нр}}$ та нерухливий заряд оксиду кремнію. Таким чином, густина повного заряду, який змінюється під дією напруги на заслоні та стоці транзистора, становить

$$Q_\Sigma = Q_{nS} + Q_{\text{нр}}. \quad (6.25)$$

Цей заряд можна виразити через питому ємність заслон-канал — $C'_{3К}$:

$$Q_\Sigma = C'_{3К}(U_3 - U_K(x)), \quad (6.26)$$

де $U_K(x)$ — напруга на каналі, яка залежить від координати x .

Заряд нерухливих носіїв визначимо з умови, що за напруг на заслоні, які менші $U_{3\text{пор}}$, каналу ще немає і під заслоном існує тільки нерухливий заряд:

$$Q_{\text{нр}} = C'_{3К} U_{3\text{пор}}. \quad (6.27)$$

З урахуванням рівняння (6.27) заряд рухливих носіїв

$$Q_{nS} = Q_\Sigma - Q_{\text{нр}} = C'_{3К}(U_3 - U_{3\text{пор}} - U_K(x)). \quad (6.28)$$

Будемо вважати, що $E(x) = \frac{dU(x)}{dx}$, і підставимо рівняння (6.28) у вираз (6.23) з урахуванням (6.24):

$$J_C = C'_{3K\mu nS}(U_3 - U_{3\text{пор}} - U_K(x)) \frac{dU_K(x)}{dx}. \quad (6.29)$$

Для того щоб перейти від густини струму j_C до струму I_C , необхідно формулу (6.29) помножити на ширину каналу b_K . Розділяючи змінні та інтегруючи праву та ліву частини (6.29) від 0 до l_K , отримуємо:

$$I_C \int_0^{l_K} dx = C'_{3K\mu nS} b_K \int_0^{U_C} (U_3 - U_{3\text{пор}} - U_K(x)) dU.$$

Звідси

$$I_C = \frac{C'_{3K\mu nS} b_K}{l_K} \left[(U_3 - U_{3\text{пор}}) U_C - \frac{U_C^2}{2} \right]. \quad (6.30)$$

Для того щоб отримати вираз, який відповідає пологій ділянці ВАХ, замість U_C необхідно підставити значення $U_{Cн}$ з рівняння (6.22). Тоді

$$I_{Cн} = \frac{C'_{3K\mu nS} b_K}{2l_K} (U_3 - U_{3\text{пор}})^2. \quad (6.31)$$

Із формули (6.31) випливає, що за напруги $U_C > U_{Cн}$ струм стоку безпосередньо не залежить від напруги на стоці. Але реально струм стоку зростає з підвищенням напруги на стоці внаслідок збільшення дрейфової швидкості електронів в області просторового заряду. Це зростання також зумовлено збільшенням довжини каналу l_K з підвищенням U_C .

Прохідні характеристики. Прохідні або стокозаслонні характеристики виражають зв'язок між струмом стоку та напругою на заслоні за постійної напруги на стоці $I_C = f(U_3) \Big|_{U_C = \text{const}}$. Ці характеристики показано на рис. 6.16, б. Характеристики починаються в точці на осі напруг, яка відповідає напрузі $U_{3\text{пор}}$, оскільки за менших напруг немає провідного каналу та струм стоку дорівнює нулю. За напруг на стоці $U_C > U_{Cн}$ залежність $I_C(U_3)$ визначається формулою (6.31) і має квадратичний характер. У разі малих напруг U_C прохідні характеристики визначаються формулою (6.30) і наближаються до лінійних.

6.2.4. Параметри транзисторів

Крутість стокозаслонної характеристики $S = \left. \frac{dI_C}{dU_3} \right|_{U_C = \text{const}}$ є

основним параметром, який характеризує підсилювальні властивості транзистора. Для пологих ділянок вихідних характеристик крутість можна знайти диференціюючи вираз (6.31) за dU_3 :

$$S = \frac{C'_{3К} \mu_n S b_K}{l_K} (U_3 - U_{3\text{пор}}) \quad (6.32)$$

Для збільшення крутості необхідно збільшувати питому ємність $C'_{3К}$, ширину каналу b_K і зменшувати довжину каналу l_K . У режимі насичення (глибокої інверсії) питому ємність $C'_{3К}$ можна вважати рівною питомій ємності оксиду $C'_{ок}$, яка залежить від товщини діелектрика. Однак зі зменшенням товщини діелектрика знижується напруга пробією під заслоном. Для діелектрика SiO_2 товщиною 0,05 мкм пробивна напруга становить близько 50 В. Пробій діелектрика може відбутися під дією статичної напруги на заслоні. Таке явище спостерігається за відключеного заслону. Тому під час зберігання МДН-транзисторів їх електроди з'єднують металевими перемичками, які знімаються перед вмиканням транзисторів у схему.

Збільшення ємності призводить до погіршення частотних властивостей МДН-транзисторів.

Ширина b_K каналу впливає на крутість характеристики як безпосередньо, так і через ємність $C_{3К}$. Зі збільшенням b_K зростає крутість і одночасно підвищується ємність заслін-канал $C_{3К}$, що, в свою чергу, також призводить до зростання крутості та погіршення частотних властивостей транзистора.

Крутість характеристики тим більша, чим менша довжина каналу l_K . Однак МДН-транзистори з коротким каналом мають особливості, які будуть розглянуті окремо.

Велику крутість мають транзистори з n -каналом, оскільки рухливість електронів більша від рухливості дірок.

Внутрішній опір $r_i = \left. \frac{dU_C}{dI_C} \right|_{U_3 = \text{const}}$ характеризує нахил вихідних

ВАХ. Для визначення опору r_i скористаємося формулою (6.30) і розрахуємо його обернену величину:

$$\frac{1}{r_i} = \frac{dI_C}{dU_C} = \mu_{nS} C_{ок} \frac{b_K}{l_K} [(U_3 - U_{пор}) - U_C]; \quad (6.33)$$

$$r_i = \frac{l_K}{\mu_{nS} C_{ок} b_K} [(U_3 - U_{пор}) - U_C]^{-1}.$$

В області насичення, відповідно до формули (6.31), внутрішній опір має дорівнювати нескінченності. Насправді опір r_i має кінцеве значення, оскільки через наведені раніше причини струм I_C підвищується із зростанням U_C .

Коефіцієнт підсилення за напругою $K_U = \left. \frac{dU_C}{dU_3} \right|_{U_C = \text{const}}$ зв'язує

між собою крутість характеристики та внутрішній опір транзистора:

$$K_U = \frac{dU_C}{dU_3} \frac{dI_C}{dI_C} = S r_i. \quad (6.34)$$

Порогова напруга $U_{пор}$ — напруга на заслоні, за якої поверхневий шар напівпровідника під заслоном змінює тип провідності, або, інакше кажучи, напруга, за якої починає протікати струм стоку.

Величина порогової напруги значною мірою залежить від додатного поверхневого заряду. У транзисторах з каналом n -типу цей заряд зменшує порогову напругу.

У випадку малої концентрації акцепторної домішки в підкладці порогова напруга під впливом додатного поверхневого заряду може зменшуватися до нуля і навіть стати від'ємною, тобто в транзисторі у рівноважному стані утворюється провідний канал.

У транзисторах з p -каналом додатний поверхневий заряд підвищує порогову напругу.

Мала порогова напруга призводить до спрацьовування (вмикання) транзистора під дією випадкових перешкод; підвищена порогова напруга вимагає відповідної керувальної напруги на заслоні. І те, й те — небажано. Тому намагаються забезпечити порогову напругу близько до 1 В. Поверхневий заряд може змінюватися з часом, що призводить до нестабільної порогової напруги.

Гранична частота МДН-транзистора $f_{гр}$, як і польового транзистора з керувальним p - n переходом, визначається часом прольоту носіїв від витоку до стоку та перезарядженням ємностей еквівалентної схеми. Час прольоту відповідно до рівняння (6.16)

становить 10^{-11} с і явно менший від часу перезарядження емностей. Спрощену мало-сигнальну еквівалентну схему МДН-транзистора показано на рис. 6.17. Граничну частоту транзистора визначають як частоту, на якій коефіцієнт передачі за струмом зменшується до одиниці, тобто коли струм у вхідному колі дорівнює струму у вихідному колі. Вихідний струм — це струм залежного джерела струму SU_3 (рис. 6.17). З урахуванням того, що опір $R_{зв}$ дуже великий і його можна вилучити під час розрахунку, умову рівності струмів подають у вигляді:

$$U_3 \omega_{гр} C_{зв} = SU_3 \quad (6.35)$$

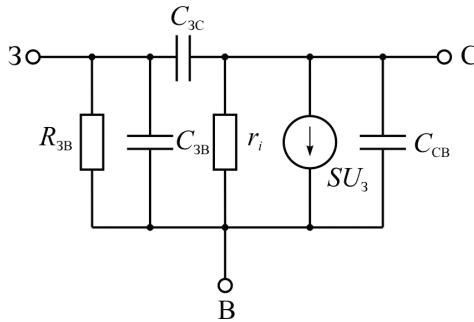


Рис. 6.17. Схема заміщення МДН-транзистора:
 $C_{зв}$ — емність між заслоном і витоком; $C_{зс}$ — емність між заслоном і стоком; $C_{св}$ — емність між стоком і витоком; $R_{зв}$ — опір між заслоном і витоком; r_i — внутрішній опір транзистора

Підставляючи S із рівняння (6.32) отримаємо:

$$f_{гр} = \frac{S}{2\pi C_{зв}} = \frac{C'_{зк} \mu_n s b_K}{2\pi C_{зв} l_K} (U_3 - U_{пор}). \quad (6.36)$$

Емності $C_{зв}$ і $C_{зс}$ є частинами загальної емності заслін–канал, яка дорівнює питомій емності, помноженій на площу підзаслонного оксиду (рис. 6.18):

$$C_{зк} = C'_{зк} l_K b_K.$$

Зазвичай для розрахунків припускають $C_{зв} = 2/3 C_{зк} = 2/3 C'_{зк} l_K b_K$. Підставляючи це значення у рівняння (6.36), отримаємо

$$f_{\text{ГР}} \approx \frac{\mu_n S}{\pi l_K^2} (U_3 - U_{\text{пор}}). \quad (6.37)$$

Ємність $C_{3C} < C_{3B}$, однак через неї відбувається від'ємний зворотний зв'язок, що призводить до зниження коефіцієнта підсилення транзистора із підвищенням частоти.

У реальних приладах шар підзаслонного оксиду та металевий заслон частково перекривають сильнолеговані області стоку та витоку, що збільшує ємності C_{3C} і C_{3B} і зменшує граничну частоту.

Зі зростанням частоти зменшується вхідний опір транзистора, який визначається паралельним з'єднанням опору R_{3B} і ємності C_{3B} .

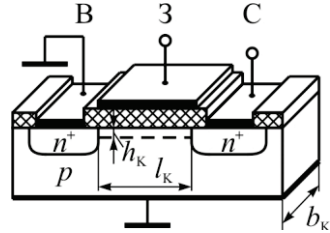


Рис. 6.18. Структура МДН-транзистора, яку використано для виведення рівняння вихідних ВАХ

6.2.5. МДН-транзистори із вбудованим каналом

У МДН-транзисторі провідний канал утворюється в процесі виготовлення методом дифузії або іонної імплантації домішки в приповерхневий шар напівпровідника. Цей шар повинен мати провідність того ж типу, що й області стоку та витоку. Ступінь легування каналу значно менший, ніж областей стоку та витоку, які, по суті, виконують роль омичних контактів. Між каналом і підкладкою утворюється p - n перехід (рис. 6.10, б).

МДН-транзистор із вбудованим каналом є нормально відкритим приладом, оскільки струм між стоком і витоком проходить без напруги зміщення на заслоні. Цей струм називають початковим. Транзистор може працювати як у режимі збіднення, так і в режимі збагачення. У випадку каналу n -типу з подаванням додатної напруги на заслон відбувається збагачення каналу та струм стоку збільшується, а з поданням від'ємної напруги канал збіднюється і струм стоку зменшується. За деякої досить великої від'ємної напруги на заслоні канал зникає та струм стоку відсікається. Цю напругу називають напругою відсікання — $U_{\text{Звід}}$.

Вихідні ВАХ $I_C = f(U_C)|_{U_3=\text{const}}$ і стокозаслонні характеристики $I_C = f(U_3)|_{U_C=\text{const}}$ за формою аналогічні до характеристик МДН-транзистора з індукованим каналом (рис. 6.19). Як правило, МДН-транзистори із вбудованим каналом працюють у режимі збіднення.

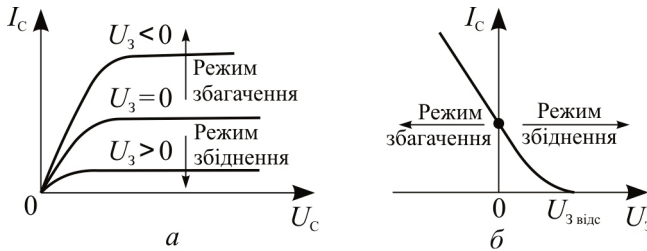


Рис. 6.19. Вольт-амперні характеристики МДН-транзистора із вбудованим p -каналом: a — вихідні; b — прохідні

Провідний канал у МДН-транзисторі може утворитися і без додаткового введення домішки в приповерхневу ділянку напівпровідника. Виникнення каналу може бути наслідком сукупної дії різниці робіт виходу з металу та напівпровідника й вбудованого заряду на межі діелектрик–напівпровідник і в плівці SiO_2 , а також наслідком перерозподілу домішки в процесі термічного окиснення кремнію.

МДН-транзистори із вбудованим каналом характеризуються такими ж параметрами, що й транзистори з індукованим каналом.

6.2.6. Особливості короткоканальних МДН-транзисторів

Параметри та властивості МДН-транзисторів залежать від довжини каналу. Канал вважають довгим, якщо відстань між стоком і витоком l_K значно перевищує ширину областей просторового заряду стокового та витокового p - n переходів $l_C + l_B$; канал вважають коротким, якщо $l_K \approx l_C + l_B$ (див. рис. 6.10). Короткоканальні ефекти починають проявлятися за довжини каналу меншої за 2 мкм.

Прагнення зменшити довжину каналу пов'язано з двома факторами: зменшити розміри окремого транзистора (особливо в інтегральних схемах) і покращити параметри транзистора.

Наприклад, згідно з рівняннями (6.32) і (6.37) для збільшення крутості характеристики та граничної частоти необхідно зменшити довжину каналу l_k . Проте зі зменшенням довжини каналу процеси в транзисторі починають відрізнятися від розглянутих раніше процесів у довгоканальних приладах. Основною причиною, яка приводить до короткоканальних ефектів, є вплив поздовжньої складової поля між стоком і витоком. У довгоканальних транзисторах поверхня каналу є екіпотенціальною. У міру наближення стоку та витоку поверхневий потенціал стає залежним від координати x і в його розподілі з'являється максимум (рис. 6.20). При цьому поле, утворене напругою на стоці, понижує потенціальний бар'єр p - n переходу витік-підкладка та викликає через нього інжекцію електронів. Це приводить до утворення каналу та протікання струму стоку за менших напруг на заслоні, ніж $U_{пор}$. Тобто в короткоканальних транзисторах порогова напруга стає залежною від довжини каналу (рис. 6.21). Порогова напруга в таких транзисторах зменшується також зі зростанням напруги на стоці.

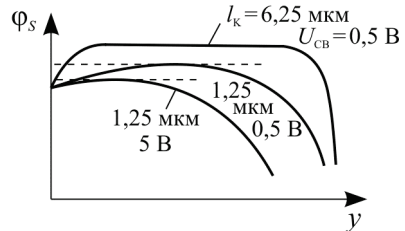


Рис. 6.20. Розподіл поверхневого потенціалу за різної довжини каналу

Розподіл поверхневого потенціалу стає залежним від координати x і в його розподілі з'являється максимум (рис. 6.20). При цьому поле, утворене напругою на стоці, понижує потенціальний бар'єр p - n переходу витік-підкладка та викликає через нього інжекцію електронів. Це приводить до утворення каналу та протікання струму стоку за менших напруг на заслоні, ніж $U_{пор}$. Тобто в короткоканальних транзисторах порогова напруга стає залежною від довжини каналу (рис. 6.21). Порогова напруга в таких транзисторах зменшується також зі зростанням напруги на стоці.

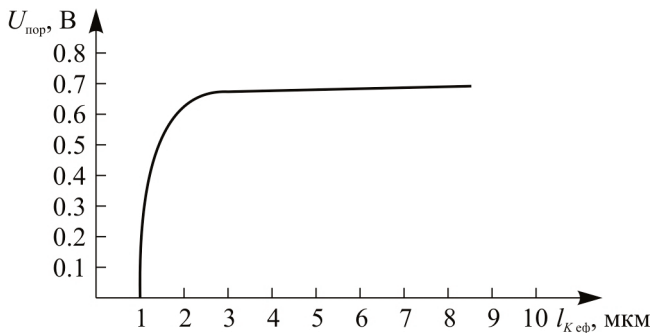


Рис. 6.21. Залежність порогової напруги від довжини каналу

У короткоканальних транзисторах напруга насичення $U_{Сн}$, за якої відбувається насичення струму стоку, виявляється меншою, ніж у

транзисторах є довгим каналом. Це пояснюється тим, що вже за малих напруг між стоком і витком поздовжня складова електричного поля в каналі досягає таких величин, за яких дрейфова швидкість електронів досягає швидкості насичення $v_{др.н}$ і зростання струму стоку припиняється.

Ефект сильного поля приводить також до того, що електрони вздовж довжини вільного пробігу набувають такої додаткової енергії (стають «гарячими»), що можуть перебороти потенціальний бар'єр між діелектриком і напівпровідником. Ці електрони з напівпровідника інжектуються в плівку SiO_2 і захоплюються уловлювачами оксиду, внаслідок чого підвищується і стає нестабільною порогова напруга транзистора.

У короткоканальних МДН-структурах може проявлятися ефект паразитного біполярного транзистора. Емітером такого транзистора є область витoku, базою — підкладка, а колектором — область стоку. Частина електронів, які інжектуються через $p-n$ перехід витік-підкладка потрапляють у базу (підкладку) та утворюють струм колектора (стоку) паразитного транзистора. Цей струм не керується напругою заслона та призводить до зменшення крутості МДН-транзистора.

Прикладами короткоканальних МДН-транзисторів є транзистори із V-канавкою і транзистори із U-канавкою. У таких транзисторах удається отримати довжину каналу на порядок меншу, ніж у транзисторах, виготовлених за звичайною планарною технологією.

6.3. Потужні польові транзистори

Польові транзистори мають ряд переваг порівняно з біполярними. Завдяки великому вхідному опору вхідний струм, а отже, і втрати потужності на керування у польових транзисторах значно менші, ніж у біполярних. На відміну від біполярних транзисторів, у яких струм колектора зростає з підвищенням температури, у польових транзисторів струм стоку в робочій області з підвищенням температури зменшується. Тому в польових транзисторах немає потреби вживати спеціальних конструктивних і схемотехнічних заходів щодо температурної стабілізації характеристик. Крутість ВАХ польових транзисторів не залежить від значення (величини) струму стока, водночас коефіцієнт підсилення за струмом у біполярних транзисторах зменшується зі зростанням струму колектора. Є й інші переваги польових транзисторів.

До потужних польових транзисторів ставлять такі самі вимоги, що й до біполярних: здатність пропускати великі струми й витримувати високі напруги, мати малі втрати потужності та велику швидкодію в режимі перемикачів.

Основним завданням розроблення потужних польових транзисторів є розподіл в ньому струму якомога на більшій площі.

6.3.1. Потужні транзистори з керувальним p - n переходом

Потужні транзистори з керувальним p - n переходом, який є заслоном, створюються на основі структур з вертикальним каналом. Великих значень струмів через транзистор досягають за допомогою багато-канальних конструкцій з розпорошеною поверхнею стоку та витоку.

Транзистори зі статичною індукцією. Розглянуті раніше польові транзистори з p - n переходом як заслін являють собою джерело струму, оскільки в режимі підсилення робочою областю стоківих характеристик є область насичення струму стока. Такі транзистори погано узгоджуються енергетично з потужним низькоомним навантаженням. Стокові характеристики статично індукованого транзистора (СІТ) не мають області насичення та подібні до анодних характеристик вакуумного триода.

Вихідний опір СІТ малий, що значно підвищує енергетичні показники лінійних підсилювачів потужності.

Схематично розріз СІТ з p^+ -заслонами у вигляді сітки, вбудованої у високоомну область n показано на рис. 6.22. Структура СІТ характеризується дуже коротким каналом і малою відстанню між витоком і заслоном. Така геометрія сприяє якісній зміні фізичних процесів у каналі порівняно з транзисторами з широким і довгим каналом.

Розглянемо роботу СІТ на прикладі однієї комірки транзистора, яку показано на рис. 6.23, *а*. Між областями p^+ і високоомною областю n утворюються p^+ - n переходи. Відстань між p^+ -заслонами та концентрацію домішки в області n вибирають такими, щоб у рівноважному стані просторовий заряд і потенціальні бар'єри сусідніх p^+ - n переходів перекривали один одного. Струм стоку через потенціальний бар'єр зумовлює термоелектронна емісія і його значення експоненційно залежить від висоти бар'єра. Тому, змінюючи напругу на заслоні, можна керувати струмом стоку та напругою на виході транзистора. Найменшу

величину бар'єр має у центральній частині каналу (рис. 6.23, б, в) і тому основна частина струму через бар'єр протікає по продольному перерізу CC' . Висота потенціального бар'єра заслони ϕ_3 у перерізі CC' визначається напругою як на заслоні, так і на стоці. Оскільки області просторового заряду простягаються на весь простір каналу, потенціал у каналі змінюється як у діелектричному середовищі електростатично, а не через переміщення просторового заряду, як це відбувається в польових транзисторах, у яких просторовий заряд не перекриває канал.

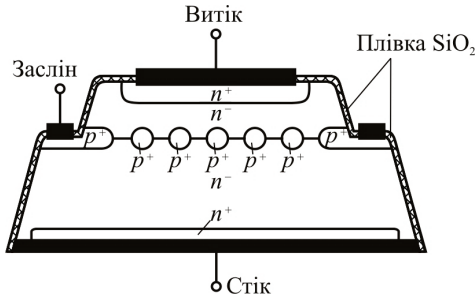


Рис. 6.22. Структура статично індукованого транзистора із заслонами у вигляді сітки

щодо електронів, які виходять із витоку, а поле канал–стік для цих електронів є прискорювальним. Електричне поле між стоком та витоком E_{CB} , яке створюється напругою стоку U_{CB} , напрямлено таким чином, що гальмівне поле E_{KB} зменшується, а прискорювальне поле E_{KC} збільшується, тому з підвищенням напруги U_{CB} струм стоку I_C монотонно зростає. За малих значень струм I_C збільшується з підвищенням напруги U_{CB} експоненціально й вихідні ВАХ $I_C = f(U_{CB})$ у першому наближенні описуються формулою

$$I_C = I_0 \exp \left[-\eta \frac{(U_{3B} - U_{CB} / \mu^*)}{\Phi_T} \right], \quad (6.38)$$

де I_0 — стала з розмірністю струму, яка залежить від параметрів структури; η — коефіцієнт, який залежить від параметрів каналу; $\mu^* = \left. \frac{dU_{CB}}{dU_{3B}} \right|_{I_C = \text{const}} \approx \frac{W_C}{W_3}$ — коефіцієнт підсилення транзистора за напругою.

Тому транзистори названо транзисторами зі статичною індукцією.

У рівноважному стані між областю просторового заряду каналу та областями стоку та витоку утворюються внутрішні електричні поля, які напрямлені у протилежні боки.

Електричне поле між каналом і витоком E_{KB} виявляється гальмівним

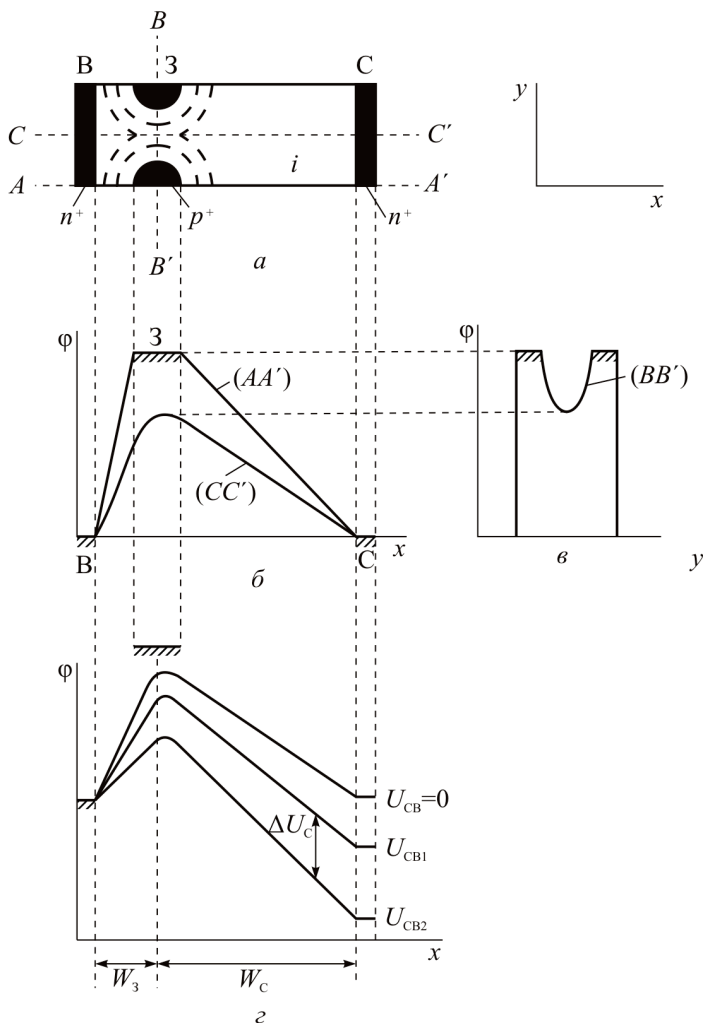


Рис. 6.23. Структура окремого елемента СІТ (а); розподіл потенціалу дна зони провідності по перерізу AA' , CC' і BB' (б, в); зміна потенціалу по перерізу CC' з прикладенням напруги U_{CB} (г)

Із підвищенням напруги на заслоні $U_{ЗВ}$ зростає гальмівне поле E_{KB} і для компенсації його заперіної дії потрібна більша напруга U_{CB} , тобто зі збільшенням $U_{ЗВ}$ вихідні характеристики зміщуються праворуч (рис. 6.24).

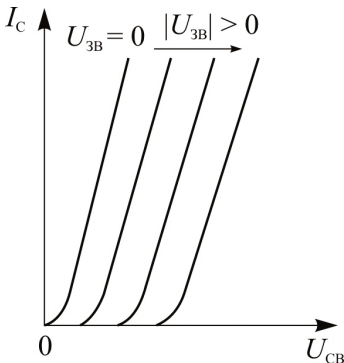


Рис. 6.24. Вихідні ВАХ СІТ за різних напруг на заслоні

За великих струмів I_C концентрація електронів у каналі виявляється більшою за концентрацією іонів донорів, і струм I_C обмежується просторовим зарядом рухливих носіїв (електронів), тому вихідні характеристики вироджуються з експоненціальної в лінійну залежність

$$I_C = \frac{1}{R_B} (U_{ЗВ} - U_{СВ} / \mu^*) \quad (6.39)$$

де R_B – опір витоку.

Температурний коефіцієнт струму I_C (TKI_C) змінює знак залежно від густини струму. За малої густини основний вплив на температурну залежність I_C виявляє потенціальний бар'єр заслону та TKI_C додатний. За великої густини визначальний вплив виявляє опір каналу й TKI_C стає від'ємним. Останнє пояснюється тим, що з підвищенням температури опір каналу збільшується, оскільки зменшується рухливість носіїв заряду, і струм I_C зменшується.

Транзистори розглянутої конструкції мають напругу пробую стік-заслін до 1000 В, струм стоку до 100 А і коефіцієнт підсилення за напругою декілька десятків одиниць.

Недоліком розглянутого транзистора є відносно великий опір у відкритому стані (декілька омів) і порівняно низька рубіжна частота.

Другим різновидом СІТ з вертикальним каналом є транзистор із заслоном, розміщеним на поверхні структури. Основою такого транзистора є епітаксіальна структура $n^+ - n$. Низькоомний шар n^+ виконує роль стоку. У високоомному шарі методом дифузії утворюються області витоку n^+ і заслону p^+ (рис. 6.25). Між областями p^+ і високоомним шаром n утворюються $p - n$ переходи. У рівноважному стані просторові заряди сусідніх $p - n$ переходів перекриваються між собою. Носії зарядів рухаються від витоку до

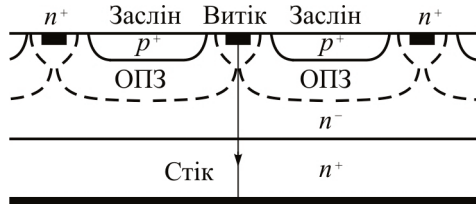


Рис. 6.25. Статично індукований транзистор з електростатичним приповерхневим заслоном

стоку через потенціальний бар'єр, величина якого залежить від напруги на заслоні, тобто, змінюючи напругу на заслоні, можна керувати струмом стоку.

Транзистор з приповерхневим заслоном має значно кращі частотні властивості порівняно із СІТ із вбудованим заслоном завдяки малій відстані між заслоном і витоком, меншому опору R_B і меншій довжині каналу. Рубіжна частота таких транзисторів досягає декількох гігагерців, а потужність — до десятків ватів. Опір транзистора у відкритому стані не перевищує десятих часток ома.

6.3.2. Потужні МДН-транзистори

Основою потужних МДН-транзисторів, так само, як і потужних польових транзисторів з керувальним $p-n$ переходом, є багатоканальні вертикальні структури. Наразі потужні МДН-транзистори реалізують на основі вертикальних структур з подвійною дифузією (ПМДН), структур з V-канавкою і U-канавкою.

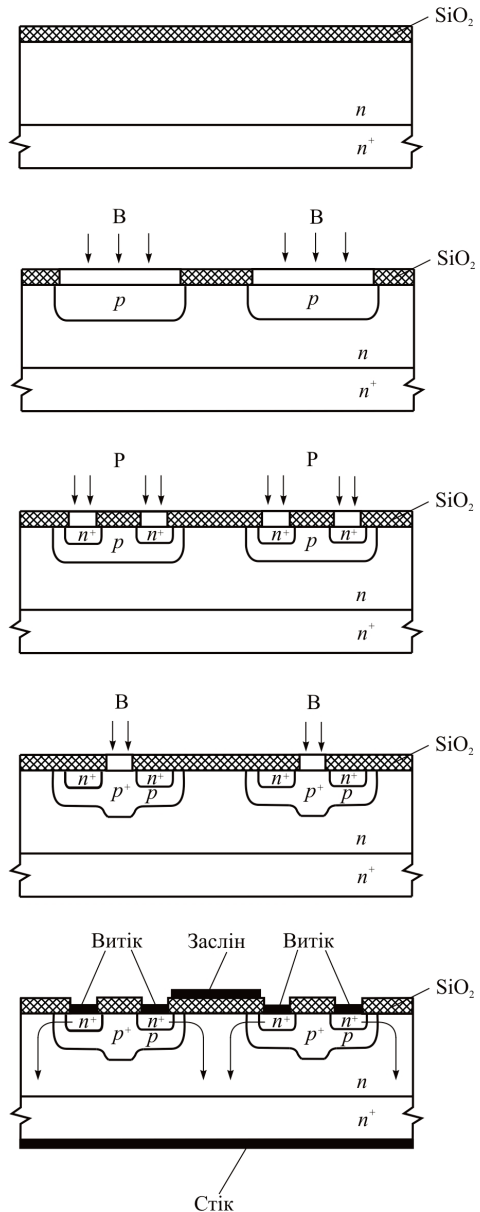


Рис. 6.26. Основні етапи виготовлення МДН-транзистора з подвійною дифузією

Вертикальні ПМДН-транзистори. Технологічний процес виготовлення транзисторів з подвійною дифузією показано на рис. 6.26. На першому етапі окиснюють високоомний шар епітаксialьної $n^+ - n$ структури. Потім в плівці SiO_2 витравлюють вікна, через які проводять дифузію бору та утворюють області p . На наступному етапі дифузією фосфору у ті ж самі вікна утворюють області витоків n^+ необхідної конфігурації. Для підвищення якісних показників транзистора в області p проводять додаткову дифузію бору з більш високою концентрацією (формують ділянку p^+). Металевий електрод заслону наносять на плівку SiO_2 таким чином, щоб він перекривав сусідні області p , які виходять на поверхню. Сток заслону має два шари: високоомний епітаксialьний шар дрейфу n і низькоомний шар підкладки n^+ , на який наносять металевий електрод стоку.

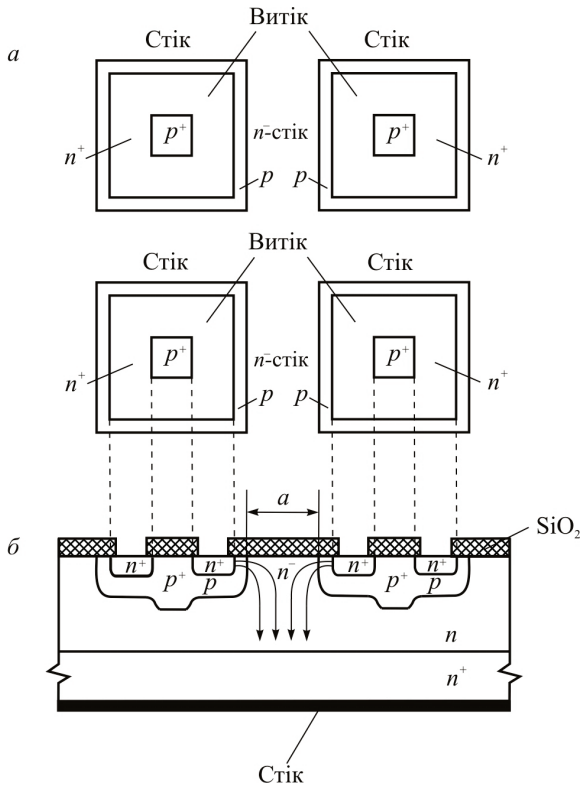


Рис. 6.27. Вигляд зверху (а) та поперечний переріз (б) ПМДН-транзистора з багатокомірковою структурою

Вигляд зверху та поперечний переріз ПМДН-транзистора показано на рис. 6.27. Цей прилад належить до транзисторів з індукованим каналом. За додатної напруги на заслоні у приповерхневому шарі областей p настає інверсія провідності, та між областю витока n^+ і дрейфовою областю стока n індукується провідний канал. Лінії струму в каналі напрямлені горизонтально, а в дрейфовій області — вертикально.

Сильнолеговані області p^+ у транзисторі відіграють важливу роль: шунтують n^+-p переходи і зменшують вплив паразитних n^+-p-n транзисторів. Крім того, p^+-n^+ переходи виконують функцію стабілітронів, оскільки у них пробій відбувається за меншої напруги, ніж у переході $p-n$.

Слабколегована дрейфова область n забезпечує високу напругу пробою між стоком і заслоном.

Малий опір транзистора та великі значення струму стока у відкритому стані забезпечуються паралельним з'єднанням окремих комірок і великою площею спільного стоку.

МДН-транзистори з V-подібною та U-подібною канавками.

Поперечний переріз одного елемента МДН-транзистора з V-канавкою показано на рис. 6.28. Такі транзистори виготовляють на кремнієвих підкладках з орієнтацією $\langle 100 \rangle$. У підкладці методом подвійної дифузії формують вертикальну n^+-p-n структуру. Товщину області p визначають за різницею коефіцієнтів дифузії донорної та акцепторної домішок і контролюють з точністю до 0,1 мкм. Методом анізотропного травлення в n^+-p-n структурі витравлюють V-канавку. Характерний кут нахилу граней канавки становить $54,7^\circ$. Глибина канавки має бути більшою від глибини залягання $p-n$ переходу, який утворюється між підкладкою і областю p . Процес травлення самообмежується, коли протилежні стінки канавки змикаються на

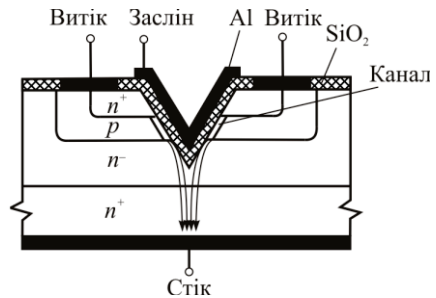


Рис. 6.28. Поперечний переріз окремого елемента МДН-транзистора з V-канавкою

одній лінії. На поверхні канавки вирошують плівку SiO_2 , на яку наносять металевий електрод, що є заслоном. По обидва боки канавки витравлюють вікна під омичні контакти витоку, які електрично з'єднуються між собою. Стоком є підкладка n -типу.

Транзистори з V-канавкою належать до приладів з індукованим каналом. Якщо на заслоні немає напруги, транзистор закритий. Для відкриття транзистора (рис. 6.28) на заслон треба подати напругу додатної полярності, під дією якої на поверхні p -областей на межі з канавкою індукуються канали n -типу. Струмом, який проходить по каналах, керують напругою на заслоні. Довжина каналів відповідає товщині p -області і може становити одиниці й навіть десятки частки мікрметра. Високоомна дрейфова область n між каналом і стоком забезпечує високу пробивну напругу стік–заслін і зменшує зворотний зв'язок у транзисторі.

Мале значення опору транзистора у відкритому стані зумовлено паралельним з'єднанням великої кількості елементів на одній підкладці, а також тим, що в кожному елементі є два провідні канали.

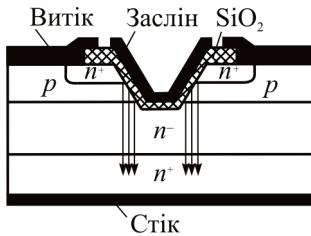


Рис. 6.29. Поперечний переріз окремого елемента МДН-транзистора з U-канавкою

Недоліком транзистора з V-канавкою є нерівномірний розподіл струму по площі структури, оскільки лінії струму замикаються «вузьким пучком» між вістрям канавки та підкладкою, унаслідок чого можливе локальне перегрівання у транзисторі.

Цей недолік частково усувається в МДН-транзисторах з U-канавкою (рис. 6.29). U-подібна канавка утворюється в тому разі, коли процес травлення закінчується до змикання її стінок. Завдяки такій конфігурації канавки площа протікання струму виявляється значно більшою, ніж у транзисторів з V-канавкою.

Транзистори з U-канавкою мають найменший опір у відкритому стані.

Біполярні транзистори з ізолюваним заслоном. У біполярному транзисторі з ізолюваним заслоном реалізується ідея суміщення біполярного та МДН-транзисторів. Такі транзистори називають *IGBT* (*Insulated Gate Bipolar Transistor*). Основу транзистора *IGBT* становить структура ПМДН-транзистора, яка має в стоковій області

додатковий p^+ -шар (рис. 6.30). Як результат утворюється додатковий біполярний транзистор p^+-n-p типу. В цьому транзисторі область бази містить буферний шар n^+ і область n^- .

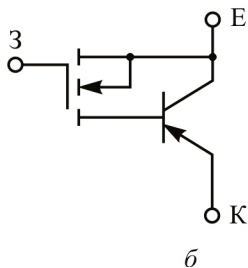
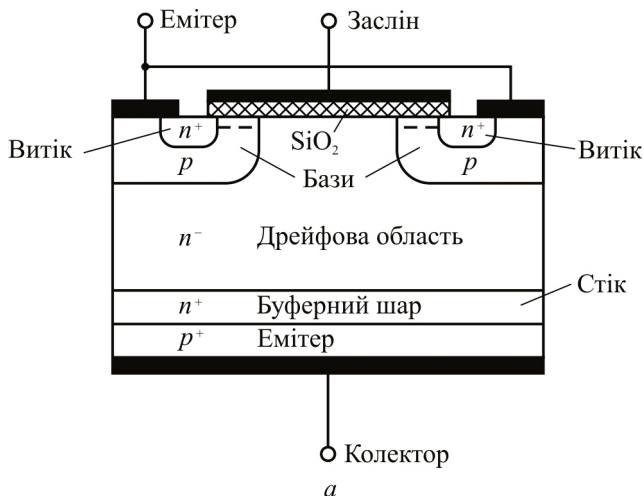


Рис. 6.30. Структура (а) та схема з'єднання (б) МДН- і біполярного транзисторів у *IGBT*

У структурі, показаній на рис. 6.30, а, верхня область n^+ є витоком, область n^- — пролітним простором, а роль стоку виконує p^+-n^+ емітерний перехід біполярного транзистора. Позначення зовнішніх електродів, показаних на рис. 6.30, б, відповідають n^+-p-n^- транзистору, вплив якого придушується за допомогою шунтування n^+ -емітера і p -бази. Таким чином, транзистор *IGBT* має три зовнішні виводи: емітер, колектор, заслін. Біполярний транзистор утворює силовий канал, а по-

льовий транзистор — канал керування. Керування струмом колектора здійснюється через подання напруги на заслін. Якщо напруги на заслоні немає, струм стоку МДН-транзистора дорівнює нулю (немає провідного каналу), а струм колектора біполярного транзистора відповідає струму колектора транзистора, який ввімкнено за схемою із загальним емітером з розімкненим колом бази — $I_{\text{ЕК0}}$. Якщо на заслін подається додатна напруга, біля поверхні відбувається інверсія провідності області p і утворюється провідний канал, через який протікає електричний струм стоку. Цей струм є струмом бази біполярного транзистора та зумовлює зустрічну інжекцію дірок через емітерний перехід p^+-n-p транзистора. Кількість дірок, які інжектуються емітером у пролітний простір (базу), у $\beta+1$ разів більша від кількості електронів, що надійшли туди від витоку, тому опір області n^+ різко зменшується, а залишкова напруга $U_{\text{СК}}$ ввімкненого транзистора виявляється дуже низькою.

Передавальні (стокозаслонні) характеристики $IGBT$ транзистора $I_{\text{К}} = f(U_3)$ подібні до передавальних характеристик МДН-транзистора, а вихідні характеристики $I_{\text{К}} = f(U_{\text{КЕ}})$ — до вихідних характеристик біполярного транзистора.

Оскільки струм стоку МДН-транзистора є струмом бази p^+-n-p транзистора, тому струм колектора $IGBT$ в області насичення вихідних ВАХ $I_{\text{КН}}$ із врахуванням рівняння (6.31) можна подати у вигляді

$$I_{\text{КН}} = \frac{C'_{3\text{К}} \mu_n S b_{\text{К}}}{2l_{\text{К}}} (U_3 - U_{3\text{пор}})^2 (\beta + 1), \quad (6.40)$$

де β — коефіцієнт підсилення за струмом транзистора p^+-n-p . Звідси можна знайти крутість характеристики $IGBT$:

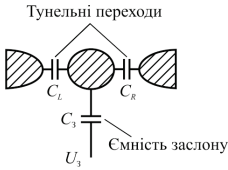
$$S = \frac{dI_{\text{КН}}}{dU_3} = \frac{C'_{3\text{К}} \mu_n S b_{\text{К}}}{l_{\text{К}}} (U_3 - U_{3\text{пор}}) (\beta + 1). \quad (6.41)$$

Таким чином, крутість $IGBT$ у $\beta+1$ разів більша від крутості звичайного МДН-транзистора.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

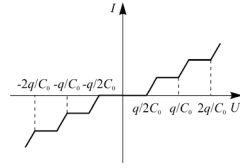
1. Дайте визначення польового транзистора.
2. Наведіть підкласи польових транзисторів.
3. Нарисуйте структуру та схему вмикання польового транзистора з керувальним $p-n$ переходом.

4. Нарисуйте вихідні та прохідні характеристики польового транзистора з керувальним $p-n$ переходом.
5. Що таке напруга відсікання та напруга насичення польового транзистора?
6. Якими параметрами характеризують польові транзистори?
7. Нарисуйте схему заміщення польового транзистора з керувальним $p-n$ переходом.
8. Чим обмежуються частотні властивості польових транзисторів?
9. Наведіть визначення польового транзистора з ізольованим заслоном.
10. Нарисуйте зонні діаграми МДН-структури за різних напруг.
11. Що таке напруга площинних зон?
12. Наведіть види зарядів в оксиді кремнію МДН-структури.
13. Нарисуйте структури МДН-транзисторів з індукованим і вбудованим каналом. Чим відрізняються ВАХ таких транзисторів?
14. Що таке порогова напруга МДН-транзистора?
15. Чим визначається крутість характеристики та гранична частота МДН-транзистора?
16. Опишіть особливості короткоканальних МДН-транзисторів.
17. Які особливості потужних польових транзисторів?
18. Нарисуйте структури та ВАХ транзисторів зі статичною індукцією.
19. Нарисуйте структури МДН-транзисторів з V -канавкою та U -канавкою. Чим визначається довжина каналу таких транзисторів?
20. Що собою являє біполярний транзистор з ізольованим заслоном? Нарисуйте структуру та схему заміщення такого транзистора.



РОЗДІЛ 7

ПРИЛАДИ НА НАНОРОЗМІРНИХ І КВАНТОВИХ ЕФЕКТАХ



Еволюція приладів твердотільної електроніки визначається багатьма факторами, найважливішими з яких є вимоги до постійного зростання ємності пам'яті та швидкості передавання інформації. Такі вимоги задовольняють прилади з підвищеною швидкодією та зменшеними розмірами. Зменшення розмірів елементів мікросхем за останні 30 років підпорядковується емпіричному закону Мура, який стверджує, що розміри елементів скорочуються дворазово кожні 18 місяців. Наприклад, нині настає період переходу характерних розмірів елементів твердотільної електроніки до десятків і навіть одиниць нанометрів, тобто до розмірів порівнянних з розмірами молекул і атомів. Структури з такими розмірами називають мезоскопічними або наноструктурами. У структурах понад 100 нм перенесення носіїв заряду можна розглядати в межах класичної теорії перенесення. Але в наноструктурах, сумірних з довжиною хвилі де Бройля вільного електрона, чітко виявляються хвильові властивості електронів, унаслідок чого їхня поведінка починає сильно залежати від конкретної геометрії структури.

Розміри будь-якої структури можуть бути обмежені в одному, двох чи трьох напрямках. Якщо структура обмежена до розмірів довжини хвилі де Бройля в одному напрямі, а в двох інших напрямках розміри залишаються довільними, то таку структуру називають квантовим шаром, або $2D$ структурою. Якщо розміри структури обмежені до довжини хвилі де Бройля в двох напрямках, а в одному залишаються довільними, то структуру називають квантовою ниткою (квантовим дротом), або $1D$ структурою. Якщо розміри структури обмежені дебройлівською довжиною хвилі в трьох напрямках, то таку структуру називають квантовою точкою, або $0D$ структурою. Прикладами наноструктур є поверхні, межі розділу різних шарів, тонкі плівки, тонкі волокна, різноманітні нанокраплення в кристалічній ґратці. До на-

ноструктур належать також нанотрубки, фулерени, надгратки, межі гетеропереходів. Дослідження фізичних явищ у нанорозмірних структурах дозволили створити на їх основі низку нових швидкодійних приладів твердотільної електроніки.

7.1. Біполярні транзистори на гетеропереходах

У транзисторах з гомопереходами для підвищення коефіцієнта підсилення α треба підвищувати коефіцієнт інжекції γ (див. формулу 4.12). З цього випливає, що ступінь легування емітера має бути значно вищим, ніж бази. Але необхідно враховувати, що дуже високий ступінь легування напівпровідника зменшує його ширину забороненої зони. Наприклад, за концентрації домішок 10^{20} см^{-3} ширина забороненої зони кремнію зменшується на 14 %, що веде до зменшення коефіцієнта інжекції γ . Істотно підвищити коефіцієнт інжекції без підвищення ступеня легування можна в транзисторах з використанням гетеропереходів. Найбільшого поширення для утворення гетеро-переходів набули напівпровідникові сполуки $A_{III}B_V$. Комбінуючи елементи III і V груп таблиці Менделєєва, можна створювати сполуки, подібні до германію та кремнію, тобто з такою ж кількістю валентних електронів (чотири) на один атом. Властивості та зонна структура таких сполук, як GaAs, ZnP, ZnAs, ZnSe, AlAs аналогічні до класичних напівпровідників — кремнію та германію. Але вони являють собою матеріали з різною шириною забороненої зони, різними параметрами кристалічної ґратки, різною діелектричною проникністю та іншими властивостями, важливими для використання у тих чи інших приладах. Більш того, у деяких сполуках, наприклад $Al_xGa_{1-x}As$, можна змінювати властивості неперервно, змінюючи x від 0 до 1.

Натепер найбільш вивченою гетероструктурою є гетероперехід, який утворюється на межі $Al_xGa_{1-x}As$ (n -типу) і слабколегованого GaAs p -типу (рис. 7.1). Таку структуру називають гетеропереходом із селективним або модульованим легуванням.

Енергетичну діаграму гетеротранзистора, емітером якого є широкзонний напівпровідник $Al_xGa_{1-x}As$ n -типу, а базою та колектором — вузькозонний GaAs p -типу та GaAs n -типу відповідно, показано на рис. 7.2, а. Біполярні транзистори на гетероструктурах в іноземній літературі називають *HBT* транзисторами.

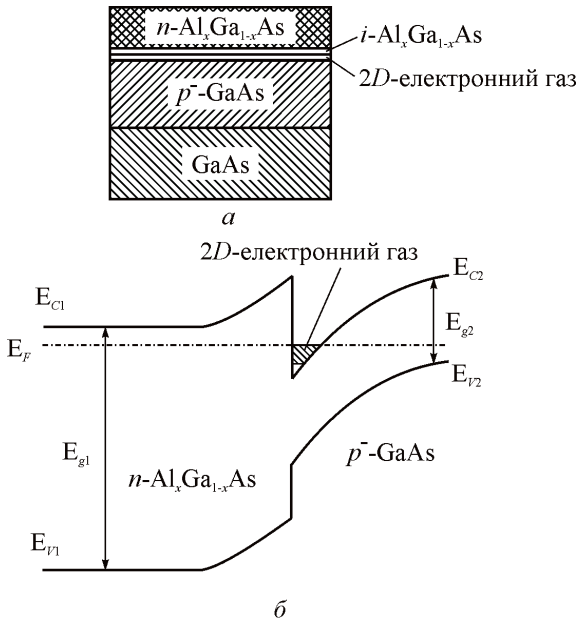


Рис. 7.1. Структура (а) та зонна діаграма (б) селективно модульованого гетеропереходу з двовимірною квантовою ямою

Висота потенціального бар'єра емітерного гетеропереходу для дірок на ΔE_V більша за висоту бар'єра для електронів (див. рис. 2.27). Відомо, що інжекційний струм експоненціально залежить від висоти потенціального бар'єра. Тому навіть за однакової концентрації домішок в емітері та базі інжекційний струм дірок буде в $\exp \frac{\Delta E_V}{kT}$ разів менший від електронного струму. Тобто коефіцієнт інжекції гетеропереходу буде значно вищим, ніж гомопереходу й формула (2.53) набуває вигляду

$$\gamma = 1 - \frac{\sigma_{0B}}{\sigma_{0E}} e^{\frac{\Delta E_V}{kT}}. \quad (7.1)$$

Крім великого значення коефіцієнта інжекції і як наслідок великого значення коефіцієнта підсилення за струмом, гетероперехідні транзистори мають інші численні переваги порівняно зі звичайними біполярними транзисторами. На властивості транзистора істотно впливають процеси, які відбуваються в базі. До бази біполярного транзистора ставляться суперечні вимоги: з одного боку, для мінімі-

зації часу пролітання електронів від емітера до колектора база має бути якомога тоншою, а з другого боку — достатньо товстою, щоб мати малий опір між базовим контактом і колектором. Розв’язати суперечність у транзисторах з гомопереходами не можливо, оскільки зменшення товщини бази збільшує її опір. Спроба зменшити опір бази сильним легуванням автоматично веде до зниження коефіцієнта інжекції та коефіцієнта підсилення за струмом.

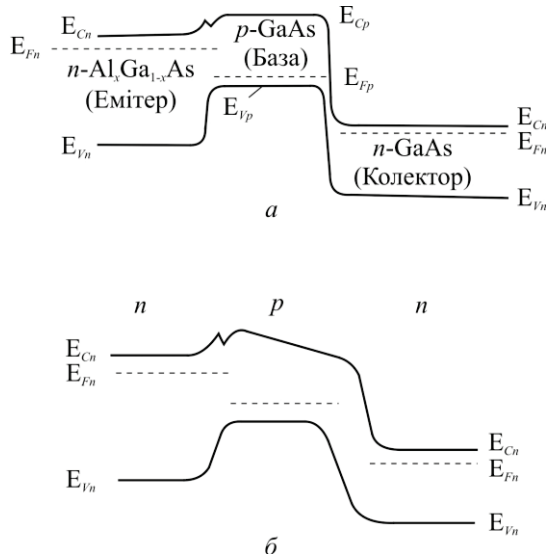


Рис. 7.2. Зонна діаграма транзистора з емітерним гетеропереходом (а) та варізонною базою (б) для активного нормального режиму

У гетеротранзисторах база може бути легована навіть сильніше за емітер, тому опір бази та бар’єрна ємність переходу завдяки слабкому легуванню емітера істотно знижуються. Одночасне зменшення опору бази та ємності переходу емітер–база дуже важливе для підвищення надвисокофrequentних характеристик гетеробіполярних транзисторів. Іншою важливою особливістю гетеротранзистора є можливість утворення бази змінного складу (варізонної бази), ширина забороненої зони якої поступово зменшується від емітера до колектора (рис. 7.2, б). У такій базі утворюється внутрішнє електричне поле, яке прискорює рух електронів і додатково підвищує швидкодію транзистора. Прискорення прольоту бази за рахунок внутрішнього

поля зменшує рекомбінаційні втрати струму емітер–колектор і таким чином підвищує коефіцієнт підсилення транзистора за струмом.

У гетеротранзисторах для утворення області колектора може використовуватися широкозонний напівпровідник, який з вузькозонною базою також утворює гетероперехід. Такі структури називають подвійними гетероперехідними транзисторами (ПГБТ), а в іноземній літературі — *DHBT*. Колекторний гетероперехід має певні переваги перед гомопереходом. Величина зворотного струму широкозонного колектора, зумовлена неосновними носіями заряду, буде меншою, ніж у випадку гомопереходу. Крім того, у такому переході виключається зворотна інжекція дірок з бази в колектор завдяки високому бар'єру для дірок. Наявність енергетичного «піка» в різкому емітерному переході трохи зменшує коефіцієнт інжекції транзистора, тому емітерний перехід у практичних структурах виконують плавним.

Сучасні гетеротранзистори мають коефіцієнт підсилення за струмом у схемі із загальним емітером до 1000 одиниць і робочу частоту до 100 ГГц.

Перспективними матеріалами для виготовлення гетеротранзисторів є сплави на основі SiGe, у яких можна сформувати гетеропереходи, оскільки ширина забороненої зони кремнію становить 1,12 еВ, а германію — 0,67 еВ.

7.2. Польові гетеротранзистори

Підвищення швидкодії польових МДН-транзисторів потребує одночасно великої електропровідності каналу та великої рухливості носіїв в каналі. Але підвищення ступеня легування напівпровідника приводить до зниження рухливості носіїв заряду внаслідок розсіювання на іонізованих домішках. Оскільки рухливість визначає час пролітання каналу τ і крутість транзистора S (див. рівняння 6.32), то вимоги підвищення рухливості за одночасного збільшення легування є суперечливими. Подолати цю суперечність стало можливим в гетероструктурних польових транзисторах на основі $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — GaAs. В іноземній літературі такі транзистори називають по-різному: транзистори з модульованим легуванням (*MODFET*), транзистори з великою рухомістю (*HEMT*), транзистори із селективним легуванням (*SDHT*), транзистори з двовимірним електронним газом (*TEGFET*).

Надалі називатимемо такі транзистори польовими транзисторами на гетероструктурах із селективним легуванням (ПТГСЛ). Такі транзистори є наочним прикладом приладів, високі технологічні характеристики яких (передусім висока швидкодія) досягаються за рахунок квантових ефектів електронів у нанометрових потенціальних ямах з розмірами, меншими ніж довжина хвилі де Бройля.

Структуру ПТГСЛ показано на рис. 7.3, а. Транзистор являє собою шар слабколегованого GaAs *p*-типу на напівізолювальній підкладці, зверху якого нанесено шар сильнолегованого AlGaAs *n*-типу. Між широкозонним AlGaAs і вузькозонним GaAs утворюється гетероперехід. При цьому електрони із сильнолегованого AlGaAs переходять в напівпровідник GaAs, у результаті чого виникає внутрішнє електричне поле, напрямлене від позитивних незкомпенсованих іонів донорів в AlGaAs у бік GaAs. Це поле приводить до скривлення енергетичних рівнів і розриву дна зони провідності на величину ΔE_C (рис. 7.3, б). Електрони, які перейшли в шар GaAs, опиняються в потенціальній ямі та утворюють провідний канал. Ширина потенціальної ями складає декілька нанометрів, тому рух електронів у каналі є двовимірним: вільний вздовж каналу та обмежений поперек каналу. Оскільки ширина потенціальної ями сумірна з довжиною хвилі де Бройля, енергетичний спектр електронів в ямі квантується, і тому рух електронів поперек ями не можна розглядати як рух класичної частинки. Електронний газ у такому вузькому каналі називають двовимірним, або *2D*-газом. Основною особливістю гетероструктури із селективним легуванням є те, що двовимірний електронний газ міститься у майже власному напівпровіднику GaAs і просторово віддалений від іонізованих донорів у шарі AlGaAs. Тому електрони, рухаючись вздовж каналу, не розсіюються на домішках і їх рухливість значно перевищує рухливість електронів у каналі звичайного МДН-транзистора.

Важливу роль у розсіюванні електронів у каналі відіграє розсіювання на далекодійному кулонівському потенціалі іонізованих домішок у широкозонному напівпровіднику AlGaAs. Для ослаблення цього розсіювання в структурі гетеропереходу створюють тонкий нелегований шар AlGaAs (спейсер) між сильнолегованим широкозонним напівпровідником і нелегованим напівпровідником (рис. 7.3). Рухливість електронів у *2D* каналі в слабких електричних полях зростає лінійно зі збільшенням товщини спейсера. Але наявність спейсера

збільшує збіднений шар заслони транзистора, що знижує крутість характеристики S . Експериментально встановлено, що оптимальною є товщина спейсера 2...3 нм.

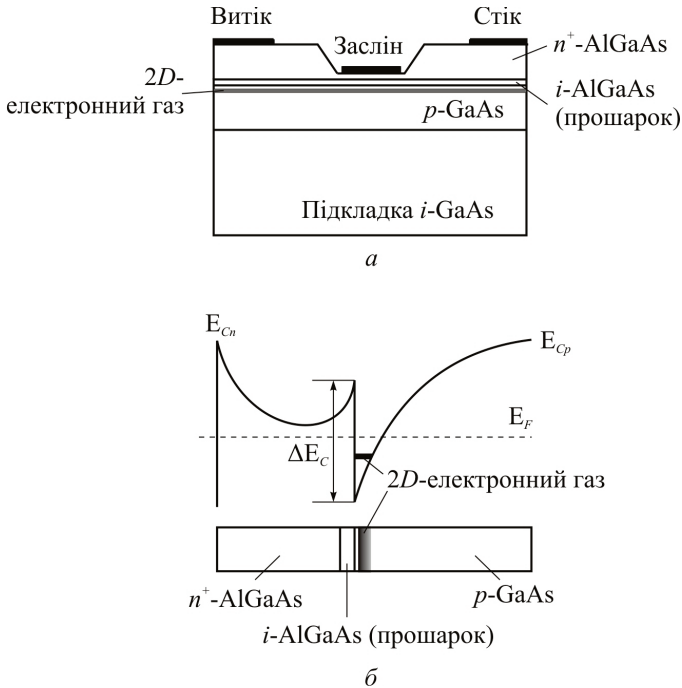


Рис. 7.3. Структура польового гетеротранзистора із селективним легуванням (а) та діаграма зони провідності (б)

Для поліпшення контакту з каналом і зменшення опору між стоком і витоком ланки напівпровідника під стоком і витоком сильно легують.

До характеристик легованого шару AlGaAs ставляться певні вимоги. По-перше, товщина шару має бути якомога меншою, що забезпечує високе значення крутизни транзистора. По-друге, цей шар постачає електрони до каналу і тому повинен бути сильнолегованим і мати високий потенціальний бар'єр гетеропереходу для зменшення зворотного струму. Але за концентрації донорів понад 10^{18} см^{-3} починає зростати струм витікання через бар'єр Шотткі, який утворюється на контактні металу затвора та напівпровідника. Максимальна висота бар'єра гетеропереходу досягається тоді, коли в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ x дорівнює 0,3.

Швидкодія транзистора характеризується граничною частотою

$$f_{\text{гр}} = \frac{S}{2\pi(C_3 + C_n)}, \quad (7.2)$$

де S — крутість транзистора; C_3 — ємність заслони; C_n — ємність навантаження, включаючи паразитні ємності.

Крутість транзистора визначається як $S = \frac{dI_C}{dU_3}$. Струм стоку пропорційний поверхневій густині заряду електронів n_s :

$$I_C = qn_s v_{\text{др}} W, \quad (7.3)$$

де $v_{\text{др}}$ — дрейфова швидкість електронів у каналі; W — товщина каналу.

Поверхнева густина електронів n_s пов'язана з ємністю заслони транзистора та напругою на заслоні співвідношенням

$$n_s = \frac{C_3(U_3 + U_{3\text{пор}})}{ql_K W}, \quad (7.4)$$

де l_K — довжина каналу.

Підставляючи n_s у рівняння (7.3) і диференціюючи I_C за напругою на заслоні, одержимо

$$S = \frac{C_3 v_{\text{др}}}{l_K}. \quad (7.5)$$

З урахуванням формули (7.5) граничну частоту можна подати у вигляді

$$f_{\text{гр}} = \frac{1}{2\pi t_{\text{прл}}} \frac{1}{1 + \frac{C_n}{C_3}}, \quad (7.6)$$

де $t_{\text{прл}} = \frac{l_K}{v_{\text{др}}}$ — час пролітання електронів у каналі. Формули (7.5) і

(7.6) свідчать про те, що гранична частота й крутість транзистора пропорційні швидкості електронів у каналі та ємності заслони. Підвищення ємності C_3 веде до збільшення $f_{\text{гр}}$. Тому бажано, щоб легований шар AlGaAs був якомога тонший.

Є й інші причини зменшення товщини легованого шару AlGaAs. Через цей шар між стоком і витокком паралельно каналу можливе

проходження струму витікання, що безумовно зменшує крутість транзистора. У рівноважному стані в шарі AlGaAs утворюються дві області просторового заряду: одна внаслідок дифузії електронів у канал, а друга пов'язана з бар'єром Шоттки на межі з металевим

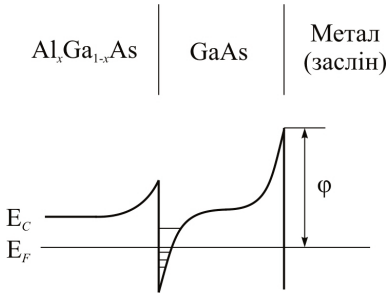


Рис. 7.4. Структура та зонна діаграма для зони провідності польового транзистора зі зворотною гетероструктурою

електродом заслін. Товщина шару має бути такою, щоб обидві області збіднення доторкались одна до одної. У такому разі весь шар буде збідненим, а його опір великим і дорівнюватиме опорю власного AlGaAs. Тому струм витікання через цей шар буде мінімальним. Транзистори можуть бути нормально відкритими та нормально закритими. У нормально закритих транзисторах товщина легованого шару AlGaAs становить 50...60 нм і

область збіднення контакту Шоттки не поширюється на гетероперехід. У разі подання від'ємної напруги на заслін область збіднення переходу Шоттки поширюється й захоплює область збіднення гетеропереходу, внаслідок чого канал збіднюється електронами та його провідність зменшується.

У нормально закритому транзисторі товщина шару AlGaAs становить 30...40 нм, область просторового заряду досягає каналу та закриває його. Щоб відкрити транзистор, треба подати додатну напругу на заслін.

Вольт-амперні характеристики ПТГСЛ аналогічні до характеристик МДН-транзисторів. Натепер ПТГСЛ використовують як надвисоко-частотні (частота понад 100 ГГц) малощумливі (коефіцієнт шуму менший за 2 дБ) транзистори.

Розглянуті ПТГСЛ, у яких перехід Шоттки утворюється між металом і легованим шаром AlGaAs, називають транзисторами з нормальною, або прямою структурою. Істотним недоліком таких транзисторів є мала пробивна напруга, зумовлена сильним легуванням шару AlGaAs. Вищу напругу пробую мають ПТГСЛ зі зворотною структурою, у яких бар'єр Шоттки утворюється між металом і слабколегованим шаром GaAs (рис. 7.4). Напруга пробую у таких транзисторах більша за 10 В.

7.3. Транзистори на «гарячих» електронах

У рівноважному стані вільні електрони у напівпровіднику мають однакову температуру з кристалічною ґраткою, яку для тривимірної системи визначають за формулою $E_k = 3/2 kT$, де E_k — кінетична енергія електронів. Але в деяких випадках температура електронів може бути набагато більшою від рівноважної. Такі електрони називають «гарячими». Розігріти електрони, тобто збільшити їх кінетичну енергію можна різними способами, наприклад прискорювальним електричним полем, оптичним збудженням, інжекцією через гетероперехід. Залежно від способу розігріву електронів транзистори на «гарячих» електронах (ТГЕ) можна розділити на два типи: транзистори з балістичною інжекцією електронів через гетероперехід і транзистори з перенесенням розігрітого електронного газу у просторі.

У транзисторах з балістичною інжекцією гарячих електронів інжектіваним з емітера в базу електронам надається велика початкова швидкість, завдяки якій вони пролітають базу за інерцією (балістично).

У транзисторах з перенесенням гарячого електронного газу у просторі використовується емісія «гарячих» електронів через потенціальний бар'єр подібно до емісії електронів із «гарячого» катода у вакуумному діоді.

Балістичні транзистори. Транзистори з балістичною інжекцією електронів БЕТ (*BET* — *Ballistik Electron Transistor*), або *HET*, утворюються на основі ізотипних гетероструктур, тобто такі транзистори є уніполярними. Структуру та енергетичну діаграму балістичного ТГЕ показано на рис. 7.5. Така структура, як і структура біполярного транзистора, має емітер, базу та колектор. Базою транзистора є шар слабколегованого вузькозонного напівпровідника n -GaAs товщиною близько 1000 Å, а емітером і колектором — шари сильнолегованого n^+ -GaAs. Потенціальні бар'єри утворюються широкозонним напівпровідником AlGaAs n -типу. Товщина шару AlGaAs між емітером і базою становить близько 50 Å, а між колектором і базою — 300 Å.

Гетеропереходи між широкозонним AlGaAs і вузькозонним GaAs дозволяють генерувати «гарячі» електрони, які набувають значної кінетичної енергії внаслідок розриву енергії дна зони провідності на величину ΔE_C під час переходу від напівпровідника з широкою зоною до напівпровідника з вузькою зоною. У системах $Al_xGa_{1-x}As$ —

GaAs залежно від значень x величина ΔE_C може варіюватися від 0,2 до 0,3 еВ, що на порядок більше від значення $kT = 0,026$ еВ за температури 300 К і відповідає швидкості електронів близько 10^8 см/с.

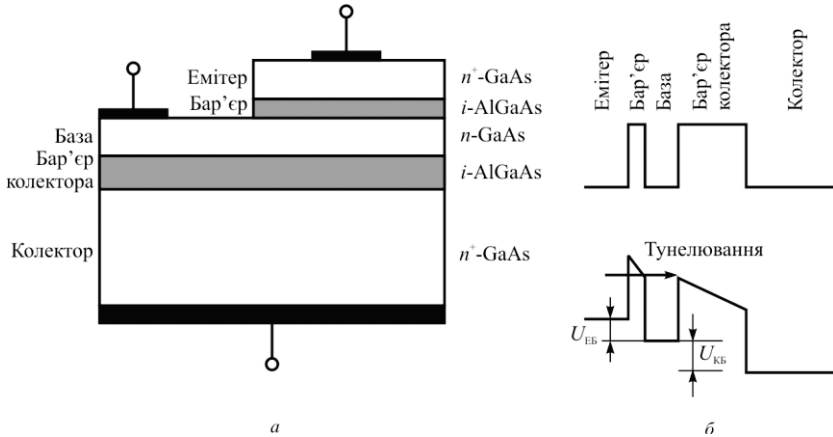


Рис. 7.5. Структура ТФЕ (а) та енергетична діаграма дна зони провідності у рівноважному стані та за подавання на колектор додатної напруги (б)

Принцип роботи транзистора полягає у регулюванні струму електронів між емітером і колектором за допомогою напруги між емітером і базою. Коли на колектор подається додатна напруга, починається інжекція «гарячих» електронів з емітера внаслідок тунелювання через тонкий шар AlGaAs (рис. 7.5). Значення цього струму залежить від напруги U_{EB} , тобто струм колектора буде модулюватись напругою між базою та емітером.

Початкова швидкість «гарячих» електронів визначається висотою емітерного потенціального бар'єра та напругою U_{EB} і становить $5 \cdot 10^8$ см/с, що значно перевищує швидкість руху носіїв у будь-якому іншому транзисторі. Електрони, інжектвані емітером, з високою швидкістю долають базу за інерцією (балістично) на відміну від біполярних транзисторів, де рух носіїв через базу спричиняється дифузійною або дрейфовою. Завдяки високій швидкості електронів, прискорених електричним полем переходу, вони рухаються майже перпендикулярно до площини колектора, тобто найкоротшим шляхом від емітера до колектора. Кут відхилення руху електронів від перпендикуляра не перевищує 10° . Оскільки товщина бази менша за

довжину вільного пробігу електронів, вони не розсіюються в базі та майже всі досягають колектора, тому коефіцієнт підсилення за струмом дуже близький до одиниці.

В уніполярному ТГЕ всі елементи мають однаковий тип провідності, тому до бази інжектуються нерівноважні основні носії заряду. Ці обставини сприяють підвищенню швидкодії транзистора завдяки відсутності дифузійних ємностей емітера та колектора, які зумовлюються неосновними носіями.

Час пролітання бази визначається початковою швидкістю електронів v_e і у випадку пролітання без зіткнення $t = W_B / v_e$. Легко підрахувати, що час пролітання бази в балістичних транзисторах становить частки пікосекунди.

Реально швидкодія балістичного транзистора обмежується поздовжнім опором бази вздовж площини емітера та колектора. Зі зменшенням товщини бази цей опір зростає й збільшується час зарядження емітерної та колекторної ємностей ($R_B C$). Для зменшення опору бази треба підвищувати ступінь її легування. Але в умовах сильного легування бази балістичне пролітання має специфіку, зумовлену взаємодією інжектованих «гарячих» електронів з численними «холодними» електронами, що зменшує довжину вільного пробігу. Крім того, з підвищенням рівня легування може відбуватися дифузія домішок у сусідні шари, що призводить до зміни їх хімічного складу. Для подолання таких перешкод було запропоновано замінити напівпровідниковий матеріал бази на матеріал, подібний до металу, який має велику питому провідність і не «забруднює» структуру. Для зменшення дефектів на межі метал–напівпровідник характеристики ґраток обох матеріалів мають бути дуже близькими. Прикладом матеріалу бази може бути дисиліцид кобальту CoSi_2 , провідність якого близька до провідності металів і який хімічно сумісний із кремнієвою технологією. Такі транзистори називають транзисторами з металевою базою (МБТ). Структуру та енергетичну діаграму МБТ, утвореного гетероструктурою $\text{Si-CoSi}_2\text{-Si}$, показано на рис. 7.6. Шар CoSi_2 є базою, а шари Si — емітером і колектором. На межах Si-CoSi_2 утворюються випрямні переходи Шоттки. Принцип роботи МБТ подібний до принципу роботи біполярного транзистора. Емітерний перехід зміщено у прямому напрямі та до металевої бази інжектуються електрони. Коли товщина бази менша за довжину вільного пробігу, більша частина інжектованих електронів

балістично досягає колекторного переходу та проходить через нього, зокрема й шляхом тунелювання. Для більш ефективної роботи МБТ висота колекторного бар'єра має бути меншою від висоти емітерного бар'єра, тобто доцільно використовувати структури $n-m-n^+$.

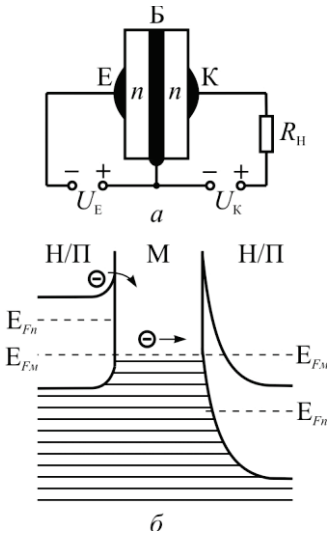


Рис. 7.6. Структура (а) та енергетична діаграма (б) транзистора з металевою базою

У цьому разі «збирання» електронів колектором поліпшується.

Транзистори з перенесенням заряду у просторі.

Основу таких транзисторів становить структура з декількох шарів з різними властивостями, вздовж яких проходить струм. Розглянемо фізичні процеси, які відбуваються у діодній структурі, що складається з тонких шарів слаболегованого $n\text{-GaAs}$ і сильнолегованого $n\text{-AlGaAs}$, які чергуються (рис. 7.7). Між шарами утворюються гетеропереходи з 2D квантовими ямами. Рухливість електронів вздовж квантової ями в шарі $n\text{-GaAs}$ значно перевищує рухливість в шарі $n\text{-AlGaAs}$. У рівноважному стані всі електрони

перебувають у шарі GaAs , тому їх електропровідність значно перевищує електропровідність шарів AlGaAs . Якщо прикласти між електродами зовнішню напругу, вздовж квантових ям починає протікати електричний струм. За високої електричної напруженості електрони набувають великої кінетичної енергії та стають «гарячими». При цьому відбувається емісія «гарячих» електронів через потенціальний бар'єр у шар AlGaAs , де їх рухливість мала. Перерозподіл електронів між шарами приводить до утворення ланки від'ємного диференціального опору, тобто до спадання струму на ВАХ. Така характеристика аналогічна характеристиці діода Ганна. Але на відміну від діода Ганна, де електрони переходять із долини з високою рухливістю до долини з малою рухливістю, у розглядуваній структурі електрони переходять із простору з високою рухливістю у простір з малою рухливістю.

Перенесення електронів між тонкими шарами відбувається дуже швидко, тому такі структури можна використовувати для утворення надвисокочастотних діодів і транзисторів. Час перенесення в реальному просторі між шарами товщиною близько 100 нм становить приблизно 10^{-11} с.

Структуру польового транзистора з просторовим перенесенням заряду показано на рис. 7.8. Між легованим $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ і нелегованим $i\text{-GaAs}$ шарами утворюється гетероперехід з 2D потенціальною ямою, вздовж якої електрони мають високу рухливість. За

високої напруженості між стоком і виток ом електрони набувають додаткової кінетичної енергії та стають «гарячими». Частина «гарячих» електронів долає потенціальний бар'єр, утворений шаром $i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, і досягає шару легованого $n\text{-GaAs}$, який виконує також роль підкладки. Через зменшення концентрації електронів у

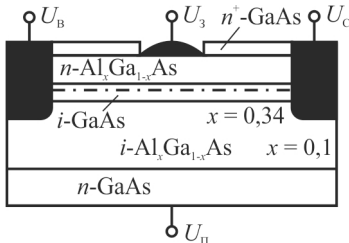


Рис. 7.8. Структура польового гетеротранзистора з перенесенням заряду у просторі

2D каналі його провідність зменшується і на стокових характеристиках з'являється ланка з від'ємним диференціальним опором. Значення цього опору залежить від напруги на заслоні. Такі транзистори називають польовими транзисторами з від'ємним опором (ПТВО). Інжекцією «гарячих» електронів можна керувати за допомогою напруги на підкладці — $U_{\text{п}}$. Зі збільшенням додатної напруги на підкладці потенціальний бар'єр між шарами зменшується і струм у підкладці зростає. Цей ефект подібний до тріодного ефекту в електровакуумному тріоді. Тут роль катода (інжектора) виконує 2D канал, роль анода — підкладка, а роль сітки — заслін. Структуру інжектор–анод–заслін називають транзистором з інжекцією заряду (ТІЗ).

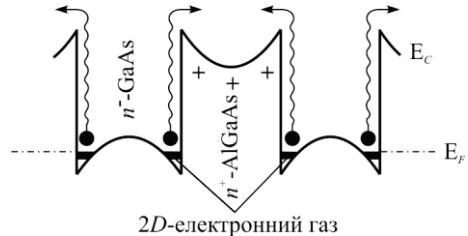


Рис. 7.7. Зонна діаграма діодної гетероструктури з перенесенням заряду у просторі

Таким чином у структурі, показаній на рис. 7.8, об'єднано два транзистори: польовий транзистор з від'ємним опором і транзистор з інжекцією «гарячих» електронів. Вольт-амперні характеристики обох транзисторів показано на рис. 7.9 і 7.10. Величина від'ємного опору в каналі істотно залежить від висоти бар'єра канал-анод. Від'ємний опір у ПТВО виникає у разі додатної напруги на аноді понад 2 В (рис. 7.10).

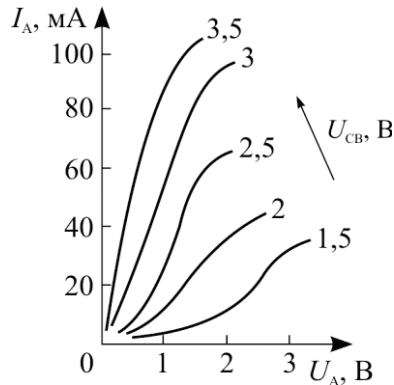


Рис. 7.9. Вольт-амперні характеристики $I_A = f(U_A)$ польового транзистора з інжекцією заряду за різних напруг U_{CB}

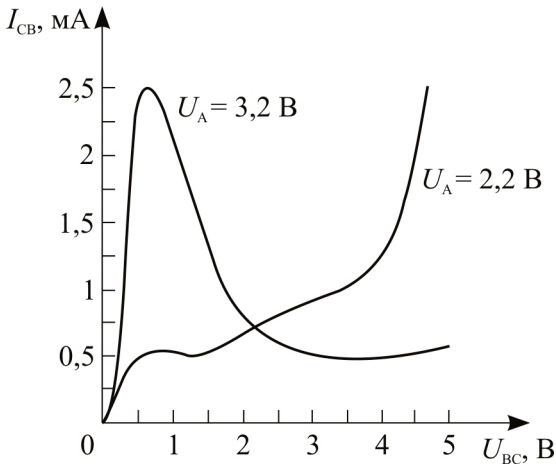


Рис. 7.10. Вольт-амперні характеристики $I_C = f(U_{CB})$ польового транзистора з від'ємним опором за різних напруг на аноді U_A

7.4. Прилади на резонансно-тунельному ефекті

До приладів на резонансно-тунельному ефекті належать резонансно-тунельні діоди та резонансно-тунельні транзистори. В основу таких приладів покладено структуру з подвійним потенціальним бар'єром і квантовою ямою (рис. 7.11). Такі структури утворюються у вигляді шарів вузькозонних і широкозонних напівпровідників, що чергуються. У літературі такі структури мають різні назви: структура з подвійним бар'єром (ПБС, *DBS*), квантові структури з подвійним бар'єром (ПБКС, *DBQS*), діоди з подвійним бар'єром і резонансним тунелюванням (ПБРТ, *DBRT*) та ін. Надалі будемо використовувати назву — ПБКС.

Товщини потенціальних бар'єрів і потенціальної ями сумірні з довжиною хвилі де Бройля і тому через потенціальні бар'єри можливе ефективне тунелювання електронів, а рух електронів поперек ями квантується і в ямі виявляються дискретні енергетичні рівні для електронів. У рівноважному стані рівень Фермі структури розміщується нижче від дозволених рівнів у квантовій ямі.

Проходження струму через ПБКС зумовлюється двома фізичними явищами:

1) послідовне тунелювання: з поданням напруги до структури електрони зовнішнього виродженого напівпровідника, енергія яких збігається з дозволеним рівнем у квантовій ямі, тунелюють через бар'єр *I*, а потім ще раз — через бар'єр *II*;

2) поява резонансних коливань електронної хвилі в квантовій ямі (так, як це відбувається в оптичному резонаторі Фабрі–Перо).

Розглянемо спочатку механізм послідовного тунелювання. Припустімо, що в квантовій ямі є тільки один енергетичний рівень E_0 .

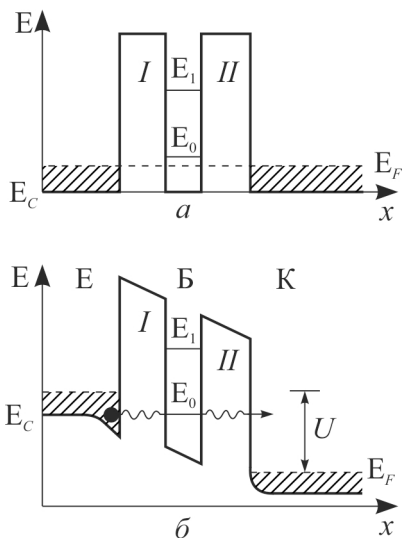


Рис. 7.11. Зонні діаграми квантової структури з подвійним потенціальним бар'єром: *a* — у рівноважному стані; *б* — у разі подавання зовнішньої напруги

Назвемо сильнолеговані зовнішні шари n^+ -GaAs емітером і колектором, а слабколегований GaAs — базою. Прикладемо між емітером і базою таку напругу, щоб рівень Фермі E_F зліва від першого бар'єра опинився дещо вище за резонансний рівень E_0 . Тоді можливе тунелювання для електронів з енергією $E = E_0 - E_C$, і з підвищенням напруги струм через бар'єр буде зростати внаслідок тунелювання дедалі більшої кількості електронів.

Струм буде зростати доти, доки енергія дна зони провідності E_C не досягне резонансного рівня E_0 в базі. Коли E_C буде вищим за E_0 , струму зовсім не буде. Отже, ВАХ емітер–база в ідеальному випадку повинна мати різке спадання до нуля, що відповідає малому від'ємному диференціальному опору. Аналогічні процеси будуть перебігати і через другий потенціальний бар'єр, коли між базою та шаром AlGaAs справа (колектором) прикладено зовнішню напругу. Електрони з рівня E_0 тунелюватимуть у колектор. Якщо електронів на рівні E_0 немає, струм колектора буде близьким до нуля.

Другий механізм проходження струму через ПБКС зумовлюється появою когерентних резонансних коливань. Цей ефект тунелювання через структуру виникає тоді, коли хвилі електронів в емітері так узгоджуються з незайнятими рівнями у квантовій ямі, що хвильова функція таких резонансних електронів виявляється по всій ПБКС. У цьому разі амплітуда хвилі в квантовій ямі зростає та виникає резонансне тунелювання через структуру. Когерентне резонансне тунелювання викликає значно більший тунельний струм, ніж некогерентне, особливо у випадку симетричних потенціальних бар'єрів.

7.4.1. Резонансно-тунельні діоди

Типову структуру резонансно-тунельного діода показано на рис. 7.12, *a*. Власне ПБКС утворюється контактами сильнолегованих шарів широкозонного $Al_xGa_{1-x}As$ n -типу товщиною 5 нм і слабколегованого шару вузькозонного GaAs n -типу товщиною 5,6 нм. Зовнішні шари являють собою сильнолеговані напівпровідники GaAs n -типу, які утворюють омичні контакти з металевими електродами. Між цими шарами та шарами $Al_xGa_{1-x}As$ розміщено тонкі шари — спейсери нелегovanого GaAs. Напруга на діод ПБКС прикладається

між емітером і колектором, а база залишається плаваючою (не підключеною). За малих зміщень струм через діод ПБКС майже не протікає (точка 1 на рис. 7.12, б), оскільки рівень E_0 у квантовій ямі міститься вище за рівень Фермі в емітері. Зі збільшенням напруги ці рівні наближаються один до одного й тунельний струм зростає. За напруги, за якої рівень E_F збігається з E_0 , електронна хвиля збуджує резонанс і коефіцієнт квантової проникності бар'єра різко зростає (точка 2 на ВАХ). У разі подальшого підвищення напруги на ВАХ спостерігається різке спадання струму від точки 2 до точки 3, що відповідає від'ємному диференціальному опору діода. Якщо напруга вища від U_V , струм починає зростати завдяки термоелектронній емісії через бар'єр (точка 4 на ВАХ). Основним параметром діода ПБКС є відношення I_p/I_V . За цим параметром діоди ПБКС перевищують звичайні тунельні переходи.

Малі значення тунельного диференціального опору та ємності діодів забезпечують високу робочу частоту, яка досягає значення порядку 1 ТГц. На цей час діоди ПБКС є єдиними приладами твердотільної електроніки, які здатні функціонувати на таких частотах.

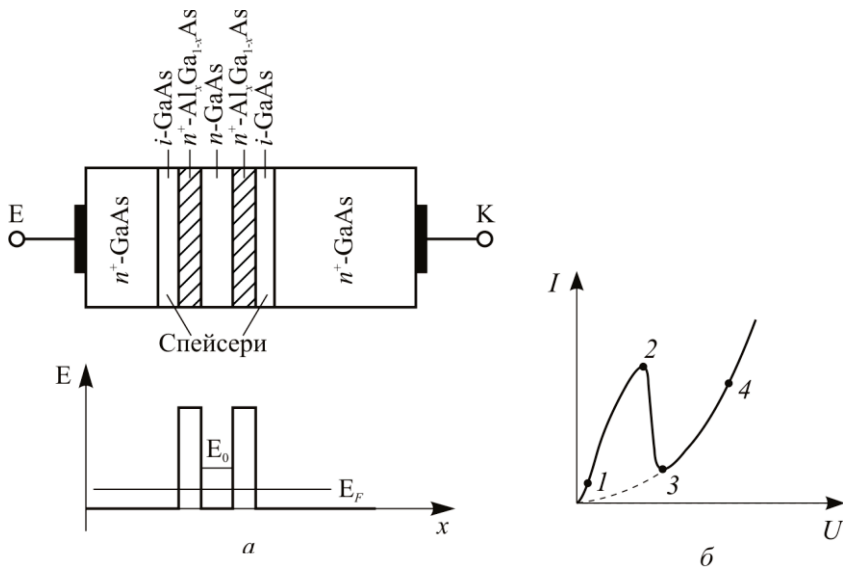


Рис. 7.12. Структура діода ПБКС і діаграма зони провідності (а) та його ВАХ (б)

7.4.2. Резонансно-тунельні транзистори

Розглянуті ПБКС можуть бути об'єднані з біполярними транзисторами, польовими транзисторами, транзисторами на гарячих електронах. Такі прилади називають транзисторами з резонансним тунелюванням.

Біполярні транзистори. Зонну діаграму біполярного транзистора з резонансним тунелюванням (БТРТ), у якому ПБКС використовується як емітер, показано на рис. 7.13. З подаванням зовнішньої напруги відбувається резонансне тунелювання електронів з емітера в базу. Завдяки малій концентрації домішок і товщини бази (десятки нанометрів) у ній майже не відбувається розсіювання та майже 100 % електронів доходять до колектора. Це забезпечує високий коефіцієнт підсилення за струмом. Форма струму колектора повторює форму струму емітера. Залежно від розмірів квантової ями в ній можливе утворення декількох резонансних рівнів. Відповідно в колекторному струмі будуть спостерігатися декілька резонансних піків. Тобто такі прилади з від'ємним диференціальним опором будуть мати і декілька стійких станів, що дозволяє використовувати їх для створення принципово нових пристроїв. Наприклад, на основі одного БТРТ і двох біполярних транзисторів можна скласти схему суматора, для побудови якого зазвичай використовують 40 транзисторів. Структура

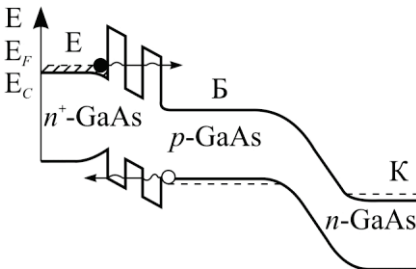


Рис. 7.13. Зонна діаграма біполярного транзистора з ПБКС емітером

ПБКС разом з тонкою базою та малою ємністю колектора забезпечує надвисоку швидкодію БТРТ.

Натепер запропоновано різні варіанти БТРТ. Наприклад, транзистор з емітерним гетеропереходом, у якому ПБКС розміщується у базі, або транзистор зі звичайним емітерним переходом і з ПБКС у базі.

Польові транзистори. У польових транзисторах з резонансним тунелюванням (ПТРТ) ПБКС може використовуватися як заслін, стік або витік. Структуру ПТРТ з ПБКС заслоном показано на рис. 7.14, а. Такий прилад можна використовувати як діод ПБКС і як транзистор. Якщо між стоком і

витоком напруги немає, вхідна ВАХ $I_3 = f(U_{3В})$ нічим не буде відрізнитися від ВАХ резонансно-тунельного діода. Зміна напруги між стоком і витоком змінює потенціал у підзатворній області каналу та різницю потенціалів на ПБКС. Тобто струм заслону ПТРТ залежить від напруги як на заслоні, так і між стоком і витоком U_{CB} . Таким чином, за допомогою напруги стоку можна змінювати положення «піка» на ВАХ заслін-витік (рис. 7.15).

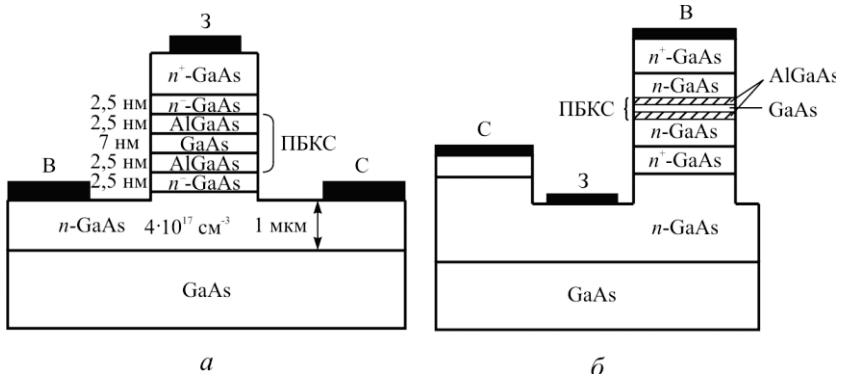


Рис. 7.14. Структура польового транзистора: *а* — з ПБКС заслоном; *б* — з ПБКС витоком

Якщо напруга на заслоні змінюється, відбувається збагачення або збіднення носіями каналу між стоком і витоком, тобто за допомогою напруги на заслоні можна керувати струмом стоку. Структуру ПТРТ, у якому ПБКС використовується як витік, показано на рис. 7.14, *б*. У такому транзисторі вихідні характеристики аналогічні ВАХ діода ПБКС. Заслін транзистора виконано у вигляді контакту Шотткі, зміною напруги на якому можна керувати струмом стоку.

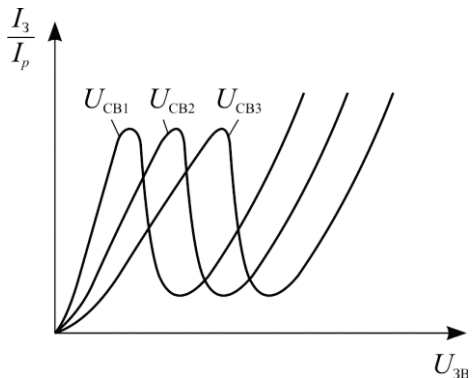


Рис. 7.15. Вхідні вольт-амперні характеристики польового транзистора з ПБКС заслоном за різних напруг на стоці

Основною особливістю ПТРТ є поєднання елемента з від'ємним диференціальним опором зі звичайним польовим транзистором, що дозволяє розширити функціональні можливості приладу. Елемент ПБКС майже безінерційний, тому швидкодія ПТРТ визначається властивостями тієї його частини, яка утворює власне польовий транзистор.

Транзистори на «гарячих» електронах. У транзисторах на

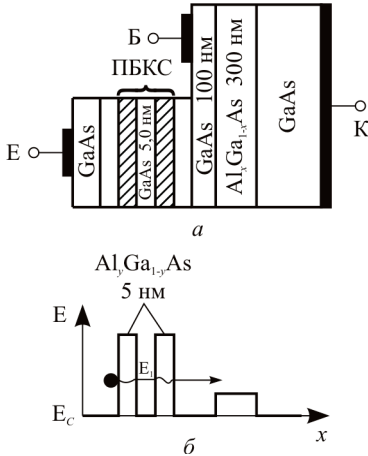


Рис. 7.16. Структура ТГЕРТ (а) та його діаграма зони провідності (б)

«гарячих» електронах з резонансним тунелюванням (ТГЕРТ) (рис. 7.16) структура ПБКС використовується як емітер. Між емітером і базою утворюється гетероперехід з розривом енергії дна зони провідності ΔE_C . Інжектвані емітером електрони балістично пролітають базу та проходять над колекторним бар'єром, до якого прикладено додатну напругу. Проте, на відміну від «звичайних» балістичних транзисторів, резонансний емітер інжектує «гарячі» електрони з дуже вузьким розкиданням за енергіями: 0,2 меВ проти 50 меВ

за звичайної інжекції через гетероперехід. Особливістю ТГЕРТ є також те, що його вхідна ВАХ ($I_B = f(U_{EB})$) має ланку з від'ємним диференціальним опором, зумовленим ПБКС. Таку ж ланку має і залежність струму колектора від напруги емітер–база. Швидкодія ТГЕРТ така сама, як і у звичайних балістичних транзисторів.

7.5. Одноелектронні транзистори

Розроблення електронних приладів, у яких заряд чи кількість електронів можна контролювати з високою точністю, аж до одного електрона, є одним з найбільш сучасних напрямів наноелектроніки. Концепція одноелектронних приладів (транзисторів) пов'язана передусім з поведінкою нульвимірних (0D) наноструктур (квантових точок), у яких електрони в зоні провідності розподілені за дис-

кретною системою енергетичних рівней. У таких надмалих структурах або точках наявність чи відсутність навіть одного електрона може приводити до помітних змін під час протікання струму. Така поведінка системи пов'язана з ефектом, який називають кулонівською блокадою тунелювання.

Кулонівська блокада тунелювання. Сенс кулонівської блокади полягає в тому, що струм через квантову точку, обмежену двома тунельними переходами, може протікати тільки за певних дискретних значень напруги.

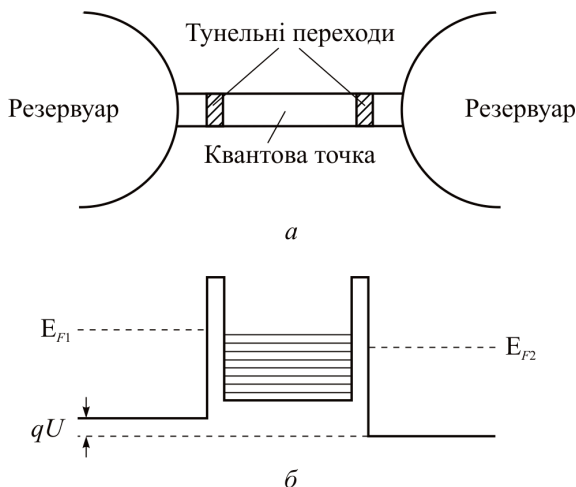


Рис. 7.17. Схематичне зображення квантової системи до пояснення кулонівської блокади (а) та діаграма зони провідності у разі подання зовнішньої напруги (б)

Розглянемо систему, показану на рис. 7.17. Квантова точка (її також називають кулонівським острівцем) з обмеженою кількістю електронів пов'язана з резервуарами електронів тонкими потенціальними бар'єрами, через які електрони можуть надходити у точку, або залишають її шляхом тунелювання. Нехай необхідно збільшити кількість електронів у точці на один за рахунок тунелювання з лівого резервуара. Для цього електрону треба передати деяку потенціальну енергію від зовнішнього джерела для подолання сил кулонівської взаємодії. Позначимо заряд квантової точки через Q , а її ємність через C_0 . Потенціальна енергія точки буде становити $Q^2/2 C_0$. Для

переведення електрона з елементарним зарядом q із резервуара до точки йому необхідно надати енергію, не меншу ніж $q^2/2 C_0$. Потрібна для цього напруга буде дорівнювати $q/2 C_0$. Таким чином, тунелювання в квантову точку або з неї неможливе, якщо напруга

$$|U| < \frac{q}{2C_0}. \quad (7.7)$$

Ця нерівність вказує на те, що на ВАХ наведеної системи існує діапазон напруг від мінус $q/2C_0$ до $+ q/2C_0$, у якому струм через квантову точку не може протікати ні в якому разі (рис. 7.18). Саме цей ефект і отримав назву кулонівської блокади.

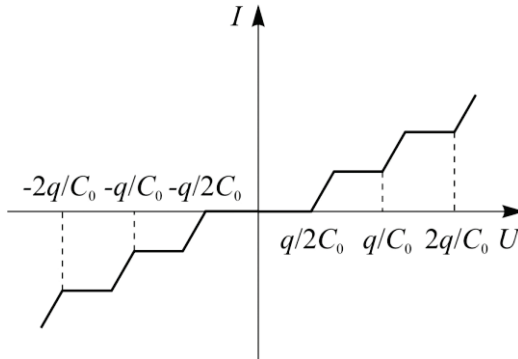


Рис. 7.18. Вольт-амперна характеристика квантової точки, яка пояснює ефект кулонівської блокади

Очевидно, що за послідовного введення нових електронів сміність квантової точки та значення електричного струму будуть змінюватися стрибком, якщо прикладена напруга

$$U = \frac{q}{2C_0}(2n + 1), n = 0, 1, 2, \dots \quad (7.8)$$

Із рівняння (7.8) випливає, що зі зменшенням розмірів квантової точки та відповідно її ємності C_0 збільшується енергія, потрібна для зміни кількості електронів у квантовій ямі, тобто для введення електронів у точку потрібна більша напруга. Це дає змогу експериментально досліджувати ефект кулонівської блокади. Для виявлення ефекту кулонівської блокади необхідно, щоб зміна енергії з уведен-

ням електрона була значно більшою від теплової енергії за даної температури — kT . Це забезпечується, якщо виконується співвідношення

$$C_0 \ll \frac{q^2}{kT}. \quad (7.9)$$

Нерівність (7.9) може виконуватися або за дуже малої ємності C_0 , або за дуже низької температури T (нижчої за 1 К).

Симетричність ВАХ структури з квантовою точкою (рис. 7.18) отримано за припущення, що рівень Фермі квантової точки E_{F0} у рівноважному стані збігається з рівнями Фермі E_{FL} і E_{FR} лівого і правого контактів, як це спостерігається у макроструктурах. Такий збіг зумовлюється перерозподілом зарядів між елементами структури, що контактують. Але у мезоскопічних структурах рівні Фермі не збігаються, тому між квантовою точкою та контактами виникає різниця потенціалів $\Delta\phi$ (рис. 7.19):

$$\Delta E = E_{F0} - E_{FL} = E_{F0} - E_{FR} = q\Delta\phi \quad (7.10)$$

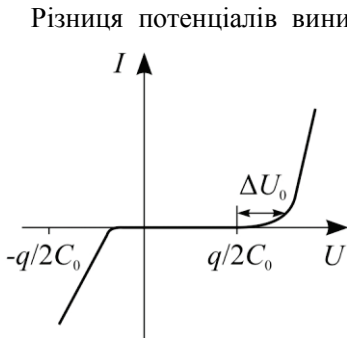


Рис. 7.20. Асиметрична ВАХ квантової точки

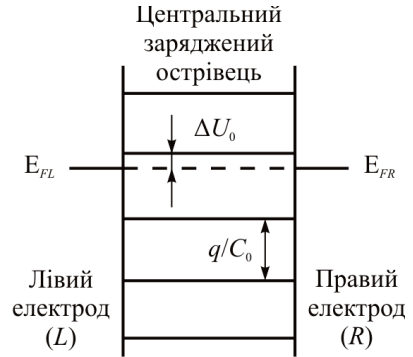


Рис. 7.19. Зміщення між рівнями Фермі квантового острівця і тунельних переходів

Різниця потенціалів виникає у зв'язку з тим, що перерозподіл зарядів між контактами та квантовою точкою змінює положення рівня Фермі не безперервно, а дискретно з інтервалом q/C_0 .

У макрокопічних структурах ємність макроелемента (острівця) C_0 надто велика, а величина q/C_0 дуже мала і нею можна нехтувати. Тому відбувається повне вирівнювання рівнів Фермі між контактами та островом. У мезоскопічних струк-

турах рівні Фермі та острівця розміщуються близько один до одного, але величина $\Delta\phi$ може бути досить помітною. Це приводить до асиметрії ВАХ (рис. 7.20).

Одноелектронний транзистор. Ідея одноелектронного транзистора (*SET*) полягає в керуванні потоком одиничних електронів за допомогою третього електрода (заслону). Модель одноелектронного транзистора показано на рис. 7.21. Стік і витік транзистора пов'язані з квантовою точкою тунельними переходами, а заслін відділено від точки діелектриком, щоб через нього не тунелювали електрони. Квантова точка виконує роль каналу МДН-транзистора. Кількість електронів у квантовій точці визначається зовнішньою напругою, яка прикладається до заслону.

Якщо між стоком і витіком прикладено напругу, меншу від $q/2C_0$, а напруга на заслоні дорівнює нулю, то тунелювання електрона через подвійний перехід буде неможливим через кулонівську блокаду.

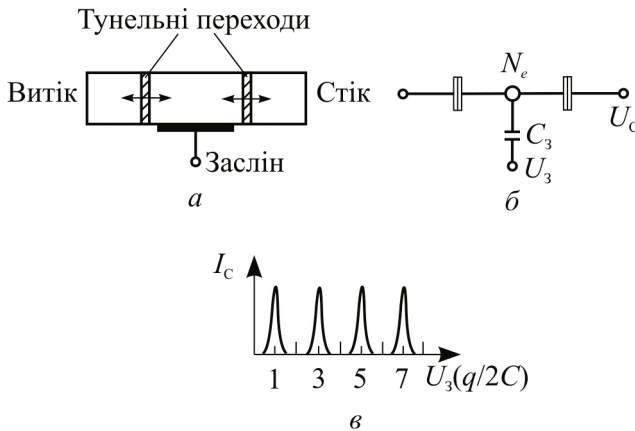


Рис. 7.21. Спрощена модель (а) та схема заміщення (б) одноелектронного транзистора; залежність струму стоку від напруги на заслоні (в)

Зі збільшенням напруги на заслоні U_3 така ситуація зберігатиметься доки не почне виконуватися умова, яка впливає з рівняння (7.8):

$$q/2 = (-qn + C_3U_3), \quad (7.11)$$

де qn — заряд електронів у квантовій точці; C_3U_3 — наведений заряд на обкладинці конденсатора C_3 напругою на заслоні.

Якщо виконується співвідношення (7.11), електрони можуть тунелювати у квантову точку і їх кількість дорівнюватиме $n + 1$. Заряд квантової точки зміниться дискретно від $q/2$ до $-q/2$. У разі збільшення напруги на заслоні до деякого значення ще один електрон переміститься у квантову точку та її заряд стрибком зміниться від $-q/2$ до $q/2$ і так далі. У результаті такого процесу виникають так звані кулонівські осциляції, які зумовлюються проходженням дискретних зарядів через тунельний бар'єр. На ВАХ $I_C = f(U_3)$ будуть спостерігатися гострі піки на відстані ΔU_3 один від одного (рис. 7.21, в). Якщо струму між двома послідовними піками немає, це свідчить про те, що кількість електронів у квантовій точці не змінюється, внаслідок чого в системі не виникає будь-яких потоків.

Наявність або відсутність електрона у квантовій точці відповідають логічним «одиниці» та «нулю», що дає змогу використовувати одноелектронні транзистори для реалізації схем дискретної логіки. Дуже перспективними такі транзистори можуть бути як комірки одноелектронної пам'яті, що дозволить істотно збільшити її об'єм і зменшити енергію живлення.

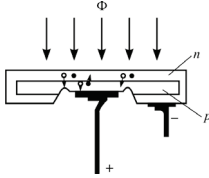
Недоліком одноелектронних транзисторів є високий вихідний опір і технологічні складності реалізації квантових точок для роботи за нормальних температур. Одноелектронний транзистор може працювати за кімнатних температур, коли розміри квантової точки не перевищують 100 \AA .

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

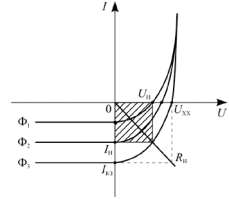
1. Які структури називають нанорозмірними? Що являють собою $2D$, $1D$, $0D$ структури?
2. Наведіть приклади наноструктур.
3. Наведіть приклади приладів з елементами нанорозмірних структур.
4. За яких ознак гетеропереходи можуть належати до наноструктур?
5. Нарисуйте енергетичну діаграму біполярного транзистора з гетеропереходом, емітером якого є широкозонний напівпровідник.
6. Чому дорівнює коефіцієнт інжекції гетеротранзистора?
7. Які переваги мають гетеротранзистори порівняно з біполярними транзисторами з гомопереходами?
8. Які матеріали використовують для створення гетеротранзисторів?
9. Наведіть загальну характеристику польових гетеротранзисторів.
10. Що являє собою ПТГСЛ?

11. Поясніть, чому рухливість електронів у провідному каналі ПТГСЛ значно вища за рухливість у звичайних МДН-транзисторах.
12. Наведіть формулу граничної частоти ПТГСЛ.
13. За яких умов електрони називають «гарячими»?
14. Що собою являє транзистор з балістичною інжекцією «гарячих» електронів?
15. Нарисуйте структуру та енергетичну діаграму балістичного ПТГСЛ.
16. Поясніть, чому балістичні транзистори мають високий коефіцієнт підсилення за струмом і високу граничну частоту.
17. Що таке транзистор з перенесенням заряду у просторі?
18. Нарисуйте структуру транзистора з перенесенням заряду у просторі. Поясніть механізм утворення від'ємного диференціального опору у транзисторі.
19. Поясніть сутність резонансно-тунельного ефекту.
20. Нарисуйте квантову структуру з подвійним бар'єром; поясніть механізм проходження електричного струму через таку структуру.
21. Наведіть приклади приладів на резонансно-тунельному ефекті. Охарактеризуйте принцип їх роботи.
22. Нарисуйте структуру та поясніть роботу транзистора з проникною базою.
23. Поясніть сенс кулонівської блокади.
24. Поясніть принцип роботи одноелектронного транзистора.

РОЗДІЛ 8



ОПТОЕЛЕКТРОННІ НАПІВПРОВІДНИКОВІ ПРИЛАДИ



Оптоелектронними називають такі напівпровідникові прилади, в яких основні фізичні процеси зумовлені участю квантів оптичного випромінювання.

Оптоелектронні прилади можна розділити на три групи: світло-випромінювачі, фотоприймачі та фотогоальванічні елементи (фотоперетворювачі). Часто до оптоелектронних приладів зараховують також оптопари і оптоелектронні пристрої, які включають до себе перераховані прилади, і в даному розділі не будуть розглядатися.

8.1. Фотометричні параметри оптичного випромінювання

До оптичного випромінювання належать електромагнітні коливання в ультрафіолетовій, видимій та інфрачервоній областях спектра. Діапазон оптичного випромінювання розміщений в межах довжин хвиль від 1 нм до 1 мм (рис. 8.1).

Для характеристики оптичного випромінювання вводяться дві системи фотометричних параметрів — енергетичні та світлові.

Енергетичні параметри пов'язані з випромінюванням енергії E , що переноситься, і характеризують випромінювання незалежно від його дії на око людини чи інший приймач випромінювання.

До енергетичних параметрів належать такі:

1. *Потік випромінювання* Φ_e , який дорівнює повній енергії випромінювання джерелом за одиницю часу:

$$\Phi_e = \frac{dE}{dt}. \quad (8.1)$$

Потік випромінювання є основним параметром випромінювання, а інші енергетичні параметри — його похідні.

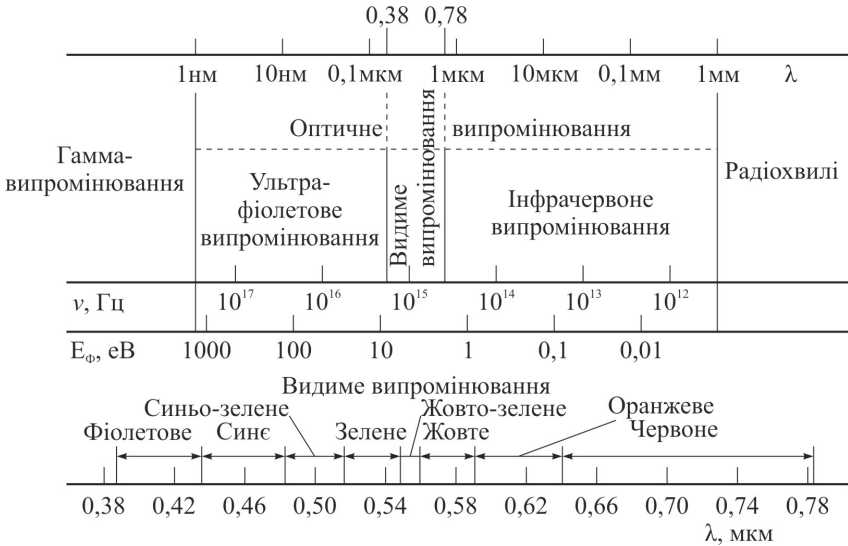


Рис. 8.1. Шкала електромагнітних хвиль

2. *Сила випромінювання* I_e — це потік випромінювання, який припадає на одиницю тілесного кута (стерадіан); розмірність сили випромінювання — Вт/ср.

$$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega}. \quad (8.2)$$

3. *Енергетична освітленість* E_e — потік випромінювання який припадає на одиницю поверхні, яка освітлюється.

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dS}. \quad (8.3)$$

4. *Енергетична світність* M_e — характеризує потік випромінювання з одиничної площі поверхні випромінювання:

$$M_e = \frac{d\Phi_e}{dS}. \quad (8.4)$$

5. *Енергетична яскравість* L_e — це енергетична сила світла, що випромінюється одиницею площі поверхні випромінювання:

$$L_e = \frac{dI_e}{dS}. \quad (8.5)$$

Світлові параметри характеризують оптичне випромінювання за його впливом на око людини. Тому, природно, вони стосуються тільки видимого спектра оптичного діапазону. Чутливість ока до випромінювання на різних довжинах хвилі не однакова: вона максимальна на довжині хвилі $\lambda = 0,555$ мкм і майже дорівнює нулю, якщо $\lambda = 0,38$ мкм і $\lambda = 0,78$ мкм.

Світлові параметри позначають так само, як і енергетичні, однак їм приписують індекс «V».

Світлові параметри такі:

1. *Світловий потік* Φ_V — це світлова величина, яка оцінює потік (потужність) випромінювання за викликаним ним світловим відчуттям ока. Одиницею вимірювання світлового потоку є люмен (лм). Її визначають таким чином: повний світловий потік абсолютно чорного тіла з площею нормального перетину $\frac{1}{60}$ см² за температури тверднення платини (2042 К) має 4л лм.

Ефективність дії потоку випромінювання Φ_e на око людини характеризується відністю (чутливістю) ока — K (лм/Вт):

$$K = \frac{\Phi_V}{\Phi_e}. \quad (8.6)$$

Для ока, адаптованого до денного світла, потік випромінювання Φ_e , який дорівнює 1 Вт при $\lambda = 0,555$ мкм відповідає світловому потоку 680 лм. Залежність від довжини хвилі $K(\lambda)$ в абсолютних і відносних одиницях для денного та нічного зору показано на рис. 8.2.

2. *Сила світла* I_V — світлова величина, яка характеризує світіння дже-

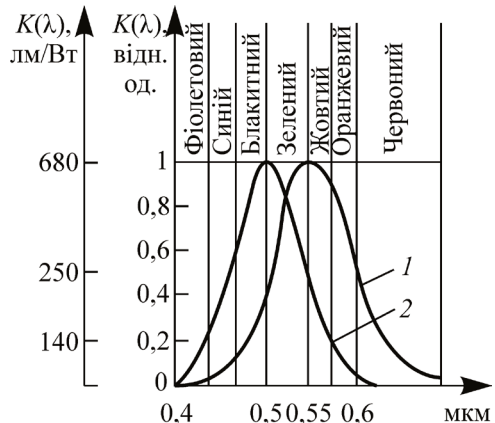


Рис. 8.2. Спектральна характеристика чутливості людського ока для денного (1) та нічного (2) зору

рела видимого випромінювання в певному напрямі. Сила світла дорівнює відношенню світлового потоку, який поширюється від джерела всередині тілесного кута, до цього тілесного кута

$$I_V = \frac{d\Phi_V}{d\Omega}. \quad (8.7)$$

Одиницею вимірювання сили світла є кандела (кд = лм/ср).

Кандела — це сила світла в заданому напрямі від джерела, який випромінює монохроматичне випромінювання частотою $540 \cdot 10^{12}$ Гц, енергетична сила якого дорівнює $1/683$ Вт/ср.

Частота $540 \cdot 10^{12}$ Гц відповідає довжині хвилі $\lambda = 0,555$ мкм, на якій чутливість ока максимальна.

3. *Освітленість* E_V — відношення світлового потоку, який падає на елемент поверхні, до площі цього елемента:

$$E_V = \frac{d\Phi_V}{dS}. \quad (8.8)$$

Одиницею вимірювання освітленості є люкс (лк = лм/м²).

4. *Світність* M_V — світлова величина, яка характеризує густину світлового потоку з поверхні випромінювання:

$$M_V = \frac{d\Phi_V}{dS}. \quad (8.9)$$

Одиницею вимірювання світності є люкс.

5. *Яскравість (світлова)* L_V — світлова величина, яка характеризує поверхнево-просторову густину світлового потоку. Яскравість дорівнює силі світла на одиницю площі поверхні випромінювача:

$$L_V = \frac{dI_V}{dS}. \quad (8.10)$$

Яскравість вимірюється в нітах (ніт = кд/м²).

Світлові та енергетичні параметри зв'язані між собою через коефіцієнт відносної чутливості (8.6).

8.2. Фотоелектричні напівпровідникові приймачі

Фотоелектричні напівпровідникові приймачі випромінювання (фотоприймачі) — це напівпровідникові прилади, які реагують на оптичне випромінювання та перетворюють енергію випромінювання

в електричні сигнали. До фотоприймачів належать фоторезистори, фотодіоди, фототранзистори, фототиристри та інші напівпровідникові прилади. Принцип роботи фотоприймачів ґрунтується на внутрішньому фотоефекті в напівпровідниках.

8.2.1. Внутрішній фотоефект у напівпровідниках

Оптичне випромінювання, що потрапляє на поверхню напівпровідника, частково відбивається, а частково поглинається ним. При цьому в напівпровіднику утворюються додаткові носії заряду (фотоносії) та збільшується його електропровідність. Процес утворення надмірних носіїв заряду в напівпровідниках під дією оптичного випромінювання називають *внутрішнім фотоефектом*. Додаткову електропровідність, зумовлену внутрішнім фотоефектом, називають *фотоелектропровідністю*, або *фотопровідністю*.

Фотопровідність може бути зумовлена як власним, так і домішковим поглинанням. У разі власного поглинання енергія фотонів випромінювання передається валентним електронам, які переходять у зону провідності, та в напівпровіднику утворюються пари носіїв заряду — електрон-дірка.

У разі домішкового поглинання під дією фотонів випромінювання електрони з валентної зони переходять на акцепторні рівні й утворюються дірки або електрони з донорних рівнів переходять у зону провідності й утворюються вільні електрони (рис. 8.3). Концентрація домішкових атомів мала, й вони переважно іонізовані вже за відносно низьких температур, тому власна фотопровідність є суттєво більшою, ніж домішкова.

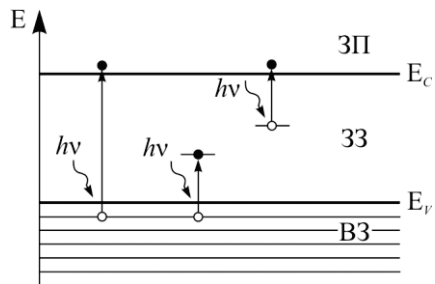


Рис. 8.3. Процеси власного та домішкового фотозбудження

Фотопровідність виникає тільки тоді, коли енергія фотонів перевищує деяке порогове значення. За власного поглинання ця енергія відповідає ширині забороненої зони, а за домішкового — енергії

активації донорної домішки. З цього випливає, що фотоефект у разі власного поглинання можливий тільки під час дії на напівпровідник випромінювання, довжина хвилі якого менша від деякого граничного значення, мкм:

$$\lambda_{\text{гр}} \leq \frac{hc_0}{\Delta E_g} \approx \frac{1,23}{\Delta E_g}, \quad (8.11)$$

де h — стала Планка; c_0 — швидкість світла у вакуумі; ΔE_g — ширина забороненої зони.

Граничні значення довжини хвилі для деяких напівпровідникових матеріалів наведено в табл. 8.1

Таблиця 8.1

**ГРАНИЧНІ ЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ ХВИЛІ
НАПІВПРОВІДНИКОВИХ МАТЕРІАЛІВ**

Матеріали	PbSe	PbS	Ge	Si	GaAs	GdSe	CdS
ΔE_g , eB	0,27	0,39	0,72	1,12	1,43	1,85	2,53
$\lambda_{\text{гр}}$, мкм	4,5	3,09	1,7	1,1	0,85	0,67	0,5

У міру поширення по напівпровіднику світловий потік загасає внаслідок поглинання. Загасання характеризується коефіцієнтом поглинання α , який дорівнює відносній зміні потоку випромінювання Φ у шарі напівпровідника одиничної товщини (рис. 8.4):

$$\alpha = \frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi}{dx}. \quad (8.12)$$

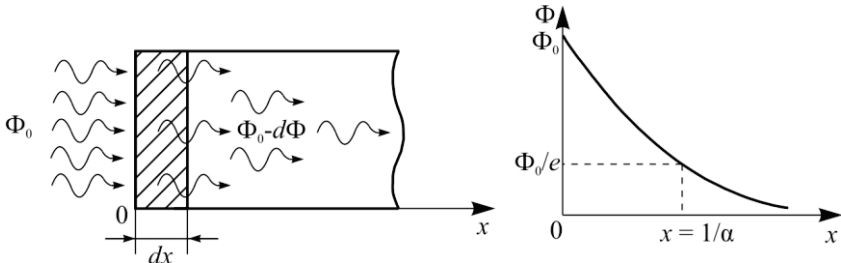


Рис. 8.4. Поглинання світла в напівпровіднику

Якщо розділити змінні та проінтегрувати рівняння (8.12), отримаємо закон змінювання потоку випромінювання в напівпровіднику:

$$\int_{\Phi_0}^{\Phi} \frac{d\Phi}{\Phi} = -\alpha \int_0^x dx; \quad \ln \frac{\Phi}{\Phi_0} = -\alpha x; \quad \Phi = \Phi_0 e^{-\alpha x}. \quad (8.13)$$

Часто замість коефіцієнта поглинання використовують його обернену величину — глибину поглинання $\chi = \frac{1}{\alpha}$.

Отже, коефіцієнт поглинання можна визначити як величину, обернену товщині шару напівпровідника, в якому потік випромінювання зменшується в $e = 2,7$ разів.

Залежність глибини поглинання від енергії фотонів випромінювання (або від довжини хвилі випромінювання) називають *спектром поглинання*. Глибина поглинання більшості матеріалів дуже сильно змінюється поблизу довгохвильової межі $\lambda_{\text{гр}}$ (рис. 8.5).

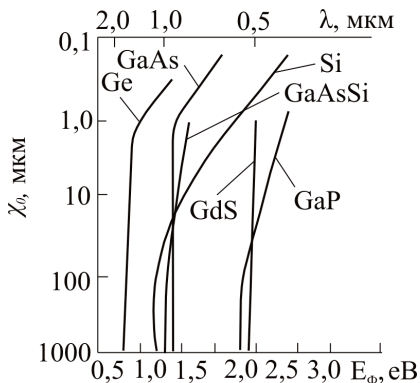


Рис. 8.5. Спектральні характеристики глибини поглинання деяких матеріалів фотоприймачів

Ефективність генерації пар носіїв заряду під дією оптичного випромінювання характеризується внутрішнім квантовим виходом $\eta_{\text{ф}}$, який дорівнює відношенню кількості пар електрон–дірка до кількості фотонів, які поглинулися. У робочому спектральному діапазоні коефіцієнт $\eta_{\text{ф}} = 1$, тобто поглинанию кожного фотона випромінювання відповідає генерація пари фотоносіїв.

8.2.2. Фоторезистори

Структура та принцип дії. Фоторезистор — це напівпровідниковий прилад, принцип дії якого ґрунтується на залежності його опору від оптичного випромінювання. Структуру фоторезистора зображено на рис. 8.6. Фоточутливим елементом є шар напівпровідника у

вигляді монокристалічної або полікристалічної плівки, яку нанесено на діелектричний підшар. Для вмикання фоторезистора в електричне коло на поверхню фоточутливого шару наносять металеві електроди. Як фоточутливий шар найчастіше використовують селенід свинцю PbSe, сульфід свинцю PbS, селенід кадмію CdSe, сульфід кадмію CdS та інші напівпровідникові матеріали.

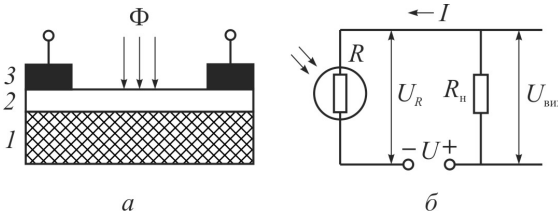


Рис. 8.6. Структура (а) та схема вмикання (б) фоторезистора:

1 — діелектрична підкладка; 2 — фоточутливий шар; 3 — металеві електроди

Площинка фоточутливого шару між металевими електродми називається *робочою* та може мати прямокутну форму, форму меандра або диска. Від розмірів робочої площинки залежить опір фоторезистора.

Для захисту від зовнішніх дій фоторезистори розміщують у металевому або пластмасовому корпусі. У разі вмикання фоторезистора в електричне коло струм у колі I і напруга на опорі навантаження $U_{\text{вих}}$ будуть функціями світлового потоку Φ .

Характеристики та параметри фоторезисторів. *Темновий опір фоторезистора* $R_{\text{т}}$ — це опір фоторезистора без освітленості. Темновий опір визначають через 30 с після затемнення фоторезистора, який спочатку був під освітленістю 200 лк.

Темновий струм $I_{\text{т}}$ — струм через неосвітлений фоторезистор за заданої напруги.

Інтегральна чутливість K — це відношення фотоструму до світлового потоку, який падає на фоточутливий елемент від лампи розжарювання з вольфрамовою ниткою, яку нагріто до температури 2848 К:

$$K = \frac{I_{\Phi}}{\Phi_{\nu}}. \quad (8.14)$$

Інтегральну чутливість вимірюють за освітленості 200 лк.

Для порівняння фоторезисторів за чутливістю найчастіше використовують поняття питомої інтегральної чутливості K_0 , під якою

розуміють відношення фотоструму до світлового потоку, якщо до фоторезистора прикладено напругу 1 В:

$$K_0 = \frac{1}{U} \frac{I_\phi}{\Phi_\nu}. \quad (8.15)$$

Питома інтегральна чутливість різних фоторезисторів може бути в межах від одиниць до сотень міліамперів на вольт на люмен.

Стала часу τ_ϕ — це час, протягом якого фотострум освітленого фоторезистора змінюється в e разів після його затемнення. Стала часу характеризує швидкодію фоторезистора. Швидкість зростання фотоструму характеризується сталою часу наростання τ_n , а швидкість спадання — сталою часу спадання $\tau_{сп}$.

Сталі τ_n і $\tau_{сп}$ вимірюють за освітленості 200 лк і температури зовнішнього середовища 20 °С. Значення сталих часу для різних фоторезисторів становлять від десятків мікросекунд до десятків мілісекунд.

Інерційність фоторезисторів зумовлена тривалістю життя фотоносіїв і залежить від концентрації уловлювачів захоплення і швидкості їх заповнення та звільнення.

Порогова чутливість $\Phi_{пор}$ — це мінімальний світловий потік, який може виявити фоторезистор на фоні власних шумів. Порогова чутливість визначається як середньоквадратичне значення синусоїдно модульованого світлового потоку, під дією якого середньоквадратичне значення фотоструму дорівнює середньоквадратичному значенню струму власних шумів у заданій смузі частот. Розмірність порогової чутливості — $\text{Вт} \cdot \text{Гц}^{-\frac{1}{2}}$.

Температурний коефіцієнт фотоструму TKI_ϕ — це коефіцієнт, який показує, як змінюється фотострум фоторезистора у разі зміни температури середовища, що оточує фоторезистор, на один градус:

$$\text{TKI}_\phi = \frac{1}{I_\phi} \frac{dI_\phi}{dT}. \quad (8.16)$$

Значення TKI_ϕ фоторезисторів становить $10^{-3} \dots 10^{-4} \text{град}^{-1}$.

Вольт-амперні характеристики — це залежність світлового струму від напруги на фоторезисторі за постійного світлового потоку $I_{\text{св}} = f(U)|_{\Phi=\text{const}}$ (рис. 8.7).

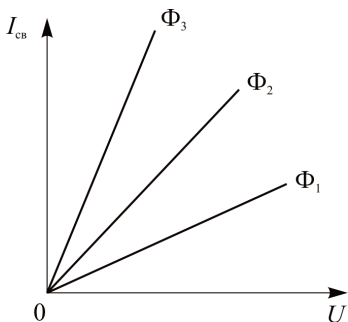


Рис. 8.7. Вольт-амперні характеристики фоторезистора за різних світлових потоків: $\Phi_1 < \Phi_2 < \Phi_3$

Вольт-амперну характеристику без освітлення називають *темною характеристикою*, а за освітлення — *світловою*.

Вольт-амперна характеристика фоторезисторів на основі монокристалічних матеріалів у робочому діапазоні напруг лінійна. У фоторезисторах з фоточутливим елементом з полікристалічного напівпровідника, а також у плівкових фоторезисторах спостерігається нелінійність ВАХ за малих та великих напруг. Нелінійність у разі малих напруг зумовлена

явищами на контактах між зернами полікристалічного напівпровідника, а за великих напруг — нагріванням напівпровідника.

Світлова характеристика — це залежність фотоструму від світлового потоку за постійної напруги на фоторезисторі

$$I_{\Phi} = f(\Phi) \Big|_{U=\text{const}} \quad (\text{рис. 8.8}).$$

Фотострум дорівнює різниці між світловим і темновим струмами:

$$I_{\Phi} = I_{\text{cv}} - I_{\text{T}}.$$

На початковій ділянці світлова характеристика майже лінійна. Однак у разі великих світлових потоків зростання фотоструму сповільнюється внаслідок збільшення концентрації іонізованих власних атомів напівпровідника, що зумовлює збільшення розсіювання носіїв заряду і зменшення їх рухливості.

У вузькому діапазоні світлового потоку світлову характеристику можна апроксимувати виразом

$$I_{\Phi} = a\Phi^b - I_{\text{T}}, \quad (8.17)$$

де a і b — коефіцієнти, які залежать від властивостей активного елемента фоторезистора.

Спектральна характеристика — це залежність фотоструму від довжини хвилі світлового потоку, що падає на фоторезистор.

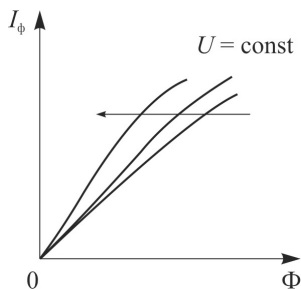


Рис. 8.8. Світлові характеристики фоторезистора за різних напруг

Спектральні характеристики мають максимум (рис. 8.9). За великих довжин хвиль енергія фотонів мала порівняно з шириною забороненої зони напівпровідника та її недостатньо для перекидання електронів з валентної зони в зону провідності, тому фотострум немає. У разі зменшення довжини хвилі світлового потоку фотострум зростає (починаючи з $\lambda_{\text{пр}}$) і досягає максимального значення.

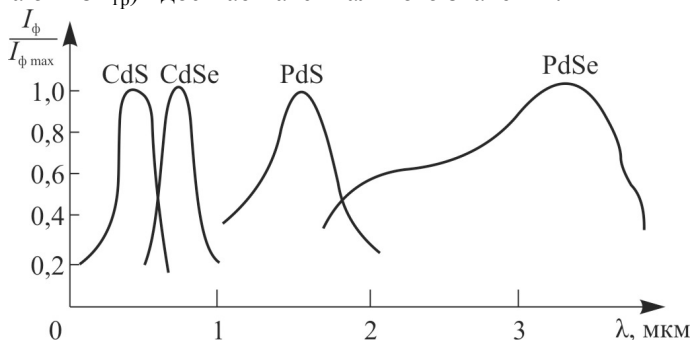


Рис. 8.9. Спектральні характеристики матеріалів фоторезисторів

Залежно від ширини забороненої зони напівпровідників максимум спектральної характеристики фоторезисторів на їх основі може міститися в інфрачервоній, видимій чи ультрафіолетовій ділянках спектра випромінювання.

За малих довжин хвиль із зменшенням довжини хвилі підвищується показник поглинання, тобто зменшується глибина поглинання χ , тому генерація фотоносіїв відбувається поблизу поверхні фоточутливого шару. При цьому зростає роль поверхневої рекомбінації та зменшується тривалість життя надмірних носіїв. Унаслідок цього фотострум у разі зменшення довжини хвилі зменшується.

8.2.3. Фотоелектричні діоди

Фотоелектричний діод (фотодіод) — це напівпровідниковий діод, зворотний струм якого залежить від світлового потоку (освітленості). Фотодіоди належать до класу фотоприймачів, в основу роботи яких покладено внутрішній фотоефект у напівпровідниках.

8.2.3.1. Структура та принцип дії фотодіода

Фотодіоди можуть утворюватися на основі електронно-діркових переходів, переходів метал-напівпровідник і гетеропереходів. Принцип дії фотодіода полягає в розділенні фотоносіїв, які утворюються під дією оптичного випромінювання електричним полем переходу.

Розглянемо роботу фотодіода на основі електронно-діркового переходу, структуру та схему вмикання якого зображено на рис. 8.10. Світловий потік через прозоре захисне вікно падає на напівпровідник. Для ефективної роботи фотодіода товщина області n має бути меншою від глибини поглинання χ . Фотодіод працює в режимі зворотного зміщення. Якщо немає світлового потоку через фотодіод протікає зворотний струм, який називають темновим струмом I_t . Під дією квантів світла $h\nu$ у p - n переході та в прилеглих до нього ділянках p - та n -областей відбувається генерація пар фотоносіїв — електронів та дірок (рис. 8.11).

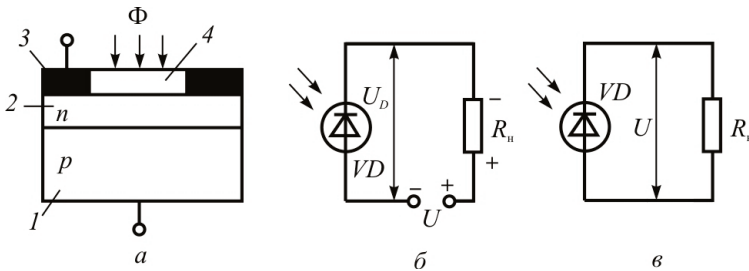


Рис. 8.10. Структура (а) та схеми вмикання (б, в) фотодіода: 1 — емітер; 2 — база; 3 — металеві електроди; 4 — прозоре вікно

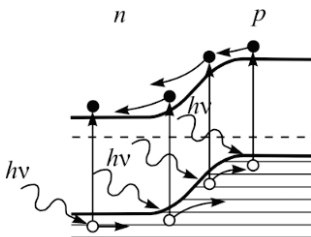


Рис. 8.11. Розділення фотоносіїв у p - n переході

Електричне поле p - n переходу розділяє фотоносії, перекидає електрони в n -область, а дірки — в p -область і утворює таким чином додатковий зворотний струм діода, який називають фотострумом I_{ϕ} . В утворенні фотоструму беруть участь як дірки та електрони, генерація яких відбувається безпосередньо в p - n переході, так і неосновні носії областей p та n , які

генеруються від переходу не далі, як дифузійна довжина. У протилежному випадку під час дифузії до p - n переходу дірки та електрони не доходять, оскільки встигають прорекомбінувати. Основні носії заряду затримуються полем переходу в своїх ділянках. Загальний струм фотодіода дорівнює сумі темного струму та фотоструму:

$$I = I_{\phi} + I_{\tau}. \quad (8.18)$$

8.2.3.2. Основні характеристики та параметри фотодіодів

Вольт-амперна характеристика. У разі виведення ВАХ ідеалізованого переходу припускалося, що генерації носіїв під дією зовнішніх факторів не відбувається, тобто G_p і G_n у рівняннях (1.57а) і (1.57б) дорівнюють нулю. Для фотодіода цими складовими нехтувати не можна й рівняння дифузії (2.40а) та (2.40б) можна подати у вигляді:

$$\frac{d^2 \Delta p_n}{dx^2} - \frac{\Delta p_n}{L_p^2} + \frac{G_p}{D_p} = 0; \quad (8.18a)$$

$$\frac{d^2 \Delta n_p}{dx^2} - \frac{\Delta n_p}{L_n^2} + \frac{G_n}{D_n} = 0, \quad (8.18б)$$

де G_p, G_n — швидкості генерації фотоносіїв під дією квантів світла.

Швидкість генерації фотоносіїв

$$G = (1 - R) \alpha N_{\phi} \eta_{\phi}, \quad (8.19)$$

де R — коефіцієнт відбивання; α — коефіцієнт поглинання; N_{ϕ} — кількість фотонів, які падають на одиницю площі за одиницю часу; η_{ϕ} — внутрішній квантовий вихід — кількість електронно-діркових пар, утворених поглинанням одного кванта.

Припустімо, що товщина областей p та n набагато більша від дифузійної довжини неосновних носіїв: $W_n \gg L_p, W_p \gg L_n$.

Граничні умови для розв'язання рівнянь (8.18а) та (8.18б) для дірок можна подати вигляді:

$$\Delta p_n(x) \Big|_{x=\infty} = G_p \tau_p; \quad (8.20a)$$

$$\Delta p_n(x) \Big|_{x=\infty} = p_{n0} \left(e^{\frac{U}{\Phi T}} - 1 \right), \quad (8.20б)$$

де $G_p \tau_p$ — концентрація фотодірок в області n .

Загальний розв'язок рівнянь (8.18а) і (8.18б) дає такий результат:

$$\Delta p_n(x) = \left[p_{n0} \left(e^{\frac{U}{\Phi T}} - 1 \right) - G_p \tau_p \right] e^{-\frac{x}{L_p}} + G_p \tau_p. \quad (8.21)$$

Продиференціювавши рівняння (8.21) за x і підставляючи результат в рівняння (2.6), знайдемо вираз для густини струму:

$$j_p(x) = q \frac{D_p}{L_p} \left[p_{n0} \left(e^{\frac{U}{\Phi T}} - 1 \right) - G_p \tau_p \right] e^{-\frac{x}{L_p}} \quad (8.22)$$

Дірковий струм безпосередньо через p - n перехід ($x=0$) буде становити:

$$I_p = j_p(0)S = q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} S \left(e^{\frac{U}{\Phi T}} - 1 \right) - q G_p L_p S. \quad (8.23)$$

За аналогією можна подати вираз для електронного струму:

$$I_n = q \frac{D_n}{L_n} n_{p0} S \left(e^{\frac{U}{\Phi T}} - 1 \right) - q G_n L_n S. \quad (8.24)$$

Якщо під дією світла відбувається генерація власних носіїв, тоді $G_p = G_n = G$. Загальний струм через p - n перехід буде становити:

$$I = \left(q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} + q \frac{D_n}{L_n} n_{p0} \right) S \left(e^{\frac{U}{\Phi T}} - 1 \right) - q G (L_p + L_n) S = I_0 \left(e^{\frac{U}{\Phi T}} - 1 \right) - I_\Phi, \quad (8.25)$$

де $I_\Phi = q G (L_p + L_n) S$ – фотострум діода.

Вираз (8.25) являє собою рівняння ВАХ фотодіода. Сім'ю характеристик за різних значень світлового потоку Φ показано на рис. 8.12.

Робочою частиною ВАХ є частина, розміщена в третьому квадранті. У ній в разі освітлення фотодіода зворотні струми майже не залежать від прикладеної напруги, попри те, що без освітлення зворотна гілка ВАХ не має ділянки насичення. Це пояснюється тим, що кількість фотоносіїв визначається тільки рівнем освітленості та не залежить від напруги, прикладеної до діода.

Фотодіод може працювати і без зовнішнього зміщення в режимі генерації напруги (див. рис. 8.10, в). Такий режим також називають

фотогальванічним. Унаслідок розділення носіїв в областях p та n нагромаджуються основні носії заряду, які частково компенсують об'ємний заряд нерухомих носіїв і зменшують потенціальний бар'єр p - n переходу.

Значення напруг, на яке зменшується потенціальний бар'єр p - n переходу в разі його освітлення, називають *фотоелектрорушійною силою* (фото-ЕРС), або *напругою ненавантаженого режиму* (холостого ходу) $U_{\phi,x,x}$ (рис. 8.12). Максимальне значення фото-ЕРС не може перевищувати висоту потенціального бар'єра й здебільшого становить 0,3...0,5 В.

Якщо замкнути зовнішнє коло фотодіода, то в ньому потече фотострум, значення якого визначається опором резистора R_n . Якщо $R_n = 0$, то в колі буде протікати максимальний струм, який називають *струмом короткого замикання* $I_{\phi,k,z}$ (рис. 8.12). Модуляція світлового потоку Φ приводить до модуляції фотоструму I_{ϕ} і, як наслідок, до модуляції напруги, яка утворюється на опорі навантаження R_n (див. рис. 8.10).

Світлова характеристика — це залежність фотоструму діода від світлового потоку за постійної зворотної напруги $I_{\phi} = f(\Phi)|_{U_{zn}=\text{const}}$

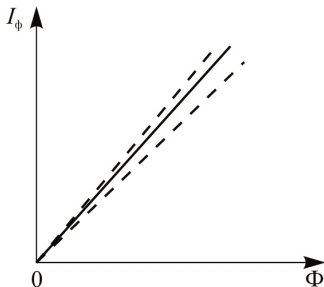


Рис. 8.13. Світлові характеристики фотодіода

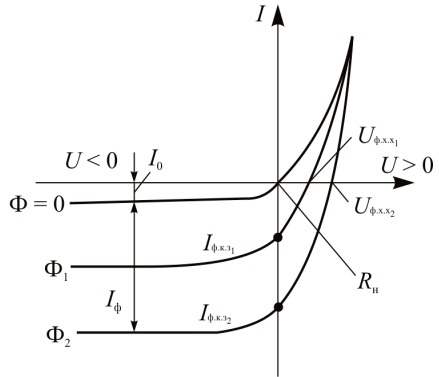


Рис. 8.12. Вольт-амперні характеристики фотодіода

(рис. 8.13). Світлова характеристика лінійна в широкому діапазоні зміни світлового потоку. Це зумовлено тим, що товщина бази фотодіода значно менша від дифузійної довжини фотоносіїв. Тому всі неосновні носії, які виникають у базі під дією світлового потоку, доходять до p - n переходу й утворюють фотострум. Утрати неосновних носіїв на рекомбінацію не залежать від світлового потоку, оскільки початковий матеріал фотодіодів містить малу кількість домішок, які утворюють

Утрати неосновних носіїв на рекомбінацію не залежать від світлового потоку, оскільки початковий матеріал фотодіодів містить малу кількість домішок, які утворюють

рекомбінаційні центри. Світлові характеристики за різних зворотних напруг майже збігаються, оскільки зворотний струм фотодіода, коли $\Phi > 0$, слабо залежить від напруги.

Спектральна характеристика — це залежність фотоструму від довжини хвилі світлового потоку, що падає на фотодіод. Спектральні характеристики мають максимум (див. рис. 8.9) і пояснюються так само, як і спектральні характеристики фоторезисторів.

Основними параметрами фотодіодів є: темновий струм, інтегральна чутливість, порогова чутливість, стала часу.

Темновий струм I_T — це струм через фотодіод за заданої зворотної напруги без світлового потоку. Темновий струм вимірюють через 30 с після затемнення фотодіода, який було освітлено світловим потоком 200 лк від лампи розжарювання з вольфрамовою ниткою, нагрітою до температури 2848 К.

Інтегральна чутливість K — це відношення фотоструму до світлового потоку, який падає на фотодіод від джерела випромінювання з колірною температурою 2848 К:

$$K = \frac{I_{\Phi}}{\Phi}. \quad (8.26)$$

Порогова чутливість $\Phi_{\text{пор}}$ — це мінімальний світловий потік, який може виявити фотодіод на фоні власних шумів; $\Phi_{\text{пор}}$ визначають так само, як і порогову чутливість фоторезисторів.

Стала часу τ — це час, протягом якого фотострум фотодіода змінюється після освітлення, чи після затемнення в e разів відносно усталеного значення.

Інерційність фотодіодів визначають за трьома факторами: часом дифузії фотоносіїв до p - n переходу t_D , часом їх прольоту через p - n перехід $t_{\text{прл}}$ і часом перезарядження бар'єрної ємності переходу t_C .

Фотодіоди сконструйовано так, що генерація фотоносіїв відбувається значною мірою в області бази та в ділянці p - n переходу.

Час дифузії фотоносіїв через базу можна розрахувати за формулою

$$t_D = \frac{W_B^2}{2D_p}.$$

Товщина бази сплавних фотодіодів — від 20 до 30 мкм, час дифузії у германієвих діодах $t_D = 50$ нс і в кремнієвих — $t_D = 150$ нс.

Час прольоту носіїв через p - n перехід визначають його шириною та дрейфовою швидкістю насичення:

$$t_{\text{прл}} = \frac{l}{v_{\text{др}}}, \quad (8.27)$$

де l — ширина p - n переходу для заданого зворотного зміщення; $v_{\text{др}}$ — дрейфова швидкість. Зазвичай ширина p - n переходу не перевищує 10 мкм, а дрейфова швидкість насичення в германії та кремнії становить 10^7 см/с. Отже, час прольоту через p - n перехід становить 0,1 нс.

Час перезарядження бар'єрної ємності p - n переходу за малого опору навантаження характеризується сталою часу $r_B C_B$. Опір бази r_B у фотодіодах значно більший, ніж в інших діодах, оскільки базовий омичний контакт розміщено на краях бази, а не по всій поверхні. Тому зменшення товщини бази приводить до збільшення її опору. Якщо, наприклад, $r_B = 1$ кОм, а $C_B = 20$ пФ, то $\tau_C = 2$ нс. Стала τ_C залежить від зворотної напруги на фотодіоді, оскільки у разі зміни напруги змінюється C_B .

Отже, швидкодія фотодіодів обмежується часом дифузії носіїв заряду через базу. У реальних діодах швидкодія досягає $10^5 \dots 10^6$ с.

Для підвищення інтегральної чутливості розроблено діоди, які працюють у режимі лавинного помноження. Такі діоди називають *лавинними*. На фотодіод подається зворотна напруга, яка близька до напруги пробою. Під дією випромінювання в p - n переході утворюються фотоносії, які прискорюються полем переходу. Вони зумовлюють ударну іонізацію та різке збільшення фотоструму. Підсилення первинного фотоструму в лавинних фотодіодах визначає коефіцієнт лавинного множення (див. формулу (2.81)).

8.2.3.3. Різновиди фотодіодів

Для поліпшення параметрів розроблено різні типи фотодіодів, які відрізняються структурою, конструкцією та режимом роботи. До таких типів належать p - i - n фотодіоди, фотодіоди Шоттки, фотодіоди з гетеропереходом.

P - i - n фотодіоди. Завдяки конструктивним особливостям ці фотодіоди мають високу швидкодію (порядку 10^9 с), яка зумовлена тим, що в них майже не відбувається відносно повільного процесу дифузії фотоносіїв, характерного для звичайного фотодіода.

Основою фотодіода є структура, в якій області p та n розділено ділянкою i , провідність якої близька до власної (рис. 8.14). Ширина ділянки i набагато більша від ширини бази, внаслідок чого майже все випромінювання поглинається в цій ділянці. У разі зворотного зміщення в ділянці i утворюється сильне електричне поле та фотоносії, які утворюються під дією випромінювання, швидко розділяються та переносяться в області p та n .

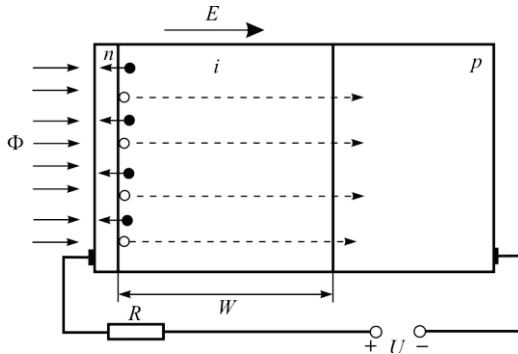


Рис. 8.14. Структура p - i - n фотодіода

Бар'ерна ємність p - i - n діодів завдяки великій ширині ділянки i невелика й тому стала перезарядження τ_C не впливає на швидкодію.

Фотодіоди Шоттки. У фотодіодах Шоттки використовується випрямний контакт метал-напівпровідник. Фотодіоди утворюються на основі кремнію, на поверхню якого наносять покриття у вигляді плівки золота завтовшки 0,01 мкм і сірчистого цинку завтовшки 0,05 мкм, яка утворює бар'єр Шоттки (рис. 8.15). Поглинання квантів світла відбувається як у ділянці об'ємного заряду напівпровідника, так і в металевому шарі. У довгохвильовому діапазоні, коли енергія кванта випромінювання менша від ширини забороненої зони напівпровідника, напівпровідник прозорий та поглинання відбувається тільки в шарі металу. При цьому, якщо енергія кванта більша від висоти потенціального бар'єра, то збуджені електрони долають потенціальний бар'єр і з металу переміщуються у напівпровідник, утворюючи таким чином фотострум. Тому в фотодіодах Шоттки довгохвильова межа спектральної характеристики зсувається у бік довших хвиль.

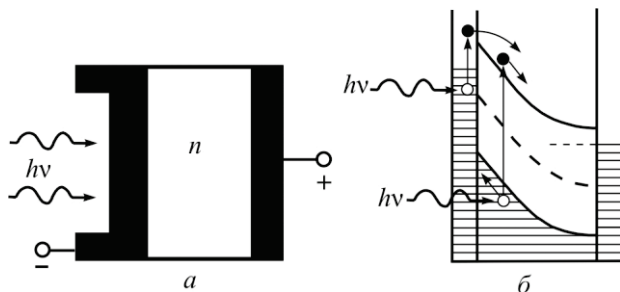


Рис. 8.15. Структура (а) та зонна діаграма (б) фотодіода з бар'єром Шотткі

Із зменшенням довжини хвилі поглинання квантів випромінювання та генерація фотоносіїв відбуваються в області об'ємного заряду, де вони розділяються електричним полем і утворюють фотострум. Як зазначено раніше, зі зменшенням довжини хвилі збільшується коефіцієнт поглинання та зменшується глибина поглинання. Унаслідок цього у фотодіодах з $p-n$ переходом зі зменшенням довжини хвилі випромінювання поглинання дедалі більше відбувається в ділянці бази й фотострум різко зменшується. У фотодіодах Шотткі товщина металевого шару набагато менша від товщини бази фотодіодів з $p-n$ переходом, тому зі зменшенням довжини хвилі випромінювання поглинання відбувається, як і раніше, в області об'ємного заряду і спадання фотоструму зміщується у бік більш коротких хвиль. Отже, спектральна характеристика фотодіодів Шотткі значно ширша, ніж фотодіодів з $p-n$ переходом з того ж напівпровідникового матеріалу. Опір металевого шару, який виконує роль бази, малий, тому стала часу фотодіодів Шотткі $C_B r_B$ не перевищує 10^{-12} с і їх інерційність визначається тільки часом прольоту фотоносіїв через область об'ємного заряду та досягає $10^{-10} \dots 10^{-11}$ с.

Фотодіоди з гетеропереходом. У фотодіодах на основі гетероструктур є принципова можливість суттєвого розширення спектральної характеристики та підвищення інтегральної чутливості. Це досягається завдяки тому, що в гетероструктурах по обидва боки межі розділення розміщені напівпровідники з різною шириною забороненої зони (рис. 8.16), які по-різному реагують на оптичне випромінювання. На довгих хвилях, коли енергія кванта випромінювання $\Delta E_{g1} > h\nu > \Delta E_{g2}$, поглинання відбувається в напівпровіднику з малою шириною забороненої зони, а широкозонний напівпровідник прозо-

рий. У цьому разі фотострум через діод утворюють носії, які генеруються у вузькозонному напівпровіднику. Із зменшенням довжини хвилі випромінювання зростає коефіцієнт поглинання вузькозонного напівпровідника. Глибина проникнення квантів випромінювання в цей напівпровідник зменшується і генерація фотоносіїв відбувається тільки поблизу переходу. Внаслідок цього фотострум через діод зменшується і на спектральній характеристиці він досягає максимуму в довгохвильовому діапазоні (рис. 8.17).

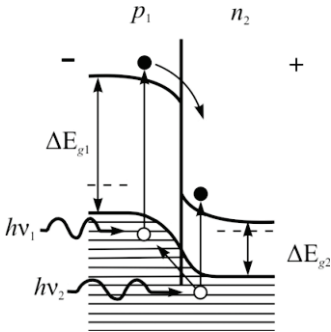


Рис. 8.16. Зонна діаграма гетеропереходу за зворотного зміщення з освітленням його квантами світла з різною енергією ($h\nu_2 > h\nu_1$)

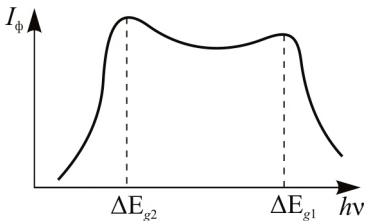


Рис. 8.17. Спектральна характеристика фотодіода з гетеропереходом

У діапазоні коротких хвиль, коли енергія квантів $h\nu_1 = \Delta E_{g1}$, починається поглинання в широкозонному напівпровіднику і фотострум зі зменшенням довжини хвилі знову зростає й досягає максимуму. Зменшення фотоструму в короткохвильовому діапазоні зумовлено збільшенням коефіцієнта поглинання та зменшенням глибини проникнення фотонів у широкозонний напівпровідник.

У діапазоні коротких хвиль, коли енергія квантів $h\nu_1 = \Delta E_{g1}$, починається поглинання в широкозонному напівпровіднику і фотострум зі зменшенням довжини хвилі знову зростає й досягає максимуму. Зменшення фотоструму в короткохвильовому діапазоні зумовлено збільшенням коефіцієнта поглинання та зменшенням глибини проникнення фотонів у широкозонний напівпровідник.

8.2.4. Фотоприймачі з внутрішнім підсиленням

До фотоприймачів з внутрішнім підсиленням належать фототранзистори, складені фототранзистори та фототиристри. У цих приладах відбувається підсилення фотоструму, зумовленого дією оптичного випромінювання.

8.2.4.1. Біполярні фототранзистори

Біполярний фототранзистор за структурою нічим не відрізняється від звичайного транзистора (рис. 8.18, а). Зазвичай фототранзистор

вмикають за схемою із загальним емітером і вимкненою базою. Світловий потік через прозоре вікно в корпусі транзистора падає на ділянку бази. Фотоносії, які генеруються в базі, розділяються колекторним переходом і зумовлюють початковий колекторний фотострум I'_{Φ_K} . При цьому дірки переносяться в ділянку колектора, а електрони залишаються в базі. Оскільки базовий електрод вимкнено, то електрони нагромаджуються в базі та знижують потенціальний бар'єр емітерного переходу. Внаслідок цього через перехід інжектують дірки, більшість з яких досягають колекторного переходу та збільшують колекторний фотострум. Дифузійна складова струму у β разів більша порівняно з початковим фотострумом, який зумовлює цю складову, тобто у фототранзисторі відбувається підсилення фотоструму й загальний фотострум

$$I_{\Phi_K} = \beta I'_{\Phi_K} + I'_{\Phi_K} = (\beta + 1) I'_{\Phi_K}, \quad (8.28)$$

де β — коефіцієнт підсилення за струмом у схемі із загальним емітером.

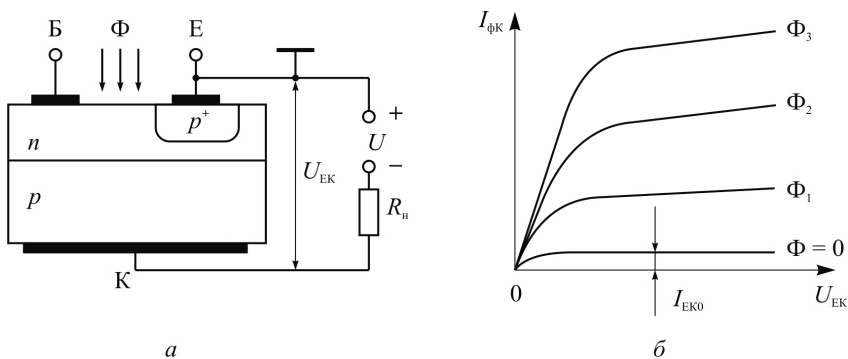


Рис. 8.18. Структура (а) та ВАХ (б) біполярного фототранзистора

Вольт-амперні характеристики фототранзистора $I_{\Phi_K} = f(U_{EK})|_{\Phi=\text{const}}$ аналогічні до вихідних характеристик звичайного транзистора, але замість струму бази параметром є світловий потік Φ (рис. 8.18, б). Якщо немає світлового потоку ($\Phi = 0$), у транзисторі протікає темновий струм, який дорівнює зворотному колекторному струму $I_T = I_{KE0}$.

Основною перевагою фототранзисторів є велике значення коефіцієнта інтегральної чутливості, який у β разів перевищує аналогічний показник фотодіодів.

Швидкодія фототранзисторів визначається переважно тривалістю життя неосновних носіїв заряду в базі та не перевищує $10^{-6} \dots 10^{-7}$ с.

Фототранзистор може працювати також у режимі з приєднаною базою. У цьому разі можна електрично керувати фотострумом. Однак у такому режимі зменшується інтегральна чутливість фототранзистора.

8.2.4.2. Складені фототранзистори

Більших значень підсилення та інтегральної чутливості можна досягти в складеному фототранзисторі, який є комбінацією двох біполярних транзисторів VT_1 і VT_2 (рис. 8.19). Такий прилад виготовляють як єдине ціле, він має три зовнішні виводи: базу, емітер і колектор.

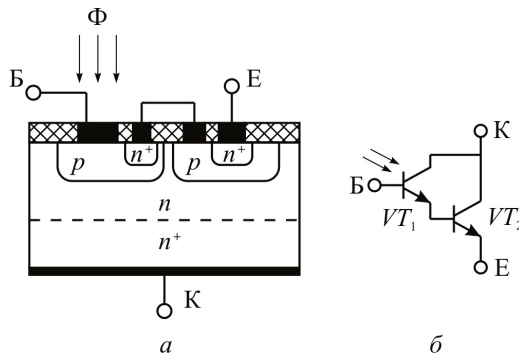


Рис. 8.19. Структура (а) і транзисторна схема заміщення (б) складеного фототранзистора

Складений фототранзистор також вмикають за схемою із загальним емітером і від'єднаною базою. Коефіцієнти підсилення окремих транзисторів дорівнюють відповідно β_1 і β_2 . Світловий потік поглинається в базі транзистора VT_1 і зумовлює початковий фото-

струм $I'_{\Phi_{К1}}$. Цей фотострум підсилюється в β_1 разів і загальний фотострум транзистора VT_1

$$I_{\Phi_{К1}} = I'_{\Phi_{К1}} + \beta I'_{\Phi_{К1}}$$

Струм бази транзистора VT_2 одночасно є струмом емітера транзистора VT_1 :

$$I_{\Phi_{Б2}} = I_{\Phi_{Е1}} \approx I'_{\Phi_{К1}}$$

Цей струм підсилюється транзистором VT_2 у β_2 разів і в колекторі VT_2 буде протікати фотострум

$$I_{\Phi_{К2}} = \beta_2 I_{\Phi_{Б2}}$$

Загальний фотострум складеного транзистора

$$\begin{aligned} I_{\Phi_{К}} &= I'_{\Phi_{К1}} + I'_{\Phi_{К2}} = I'_{\Phi_{К1}} + \beta_1 I'_{\Phi_{К1}} + \beta_2 I'_{\Phi_{К1}} + \beta_1 \beta_2 I'_{\Phi_{К1}} = \\ &= (1 + \beta_1 + \beta_2 + \beta_1 \beta_2) I'_{\Phi_{К1}} \approx \beta_1 \beta_2 I'_{\Phi_{К1}}. \end{aligned} \quad (8.29)$$

Коефіцієнт підсилення фотоструму в складеному транзисторі дорівнює відношенню загального струму колектора $I_{\Phi_{К}}$ до початкового фотоструму $I'_{\Phi_{К1}}$ транзистора VT_1 :

$$\beta = \frac{I_{\Phi_{К}}}{I'_{\Phi_{К1}}} \approx \beta_1 \beta_2. \quad (8.30)$$

Інтегральна чутливість складених транзисторів досягає декількох тисяч мА/лм.

8.2.4.3. Польові фототранзистори

Нарівні з біполярними фототранзисторами як фотоприймачі використовують польові фототранзистори з керувальним $p-n$ переходом (рис. 8.20). У таких транзисторах керування струмом стоку відбувається за допомогою світлового потоку. Світловий потік поглинається в ділянці затвора та $p-n$ переході. Поле $p-n$ переходу розділяє фотоносії та канал збагачується основними носіями, внаслідок чого збільшується струм стоку. Крім цього, під дією світлового потоку відбувається модуляція ширини каналу.

p-n перехід між заслоном і каналом можна розглядати як фотодіод, який зміщений у зворотному напрямі напругою U_3 . Під дією

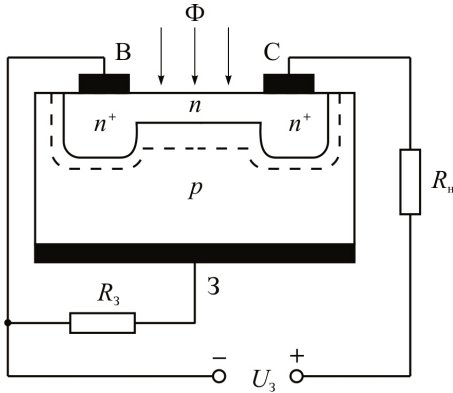


Рис. 8.20. Структура польового фототранзистора

світлового потоку в колі заслону протікає фотострум $I_{ф3}$ і утворює на опорі R_3 спад напруги, який дорівнює $I_{ф3}R_3$. Ця напруга напрямлена зустрічно напрузі зміщення U_3 . Сумарна напруга на *p-n* переході зменшується, зменшується його ширина, а ширина каналу збільшується, що зумовлює додаткове зростання струму.

Швидкодію польового фототранзистора визначають за швидкодією фотодіода затвор–канал і часом прольоту носіїв заряду через канал; вона становить $10^{-6} \dots 10^{-8}$ с.

Польові фототранзистори можуть також утворюватися на основі МДН-структур.

8.2.4.4. Фототиристри

Фототиристор є керованим тиристором, який перемикається із закритого стану у відкритий під дією світлового потоку. Фототиристри конструюють так, що поглинання випромінювання відбувається в базах B_1 та B_2 і колекторному *p-n* переході P_2 (рис. 8.21). Без випромінювання через фототиристор протікає струм I_{K0} . Фотоносії, що генеруються у фототиристорі, утворюють початковий фотострум через перехід $P_2 - I_{ф2}$. Цей струм зумовлює струми інжекції через переходи P_1 та P_3 , унаслідок чого збільшуються коефіцієнти підсилення α_1 та α_2 умовних транзисторів. Фототиристор умикається у відкритий стан так само, як і звичайний тиристор тоді, коли сума коефіцієнтів $(\alpha_1 + \alpha_2)$ дорівнює одиниці.

Одним з основних параметрів фототиристорів є пороговий потік випромінювання, під час якого він гарантовано вмикається для заданої напруги на аноді.

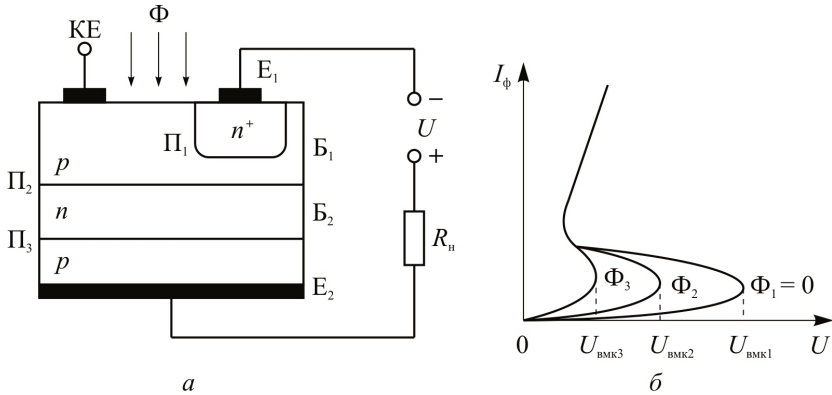


Рис. 8.21. Структура (а) та ВАХ (б) фототиристора

Час перемикання фототиристора становить $10^{-4} \dots 10^{-6}$ с.

8.3. Світловипромінювальні прилади

Світловипромінювальні прилади — це напівпровідникові прилади, які перетворюють електричну енергію в енергію оптичного випромінювання. В основу функціонування світловипромінювальних приладів покладено явище люмінесценції в напівпровідниках.

8.3.1. Люмінесценція

Люмінесценція — це оптичне випромінювання, інтенсивність якого перевищує інтенсивність теплового випромінювання за заданої температури та продовжується протягом часу, який значно перевищує період світлових коливань після припинення збудження, що зумовило це випромінювання. Явище люмінесценції ґрунтується на квантових переходах частинок із збудженого стану в нормальний стан, тобто з переходом частинок з більш високого на більш низький енергетичний рівень.

Залежно від виду збудження люмінесценцію поділяють на такі види:

- фотолюмінесценцію (збудження оптичним випромінюванням);
- катодолюмінесценцію (збудження електронами);

— радіаційну люмінесценцію (збудження проникаючою радіацією);
 — електролюмінесценцію (збудження електричним струмом або електричним полем) та ін.

У напівпровідникових випромінювальних приладах використовують явище електролюмінесценції.

Основні квантові переходи в напівпровіднику зображено на рис. 8.22. Ці переходи можна класифікувати таким чином:

1. Міжзонні переходи, які зумовлюють власне випромінювання з енергією, близькою до ширини забороненої зони.
2. Міжзонні переходи “гарячих” електронів, які зумовлюють випромінювання з енергією, більшою від ширини забороненої зони.
3. Переходи між зоною та домішковими рівнями й міждомішкові переходи, які зумовлюють випромінювання з енергією, меншою за ширину забороненої зони.
4. Внутрішньозонні переходи “гарячих” носіїв.

Як правило, люмінесценція включає в себе три етапи: на першому етапі за рахунок енергії збудження електрон з нижнього рівня E_1 переноситься на вищий рівень збудження E_3 ; на другому етапі електрон з рівня E_3 переходить на метастабільний рівень E_2 (центр світіння). На третьому етапі електрон з рівня E_2 повертається на рівень E_1 з виділенням кванта випромінювання (рис. 8.23, *a*).

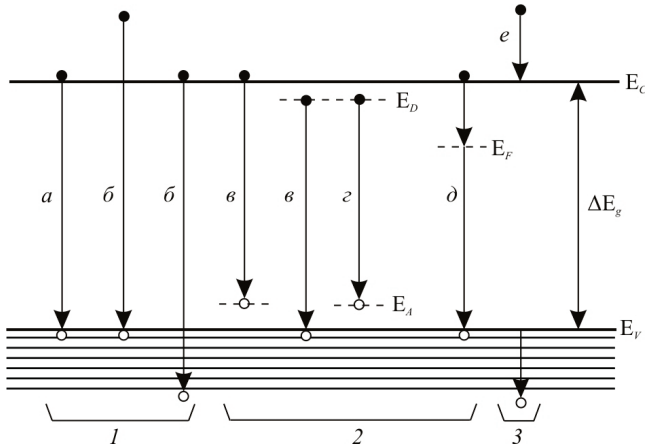


Рис. 8.22. Квантові переходи в напівпровіднику: *a* — міжзонні переходи; *б* — міжзонні переходи “гарячих” електронів; *в* — переходи зона–домішкові рівні; *г* — переходи між донорними та акцепторними рівнями; *д* — переходи через глибокі рівні; *e* — переходи “гарячих” електронів усередині зон

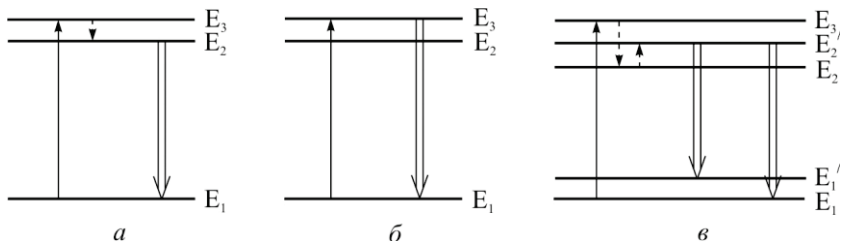


Рис. 8.23. Схеми випромінювання переходів у люмінесціювальній речовині: *а* — трирівнева; *б* — дворівнева; *в* — чотирирівнева

Окрім триетапної схеми люмінесценції, можлива дво- та чотириетапна.

За двоетапної схеми збуджений електрон безпосередньо з рівня збудження E_3 переходить на початковий рівень E_1 . Такий вид випромінювання називають резонансним (резонансна люмінесценція) (рис.8.23, *б*).

У разі чотириетапної схеми електрон з рівня E_1 закидається на рівень E_3 з наступним переходом на рівень E_2 . З рівня E_2 електрон унаслідок теплового збудження може переміститися на рівень E_2' . Випромінювальний перехід відбувається на проміжний рівень E_1' , або на рівень E_1 (рис. 8.23, *в*).

Довжина хвилі випромінювання дорівнює

$$\lambda = 1,23 / \Delta E,$$

де $\Delta E = E_2 - E_1$ [eV], λ [мкм].

Якщо перехід відбувається безпосередньо з дна зони провідності на верхній рівень валентної зони, тоді

$$\lambda = 1,23 / \Delta E_g,$$

де ΔE_g — ширина забороненої зони.

Не всі переходи можуть бути випромінювальними. Енергія, що виділяється під час переходу електрона на більш низький рівень, може передаватися кристалічній ґратці та витрачатися на нагрівання. До безвипромінювальних належать також переходи, наприклад, під час оже-рекомбінації, рекомбінації на глибоких центрах тощо.

Відношення кількості актів випромінювальної рекомбінації до загальної кількості носіїв заряду, які рекомбінують, називають квантовою ефективністю люмінесценції або внутрішнім квантовим виходом.

Внутрішній квантовий вихід $\eta_{\text{внт}}$ може бути виражений через час життя носіїв:

$$\eta_{\text{внт}} = \frac{R_{\text{випр}}}{R} = \frac{\tau_{\text{випр}}}{\tau_{\text{випр}} + \tau_{\text{безвипр}}}, \quad (8.31)$$

де $R_{\text{випр}}$ — швидкість випромінювальної рекомбінації; R — швидкість повної рекомбінації; $\tau_{\text{випр}}$, $\tau_{\text{безвипр}}$ — відповідно час життя носіїв у разі випромінювальної та безвипромінювальної рекомбінації.

Залежно від матеріалу напівпровідника, концентрації та властивостей домішок, умов збудження внутрішній квантовий вихід може змінюватися від часток відсотка до 100 %.

8.3.2.Світлодіоди

Принцип дії та конструкції. Світлодіод — це напівпровідниковий прилад некогерентного випромінювання в оптичному діапазоні довжин хвиль, принцип дії якого ґрунтується на явищі електролюмінесценції в напівпровідниках і призначений для роботи в пристроях відображення інформації, оптонарах і у волоконно-оптичних лініях зв'язку.

Світлодіоди можуть утворюватися на основі p - n переходів, переходів метал-напівпровідник і гетеропереходів.

Електролюмінесценція в світлодіодах може виникати через збудження внаслідок лавинного множення носіїв у p - n переході та тунелювання носіїв через p - n перехід за прямого та зворотного зміщень. Однак у світлодіодах використовують інжекційне збудження люмінесценції. За прямого зміщення p - n переходу в області p і n інjektується велика кількість неосновних носіїв, які виявляються в збудженому стані та інтенсивно рекомбінують.

Оскільки око людини чутливе до випромінювання в діапазоні довжин хвиль 0,38...0,78 мкм, то згідно з рівнянням (8.11) напівпровідникові матеріали для світлодіодів повинні мати ширину забороненої зони в межах 1,58...3,2 еВ.

Найбільш ймовірна випромінювальна рекомбінація в прямозонних напівпровідниках, у яких відбуваються переходи типу зона-зона. До таких матеріалів належать, наприклад, GaAs, InP. У непрямоzonних напівпровідниках ймовірність випромінювальної рекомбінації нехтовно мала.

Найбільший інтерес для утворення світлодіодів становить сполука $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$. Це зумовлено тим, що ширина забороненої зони цього матеріалу змінюється залежно від x . У разі зміни x від 0 до 1 ширина забороненої зони збільшується від 1,4 еВ до 2,7 еВ. Проте, якщо $x > 0,48$, цей матеріал стає непрямозонним і внутрішній квантовий вихід різко зменшується.

Для збільшення внутрішнього квантового виходу в непрямозонних напівпровідниках GaP , $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ (якщо $x > 0,45$) шляхом уведення азоту утворюють ізоелектронні екситонні центри (уловлювачі), через які відбувається випромінювальна рекомбінація. При цьому енергія кванта випромінювання відрізняється від ширини забороненої зони на енергію зв'язку екситону.

У найпростішому випадку світлодіод (рис. 8.24) є плоским p - n переходом з омичними контактами від бази та емітера. Емітером є сильнолегована область n , а базою — слабколегована область p .

За прямого зміщення p - n переходу в базу інжектуються електрони, нерівноважна концентрація яких визначається величиною прямого струму. Випромінювальна рекомбінація відбувається здебільшого в базі біля області об'ємного заряду.

Ефективність роботи світлодіода характеризується зовнішнім квантовим виходом $\eta_{\text{зовн}}$, під яким розуміють відношення кількості фотонів, що вийшли за межі випромінювача, до загальної кількості носіїв, які беруть участь у рекомбінації. Зовнішній квантовий вихід $\eta_{\text{зовн}}$ завжди менший від внутрішнього виходу $\eta_{\text{внт}}$.

Зменшення кількості фотонів, що вийшли в зовнішнє середовище, порівняно з кількістю, яка генерується в активній ділянці діода, спричиняється втратами на поглинання, втратами на повне внутрішнє відбиття й втратами на зворотнє і торцеве випромінювання (рис. 8.24).

Поглинання фотонів у напівпровіднику можуть зумовлювати різні види взаємодії.

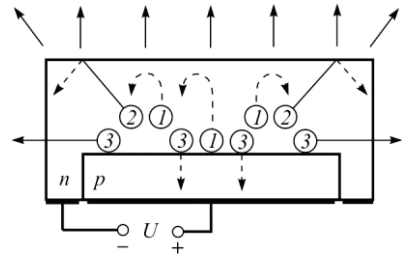


Рис. 8.24. Випромінювальний p - n перехід. Втрати оптичного випромінювання: 1 — на власне поглинання; 2 — на повне внутрішнє відбиття; 3 — на зворотнє й торцеве випромінювання

Енергія фотона може витрачатися на переведення електронів валентної зони на вищі енергетичні рівні зони провідності, на збудження домішкових рівнів (домішкове поглинання), на нагрівання кристалічної ґратки та на інші види взаємодії.

Втрати на повне внутрішнє відбиття відбуваються через заломлення світла на межі двох середовищ. Якщо випромінювання потрапляє на межу напівпровідник–повітря під кутом, більшим від критичного, відбувається повне внутрішнє відбивання та його самопоглинання. Критичний кут для GaAs становить 16° , а для GaP — 17° .

Фотони, що генеруються в активній частині бази, випромінюються рівноймовірно у всіх напрямках, зокрема й у бік підкладки та через бокові грані (рис. 8.24). Вибір матеріалу підкладки принципово важливий для конструювання світлодіодів. Якщо підкладка непрозора, тоді в ній може поглинатися до 85 % випромінювання, якщо ж підкладка оптично прозора, то фотони, проходячи крізь неї, відбиваються від тильного контакту та, заломлюючись, багаторазово можуть виходити через випромінювальну поверхню. Це може суттєво підвищити зовнішній квантовий вихід діода. Випромінювання через торцеві грані в звичайних світлодіодах некорисне і знижує $\eta_{\text{зовн}}$.

Для узгодження з волоконними оптичними лініями зв'язку в світлодіодах необхідно вживати спеціальних заходів для підсилення торцевого випромінювання. Для цього омічний контакт, який прилягає до торцевої грані, виготовляють у вигляді вузької смужки, під якою локалізуються інжекція носіїв заряду та випромінювальна рекомбінація. В цьому разі в місці виходу *p-n* переходу на торцеву грань буде переважати торцеве випромінювання.

Плоска конструкція світлодіода вирізняється простотою виготовлення та низькою вартістю, завдяки чому набула широкого використання в оптоелектроніці. Проте така конструкція має мале значення коефіцієнта $\eta_{\text{зовн}}$. Для збільшення зовнішнього квантового виходу розроблено складніші конструкції у вигляді півсфери, зрізаної сфери та параболоїда (рис. 8.25). У таких конструкціях кут падіння випромінювання завжди менший від критичного, а отже, майже не буває втрат на повне внутрішнє відбивання. Недоліками конструкцій є складність їх виготовлення та висока вартість.

Простішим способом підвищення зовнішнього квантового виходу є нанесення покриттів з оптично прозорих матеріалів з необхідною геометрією, яка має великий коефіцієнт заломлення.

Нині випускають світлодіоди, які перекривають весь спектр довжин хвиль видимого діапазону.

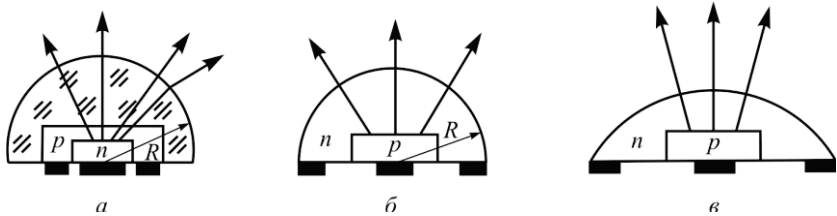


Рис. 8.25. Різновиди конструкцій світлодіодів: *a* — площинна з прозорим півсферичним покриттям; *б* — півсферична; *в* — параболічна

Крім світлодіодів, які випромінюють у видимому діапазоні довжин хвиль, промисловістю випускаються діоди інфрачервоного випромінювання. Їх виготовляють на основі напівпровідникових матеріалів, ширина забороненої зони яких менша за 1,5 еВ. Найбільш придатними для цього є GaAs, а також сполука $Ga_{1-x}Al_xAs$. Інфрачервоні діоди здебільшого призначені як випромінювачі в оптронах і волоконно-оптичних лініях зв'язку.

Основні характеристики та параметри світлодіодів. *Випромінювальна характеристика* $\Phi_e = f(I_{\text{пр}})$ — залежність потоку випромінювання від прямого струму світлодіода (рис. 8.26). У широкому діапазоні змінювання струму характеристика лінійна. Низька ефективність випромінювання за малих прямих струмів пояснюється переважним внеском безвипромінювальної рекомбінації на поверхні та в області об'ємного заряду *p-n* переходу. Із зростанням струму відбувається заповнення центрів безвипромінювальної рекомбінації та їх роль послаблюється. В інтервалі великих струмів характеристика стає сублінійною, відбувається насичення інтенсивності випромінювання. Це зумовлено тим, що за великих струмів відбувається заповнення центрів випромінювальної рекомбінації.

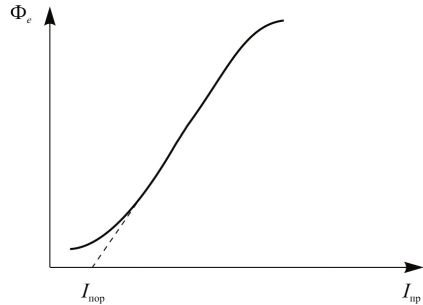


Рис. 8.26. Випромінювальна характеристика світлодіода

Особливою випромінювальною характеристикою із суперлінійною ділянкою за великих струмів вирізняється суперлюмінесцентний світлодіод. У такому діоді відбувається стимульоване випромінювання та в інтервалі великих струмів його характеристика близька до експоненціальної. Для діодів видимого діапазону на практиці частіше використовують яскравісну характеристику $L_V = f(I_{np})$. Характер цієї залежності такий самий, як і залежності $\Phi_e = f(I_{np})$.

Спектральна характеристика — $\Phi_e = f(\lambda)$ — залежність світлового потоку від довжини хвилі випромінювання. Спектральна характеристика визначає колір світіння світлодіода. Спектральні характеристики світлодіодів на основі різних матеріалів зображено на рис. 8.27.

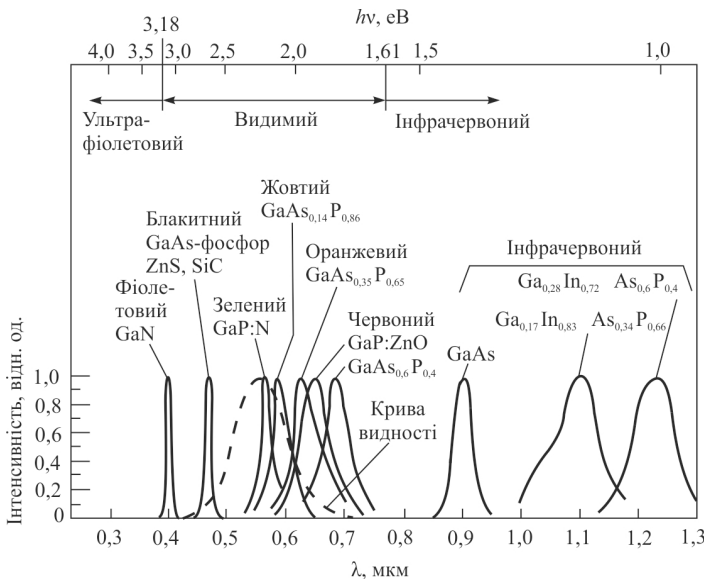


Рис. 8.27. Спектри випромінювання світлодіодів на основі різних матеріалів

Розроблені конструкції світлодіодів, що дозволяють керувати кольором світіння. Двоперехідну структуру діода з керованим світінням зображено на рис. 8.28. У кристалі GaP утворено два $p-n$ переходи. Напівпровідники підібрано таким чином, що один перехід випромінює червоний колір, а другий зелений. Змішування цих кольорів дає жовтий колір. Регулюючи значення струму через кожний перехід, можна змінювати колір світіння від жовто-зеленого до жовто-червоного, а також отримувати чисті — зелений та червоний кольори.

Другою принциповою можливістю керувати кольором світіння є підбір таких домішок, які утворювали б ізоелектронні центри світіння різних рівнів. Довжина хвилі випромінювання залежить від глибини залягання цих центрів, а інтенсивність випромінювання — від значення прямого струму. Керуванням прямим струмом можна домогтися відповідного кольору світіння діода.

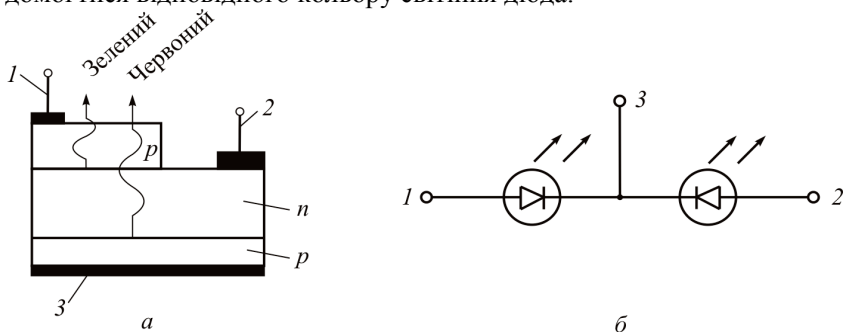


Рис. 8.28. Структура світлодіода з керуванням кольором світіння (а) та його схема заміщення (б): 1, 2 — емітерні електроди; 3 — базовий електрод

Діаграма напрямленості — $I_V = f(\Theta)$ — залежність сили кольору від напрямку випромінювання. Форма діаграми напрямленості залежить від геометрії випромінювача. Діаграми напрямленості для різних конструкцій світлодіодів показано на рис. 8.29.

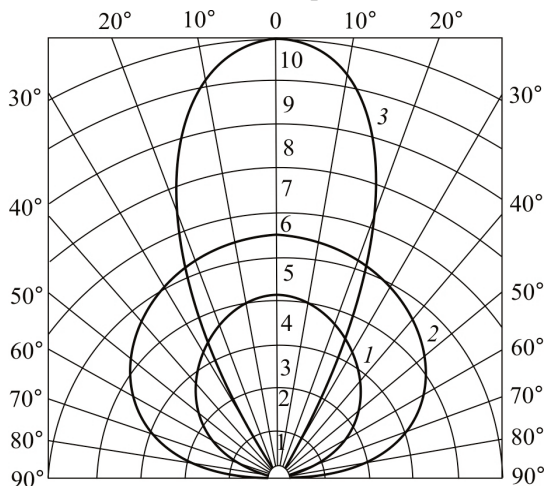


Рис. 8.29. Діаграма напрямленості різних конструкцій світлодіодів: 1 — плоскої; 2 — півсферичної; 3 — параболічної геометрії

Вольт-амперні характеристики — $I = f(U)$ — залежність струму через світлодіод від прикладеної напруги. Пряме падіння напруги визначається шириною забороненої зони початкового матеріалу (рис. 8.30). Світлодіоди утворюються на основі сильно-легованих матеріалів, тому мають малу допустиму зворотну напругу. Однак це не принципово, тому що світлодіоди працюють за прямого зміщення.

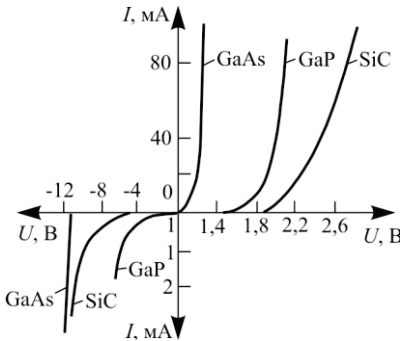


Рис. 8.30. Вольт-амперні характеристики світлодіодів на основі різних матеріалів

Однак це не принципово, тому що світлодіоди працюють за прямого зміщення.

До специфічних параметрів світлодіодів належать такі:

— довжина хвилі випромінювання λ_{\max} (мкм) — це довжина хвилі, яка відповідає максимуму спектральної характеристики світлодіода;

— сила світла I_V (кд) — густина світлового потоку на одиницю тілесного кута;

— кут випромінювання

(град) — плоский кут, у межах якого сила світла діода I_V становить не менше 50 % $I_{V\max}$;

— пороговий струм $I_{\text{пор}}$ (мА) — прямий струм діода, за якого починається помітне світіння світлодіода; дорівнює струму, який відсікається прямою апроксимації ват-амперної (яскравісної) характеристики на осі струмів (рис. 8.26).

Електричними параметрами світлодіода є також пряме падіння напруги $U_{\text{пр}}$, допустимий прямий струм $I_{\text{пр, доп}}$, допустима зворотна напруга $U_{\text{зв, доп}}$, час вмикання $\tau_{\text{вм}}$ і час вимикання $\tau_{\text{вим}}$.

Параметри $\tau_{\text{вм}}$ і $\tau_{\text{вим}}$ характеризують швидкодію світлодіода, яка визначається інерційністю процесу початку та закінчення випромінювання у разі подачі на діод прямокутного імпульсу струму. Інерційність визначається здебільшого часом нагромадження та розсмоктування неосновних носіїв у базі діода.

Для світлодіодів, призначених для візуального відображення інформації, швидкодія не має принципового значення, оскільки інерційність людського ока значно перевищує інерційність діодів. Швидкодія діодів в оптопарах і волоконно-оптичних лініях зв'язку має бути якомога вищою.

Параметри світлодіодів залежать від температури. Із підвищенням температури зменшується ширина забороненої зони напівпровідника, а отже, буде збільшуватися довжина хвилі випромінювання та зменшуватися потік випромінювання Φ_e .

8.3.3. Особливості світлодіодів на основі гетероструктур

Недоліками світлодіодів на основі гомопереходів є малий зовнішній квантовий вихід і низька швидкодія. Цих недоліків можна уникнути в світлодіодах на основі гетероструктур. Як відомо, коли контактують два напівпровідники з різною шириною забороненої зони, утворюється електричний перехід, який має різну висоту потенціального бар'єра для електронів і дірок (рис. 8.31). Можна підбирати такі пари напівпровідників, що інжекція носіїв заряду через перехід буде односторонньою, тобто коефіцієнт інжекції $\gamma=1$. Причому значення коефіцієнта інжекції не залежить від концентрації носіїв у сусідніх областях, тобто від ступеня легування емітера та бази. А це означає, що значення коефіцієнта інжекції не залежить від рівня інжекції в широких межах змінювання прямого струму. Це дозволяє варіювати концентрацію домішок в емітері та базі без погіршення інжекційної здатності гетеропереходу.

Емітер і база гетероструктури мають різні оптичні властивості. Спектральна характеристика вузькозонаної бази виявляється зсунутою в бік довгих хвиль відносно спектральної характеристики поглинання емітера (рис. 8.32). Тому

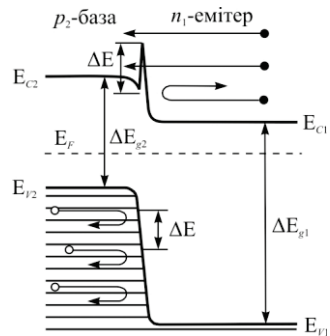


Рис. 8.31. Зонна діаграма випромінювальної гетероструктури

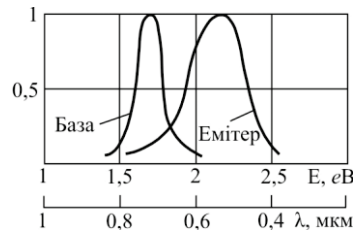


Рис. 8.32. Спектральна характеристика бази та емітера гетероструктури

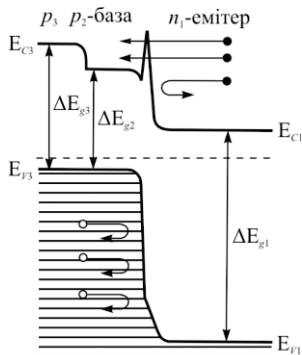


Рис. 8.33. Зонна діаграма випромінювальної подвійної гетероструктури

під час виведення випромінювання через емітер фотони не поглинаються.

Гетероструктури, які утворюються внаслідок контакту двох напівпровідників, називають одинарними. Додаткові можливості мають подвійні гетероструктури на основі трьох напівпровідників (рис. 8.33). У таких структурах утворюються два електричні переходи: основний перехід між широкозонним напівпровідником n_1 і вузькозонним p_2 та додатковий перехід між вузькозонним напівпровідником p_2 і широкозонним p_3 . Потенціальний бар'єр додаткового переходу перешкоджає виходу

інжектованих емітером n_1 електронів і вони нагромаджуються в базі p_2 . Таким чином, утворюється велика надмірна концентрація електронів в активній базі, що різко підвищує внутрішній квантовий вихід гетероструктури. Активну область бази виконують якомога тоншою (декілька мікрометрів), що дозволяє збільшити швидкодію вдвічі порівняно з швидкодією одинарних гетероструктур без зменшення потужності випромінювання.

Недоліком гетероструктур є складність конструкції та високі вимоги до технології виготовлення.

8.3.4. Напівпровідникові інжекційні лазери

Принцип дії та конструкція. *Напівпровідниковий інжекційний лазер (лазерний діод) — це напівпровідниковий прилад когерентного випромінювання в оптичному діапазоні довжин хвиль, принцип дії якого ґрунтується на явищі вимушеного (стимульованого) випромінювання в напівпровідниках.*

У найпростішому випадку напівпровідниковий лазер є p - n переходом на основі вироджених напівпровідників. Тому часто замість “лазер” використовують термін “лазерний діод”.

На відміну від світлодіодів, у яких випромінювання спричиняється спонтанною рекомбінацією нерівноважних носіїв заряду, в лазерах випро-

мінювання зумовлено стимульованою (вимушеною) рекомбінацією носіїв. Таке випромінювання також називають стимульованим або вимушеним.

Процес вимушеного випромінювання можна пояснити таким чином. Нехай під дією зовнішньої збуджувальної енергії частина електронів валентної зони з рівня E_1 перемістилася в зону провідності, а потім на рівень світіння E_2 (див. рис. 8.23). З цього рівня електрони спонтанно переходять на рівень E_1 з випромінюванням фотонів. Момент і напрям випромінювання кожного фотона різні, тому таке випромінювання некогерентне та описується середньостатистичними параметрами.

Якщо на напівпровідник у збудженому стані діє зовнішнє випромінювання, то його фотони взаємодіють з електронами, які перебувають на рівні E_2 і змушують їх переміститися на рівень E_1 . При цьому відбувається випускання нових (вимушених) фотонів, частота, фаза та напрямленість випромінювання яких повністю збігаються з випромінюванням вимушених фотонів. Таке випромінювання когерентне в часі та просторі. Вимушені фотони, взаємодіючи зі збудженими атомами, не втрачають енергії, вони тільки стимулюють випромінювальні переходи та утворення нових фотонів.

Якщо кількість вимушених переходів більша від кількості спонтанних переходів і переходів, зумовлених поглинанням стимулюючих фотонів, тоді відбувається підсилення вимушеного випромінювання. Таке підсилення називають *лазерним*.

Лазерне підсилення пояснюється тим, що вимушене випромінювання, яке поширюється в напівпровіднику, отримує енергію від вимушених переходів більшу, ніж втрачає на поглинання.

Лазерне підсилення можливе тільки в тому випадку, якщо кількість збуджених атомів у напівпровіднику більша, ніж незбуджених.

Термін “*laser*” утворено від перших букв англійської фрази *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* — підсилення світлових хвиль за допомогою стимульованого випромінювання.

В умовах термодинамічної рівноваги заповнення електронами рівнів (населеність рівнів) підпорядковується статистиці Максвелла–Больцмана:

$$n_1 = N_0 e^{-\frac{E_1 - E_F}{kT}} ; \quad n_2 = N_0 e^{-\frac{E_2 - E_F}{kT}} , \quad (8.32)$$

де n_1 — кількість електронів незбуджених атомів у стані E_1 ; n_2 — кількість електронів збуджених атомів у стані E_2 ; N_0 — загальна кількість атомів; E_F — енергія рівня Фермі. При цьому різниця

$$\Delta n = n_2 - n_1 = n_1 \left(e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} - 1 \right), \quad (8.33)$$

від'ємна, тобто $n_2 < n_1$.

Стан напівпровідника, в якому Δn додатне, тобто $n_2 > n_1$, називають *інверсною населеністю*.

Формально із формули (8.33) випливає, що інверсна населеність може бути досягнута за від'ємної абсолютної температури, тому такий стан називають ще станом з від'ємною температурою.

Інверсну населеність можна утворити дією на напівпровідник енергії зовнішнього джерела.

Процес збудження атомів напівпровідника, за якого досягається інверсна населеність, називають *накачуванням*.

Існують різні методи накачування: оптичне накачування, тобто збудження атомів дією випромінювання зовнішнього випромінювача; накачування сильним електричним полем, за якого відбувається лавинне множення носіїв; накачування електронним бомбардуванням; накачування інжекцією носіїв за прямого зміщення і т.ін. Останній метод використовують в інжекційних лазерах.

Середовище, в якому утворюється інверсна населеність, називають *активним середовищем*.

Відмітною особливістю інжекційних лазерів від світлодіодів є те, що вимушене випромінювання в лазерах настає за значно більшої густини струмів, ніж спонтанне випромінювання в діодах. Велика густина струмів необхідна для утворення інверсної населеності в напівпровіднику.

Зі збільшенням густини струму через *p-n* перехід може виникнути вимушене випромінювання під дією власного спонтанного випромінювання, тобто лазер може працювати як генератор оптичних коливань.

Прямий струм, за якого відбувається самозбудження лазера, називають *пороговим*.

Для підтримання незагасальних коливань у лазері, як і в генераторі радіоколивань, необхідно забезпечити додатний зворотний зв'язок. Як елементи зворотного зв'язку використовують відбивальні дзеркала оптичного резонатора.

Найпростішу конструкцію інжекційного лазера зображено на рис. 8.34. Кристал у вигляді паралелепіпеда розміщено на молібденовій пластині, яка покрита золотом. Пластина є електродом і тепловідводом.

Випромінювачем є область p - n переходу, утвореного виродженими напівпровідниками. Дві протилежні грані кристала паралельні, ретельно відполіровані та використовуються як відбивальні дзеркала резонатора. Відстань L вибирають такою, щоб між дзеркалами вкладавалася ціла кількість півхвиль i в резонаторі устанавлюються стоячі хвилі. Ця відстань залежно від матеріалу напівпровідника становить частки або одиниці міліметрів. Одне із дзеркал виготовляють напівпрозорим для виведення випромінювання. Дві інші грані кристала мають скіс, щоб між ними не виникала генерація оптичних коливань. Схему збудження оптичних коливань у резонаторі показано на рис. 8.35. Деякі фотони, які зумовлені спонтанною рекомбінацією, рухаються в площині p - n переходу в напрямі, перпендикулярному до дзеркал. Якщо в напівпровіднику утворена інверсна населеність, то ці фотони стимулюють утворення нових (вимушених) фотонів, які рухаються в тому ж напрямі. Частина фотонів через напівпрозоре дзеркало випромінюється у зовнішній простір, а частина відбивається та рухається в протилежному напрямі, зумовлюючи при цьому утворення нових фотонів. Під час поздовжнього руху частина фотонів поглинається. Для підтримання незагасальних коливань у резонаторі необхідно, щоб кількість відбитих фотонів перевищувала кількість поглинутих. Зростання лавини фотонів за багаторазового відбивання від дзеркал продовжуватиметься доти, доки в процес не будуть задіяні всі інверсні електрони.

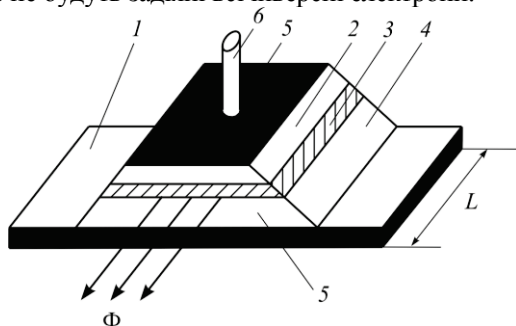


Рис. 8.34. Конструкція інжекційного напівпровідникового лазера:
 1 — молібденова підкладка; 2 — n -область; 3 — активна область; 4 — p -область; 5 — відбивальні поверхні (дзеркала резонатора); 6 — верхній електрод

Для виготовлення напівпровідникових лазерів найчастіше використовують арсенід галію, арсенід індію, фосфід індію та тверді розчини $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Лазери с гомогенними переходами мають суттєві недоліки: 1) у разі високих рівнів інжекції (великої густини струмів) зменшується коефіцієнт інжекції p - n переходу; 2) межі активного середовища чітко не визначені, оскільки випромінювальною є не тільки область самого переходу, але й прилегла до нього область бази; 3) інверсна населеність досягається тільки за великої густини прямих струмів; 4) робота в неперервному режимі можлива тільки за низьких температур і т.ін.

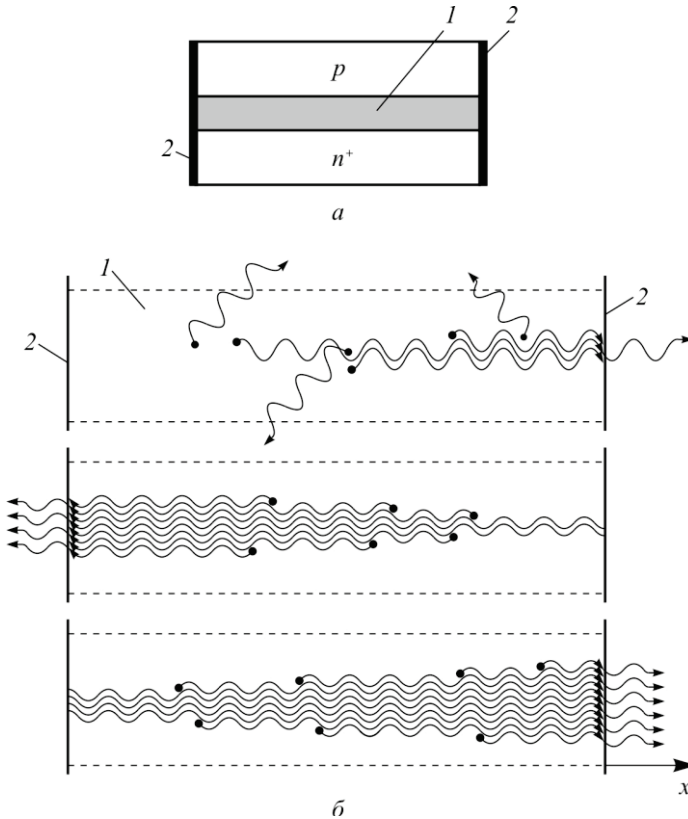


Рис. 8.35. Структура напівпровідникового інжекційного лазера (а) та схема процесу утворення фотонної лавини в оптичному резонаторі (б): 1 — активна область з інверсною населеністю; 2 — відбивальні поверхні кристала напівпровідника

Інверсну населеність за меншої густини струмів можна утворити на основі гетероструктур. Поширення набули лазери на основі подвійних

гетероструктур (лазери ПГС), у яких вузькозонна база p_2 (активна область) розміщується між широкозонним емітером n_1 і широкозонною областю p_3 (див. рис. 8.33). Для неосновних носіїв електронів база є потенціальною ямою. Електрони, що інжектуються емітером n_1 , нагромаджуються в базі й там їх концентрація на декілька порядків може бути більшою, ніж в емітері, що й забезпечує інверсну населеність.

Діелектрична проникність і коефіцієнт заломлення бази та крайніх областей різні, тому на їх межах відбувається повне внутрішнє відбивання (хвильовий ефект), що підвищує ККД лазерів.

Основні характеристики та параметри лазерів. Для лазерів вводяться такі самі характеристики та параметри, як і для світлодіодів.

Випромінювальна характеристика — $\Phi_e = f(I_{\text{пр}})$ — залежність світлового потоку від прямого струму. За малих прямих струмів характеристика має такий же вигляд, як і світлодіодів. Якщо струми більші від порогового, характеристика переходить в суперлінійну і стає близькою до експоненти. Так само, як і для світлодіодів, використовують яскравісну характеристику $L_e = f(I_{\text{пр}})$. Якісно ці характеристики збігаються.

Спектральна характеристика — $\Phi_e = f(\lambda)$ — залежність світлового потоку від довжини хвилі. У разі малих струмів характеристика така сама, що й характеристика світлодіода. Якщо струми більші від порогового, випромінювання стає когерентним і характеристика різко звужується (рис. 8.36).

Діаграма напрямленості — $I_e = f(\theta)$ — характеризує просторовий розподіл лазерного випромінювання. Діаграма напрямленості інжекційних лазерів значно вужча, ніж фотодіодів (рис. 8.37). Кутове розходження випромінювання становить декілька градусів. Наприклад, для лазерів з відстанню між дзеркалами $L = 0,1$ мм і шириною

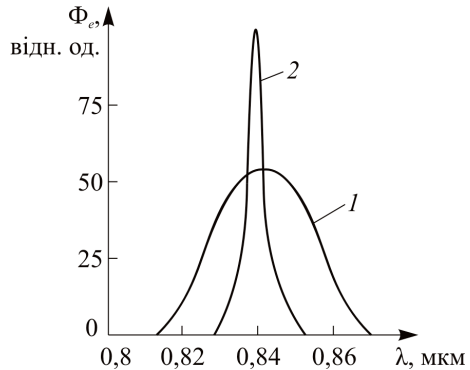


Рис. 8.36. Спектральна характеристика інжекційного інфрачервоного лазера на основі арсеніду галію за температури 77 К: 1 — струм, нижчий від порогового (діодний режим); 2 — струм, вищий від порогового (лазерний режим)

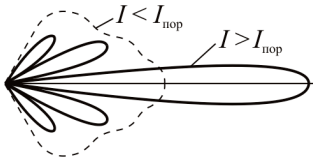


Рис. 8.37. Діаграми напрямленості лазера

p - n переходу 1 мкм кутове розходження в площині переходу становить 1° , а в перпендикулярній площині — $5^\circ \dots 6^\circ$.

Пороговий струм — $I_{\text{пор}}$ — це прямий струм через p - n перехід лазера, за якого починається його самозбудження.

Пороговий струм значною мірою залежить від структури лазера і температури.

У лазерах на основі GaAs густина порогового струму за температури 4,2 К дорівнює 10 А/см^2 , а за температури 300 К — 10^4 А/см^2 . Тому такі лазери за кімнатної температури можуть працювати тільки в імпульсному режимі. В лазерах на гетероструктурах GaAs(n)-GaAs(p)-AlGaAs(p) густина порогового струму майже на два порядки нижча, ніж у лазерах з гомопереходами, що дозволяє їм працювати в неперервному режимі за кімнатної температури.

Важливим параметром лазера є *коефіцієнт корисної дії*. За цим параметром інжекційні лазери переважають газові й твердотільні діелектричні лазери. Коефіцієнт корисної дії інжекційних лазерів на основі GaAs досягає 70 %, у той час, як ККД газових і твердотільних діелектричних лазерів не перевищує 1 %.

8.4. Фотоелектричні елементи

Альтернативою традиційним джерелам енергії може бути енергія сонячного випромінювання. Кожну секунду внаслідок термоядерної реакції на Сонці виділяється $4 \cdot 10^{20}$ Дж енергії. Частина цієї енергії у вигляді випромінювання доходить до поверхні землі. Інтенсивність сонячного випромінювання в різних місцях земної поверхні неоднорівна та залежить від ряду факторів. У вільному середовищі на відстані Землі від Сонця інтенсивність випромінювання дорівнює 1353 Вт/м^2 . Цю величину називають сонячною константою. Під час проходження випромінювання через атмосферу Землі його інтенсивність зменшується. Втрати спричинені розсіюванням на частинках пилу та аерозолях, а також поглинанням інфрачервоного випромінювання паровою водою та ультрафіолетового випромінювання озоном.

Ступінь впливу атмосфери на інтенсивність сонячного випромінювання характеризується *повітряною масою (AM)*. Інтенсивність випромінювання у вільному середовищі за межами земної атмосфери 1353 Вт/м^2 відповідає нульовій повітряній масі (*AM0*). Інтенсивність випромінювання на земній поверхні на екваторі, коли Сонце перебуває у зеніті, становить 925 Вт/м^2 і відповідає повітряній масі *AM1*. Якщо кут між Сонцем і зенітом становить 45° , то інтенсивність випромінювання дорівнюватиме 844 Вт/м^2 (*AM1,5*), а якщо кут становить 60° , то — 691 Вт/м^2 (*AM2*). Середня інтенсивність сонячного випромінювання на території України відповідає повітряній масі *AM1,5*.

Фотоелектричні елементи дозволяють перетворювати енергію сонячного випромінювання безпосередньо в електричну енергію. Послідовним і паралельним з'єднаннями фотоелементів створюють сонячні батареї, які широко використовують як автономні джерела живлення на космічних об'єктах. Натепер сонячні батареї створюють здебільшого на основі кремнію.

8.4.1. Структура та принцип дії

Фотоелектричний елемент (фотоперетворювач) — це напівпровідниковий прилад, принцип дії якого ґрунтується на розділенні фотоносіїв електричним полем випрямного переходу та призначений для безпосереднього перетворення енергії сонячного випромінювання в електричну енергію.

Фотоелектричні елементи створюють на основі *p-n* переходів, переходів метал-напівпровідник, гетеропереходів і на МДН-структурах.

Розглянемо роботу фотоелемента на основі *p-n* переходу, структуру та найпростішу конструкцію якого показано на рис. 8.38. *P-n* перехід формують методом дифузії фосфору або сурми в початковій пластині кремнію *p*-типу. Нижній омичний контакт виготовляють у вигляді суцільної металізації, а верхній — у вигляді гребінки. Така конструкція забезпечує малий послідовний опір фотоелемента й досить велику відкриту поверхню напівпровідника для опромінення світловим потоком. На активну поверхню фотоелемента наносять покриття, яке прозоре для світлового потоку.

Під дією квантів світла в області просторового заряду та прилеглих до нього шарів областей p і n відбувається генерація фотоносіїв, які розділяються електричним полем p - n переходу: дірки переходять в область p , а електрони — в область n . Унаслідок цього в області p утворюється надмірна концентрація позитивних зарядів дірок, а в області n — негативних зарядів електронів і між ними виникає різниця потенціалів, яку називають фотоелектрорушійною силою (фото-ЕРС). Таким чином, енергія квантів світла перетворюється в електричну енергію та фотоелемент можна використовувати як джерело електроживлення.

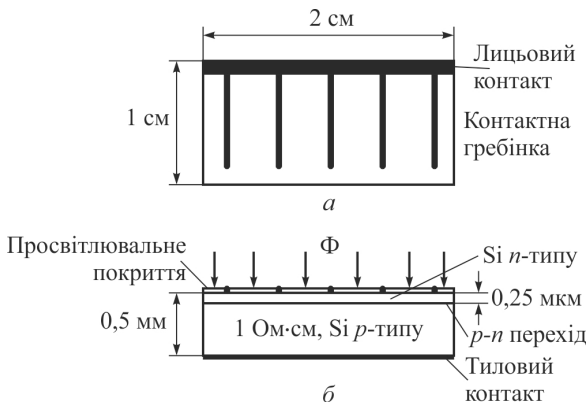


Рис. 8.38. Схематичне зображення конструкції кремнієвого фотоелемента

Фото-ЕРС тим більша, чим більше фотоносіїв буде нагромаджуватися в сусідніх областях p - n переходу. Проте процес нагромадження надмірних фотоносіїв обмежений. Фото-ЕРС знижує потенціальний бар'єр p - n переходу, внаслідок чого починається дифузія дірок з області p в область n і електронів з області n в область p . У сталому (квазірівноважному) стані зустрічні дрейфовий та дифузійний потоки носіїв зрівноважують один одного; фото-ЕРС досягає певного значення та залишається сталою. Зі зростанням світлового потоку збільшується кількість фотоносіїв і збільшується фото-ЕРС. Граничне значення фото-ЕРС не може бути більшим від висоти потенціального бар'єра p - n переходу.

Роль кожної області p - n переходу у фотовідгуку не однакова. Глибина поглинання фотоносіїв у напівпровіднику залежить від їх

енергії: чим більша енергія, тим менша глибина поглинання. Тому генерація фотонів у лицьовому шарі n відбувається здебільшого під дією короткохвильового випромінювання, а в базовій області — під дією довгохвильового випромінювання сонячного спектра.

8.4.2. Основні параметри та характеристики

Вольт-амперні характеристики фотоелемента мають такий самий вираз, що й характеристики фотодіода. Режиму генерації фото-ЕРС відповідають ділянки ВАХ, які розміщені в четвертому квадранті.

Якщо замкнути зовнішнє коло фотоелемента, то в ньому потече електричний струм, величина якого буде залежати від опору навантаження R_n (див. рис. 8.12). Якщо $R_n = 0$, то в колі буде протікати максимальний електричний струм, який називають *струмом короткого замикання* — $I_{ф.к.з.}$. За розімкненого зовнішнього кола на затискачах фотоелемента буде діяти максимальна фото-ЕРС, яку називають напругою холостого ходу — $U_{ф.х.х}$ (див. рис. 8.12). Струм короткого замикання фотоелемента визначають за формулою (8.25) за умови $U = 0$:

$$I_{к.з.} = I_{\phi}, \quad (8.34)$$

а напруга холостого ходу за умови $I = 0$

$$U_{х.х} = \varphi_T \ln \left(\frac{I_{\phi}}{I_0} + 1 \right). \quad (8.35)$$

Густина струму короткого замикання та напруга холостого ходу залежать від рівня освітленості. За освітленості $AM1,5$ густина струму короткого замикання кремнієвого фотоелемента може досягти 30 мА/см^2 , а напруга холостого ходу — $0,5 \text{ В}$.

Максимальна потужність фотоелемента, яка віддається в навантаження, дорівнює площі закресленого прямокутника (рис. 8.39) і досягається підбором оптимального опору навантаження R_n .

Ефективність роботи фотоелемента характеризується фактором (коефіцієнтом) заповнення F , який дорівнює відношенню потужності в навантаженні до максимально можливої потужності:

$$F = \frac{I_{\phi,n} U_n}{I_{\phi,к.з.} U_{х.х}}, \quad (8.36)$$

де $I_{\text{ф.н}}$, $U_{\text{н}}$ — фотострум і напруга навантаження. На рис. 8.39 це відповідає відношенню площі закресленого прямокутника до площі прямокутника зі сторонами $I_{\text{ф.к.з}}$ і $U_{\text{х.х}}$.

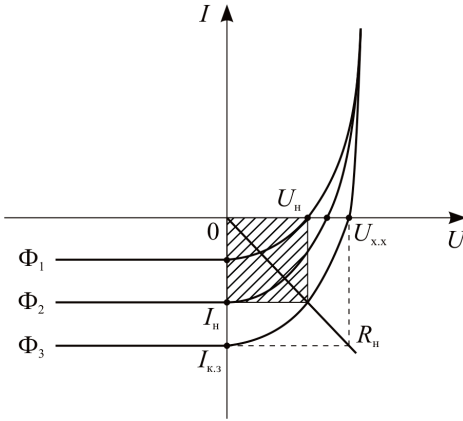


Рис. 8.39. Прямокутник навантаження фотоелемента

Спектральна характеристика — залежність струму короткого замикання від довжини хвилі оптичного випромінювання $I_{\text{ф.к.з}} = f(\lambda)$. Спектральні характеристики фотоелементів подібні до характеристик фотодіодів, виготовлених з одного й того ж матеріалу. Особливістю кремнієвих фотоелементів є те, що максимум спектральної характеристики майже відповідає максимуму розподілу енергії сонячного випромінювання. Саме тому кремнієві фотоелементи використовують для створення сонячних батарей.

Коефіцієнт корисної дії — це відношення максимальної потужності, яку можна отримати від фотоелемента, до потужності оптичного випромінювання, яке падає на робочу поверхню фотоелемента:

Світлові характеристики — це залежність напруги $U_{\text{х.х}}$ і струму $I_{\text{ф.к.з}}$ від світлового потоку Φ (рис. 8.40). Ці характеристики нелінійні. Зі збільшенням світлового потоку Φ зростання $I_{\text{ф.к.з}}$ і $U_{\text{х.х}}$ сповільнюється. Це пояснюється тим, що висота потенціального бар'єра p - n переходу нелінійно залежить від конструкції фотодіодів і зі збільшенням Φ зменшується до нуля.

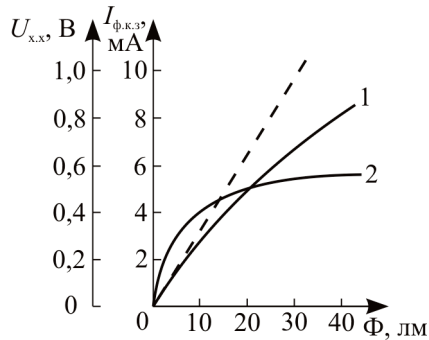


Рис. 8.40. Світлові характеристики фотоелемента

$$\text{ККД} = \frac{P_{\max}}{P_{\text{пад}}}. \quad (8.37)$$

Потужність, яка віддається фотоелементом,

$$P = IU = I_0 \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right) U - I_{\Phi} U. \quad (8.38)$$

Максимальна потужність фотоелемента відповідає режиму, коли струм і напруга мають максимальні значення. Ці значення можна визначити з умови $\frac{dP}{dU} = 0$:

$$\frac{dP}{dU} = I_0 \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right) + I_0 \frac{U}{\varphi_T} e^{\frac{U}{\varphi_T}} - I_{\Phi} = 0. \quad (8.39)$$

Звідси, ураховуючи рівняння (8.34) і (8.35), отримаємо $I_{\Phi \max}$ і U_{\max} :

$$I_{\Phi \max} = I_0 \frac{U_{\max}}{\varphi_T} e^{\frac{U_{\max}}{\varphi_T}}; \quad (8.40)$$

$$U_{\max} = U_{x.x} - \varphi_T \ln \left(\frac{U_{\max}}{\varphi_T} + 1 \right). \quad (8.41)$$

Помноживши рівняння (8.40) на (8.41) і врахувавши, що $\frac{U_{\max}}{\varphi_T} \gg 1$, дістанемо вираз максимальної потужності фотоелемента:

$$P_{\max} = I_{\Phi \max} \left[U_{x.x} - \varphi_T \ln \left(\frac{U_{\max}}{\varphi_T} + 1 \right) \right] = I_{\Phi \max} \frac{E_{\max}}{q}, \quad (8.42)$$

де E_{\max} відповідає енергії фотона, яка передається носію заряду; $I_{\Phi \max} = qG(L_n + L_p)S$. Таким чином, ККД фотоелемента становить:

$$\text{ККД} = \frac{I_{\Phi \max} (E_{\max} / q)}{P_{\text{пад}}}. \quad (8.43)$$

Теоретичний ККД ідеалізованого кремнієвого фотоелемента з площинною активною поверхнею за освітленості $AM1,5$ становить близько 30 %. У реальних фотоелементах ККД виявляється меншим від теоретичного й натепер не перевищує 15 %.

Основні причини, які призводять до зниження ККД такі: відбивання частини випромінювання від поверхні фотоелемента, поглинання квантів світла без утворення фотоносіїв, втрата частини фотоносіїв унаслідок їх рекомбінації до розділення полем $p-n$ переходу, втрата потужності під час проходження струму через опір бази та опір витікання (див. рис. 8.24).

8.4.3. Різновиди фотоелементів

Розглянемо деякі конструктивно-технологічні особливості фотоелементів, направлені на підвищення ККД.

Граничне значення $U_{x,x}$, як відомо, визначається висотою потенціального бар'єра $p-n$ переходу ϕ_0 . Тому кремнієві фотоелементи створюють на основі односторонніх p^+-n , або n^+-p переходів, ϕ_0 яких вищі, ніж звичайних $p-n$ переходів. Варто враховувати, що довжина дифузії фотоносіїв у сильнолегованих областях p^+ або n^+ зменшується і, щоб носії змогли досягнути $p-n$ переходу, верхня ділянка фотоелемента має бути дуже тонкою.

Частина лицьової поверхні конструкції фотоелемента затінена металевими електродами і не бере участі в фотовідгуку (див. рис. 8.38). Цього недоліку позбавлена конструкція, обидва електроди якої

розміщені з тильного боку фотоелемента (рис. 8.41).

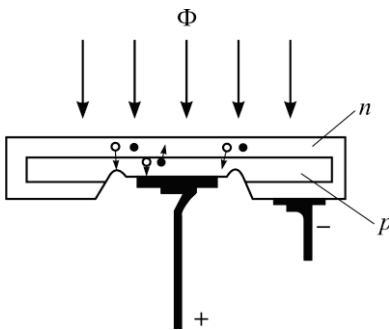


Рис. 8.41. Конструкція фотоелемента з електродами з тильного боку

Кращі характеристики порівняно з розглянутими мають фотоелементи зі структурою n^+-p-p^+ , зонну діаграму яких показано на рис. 8.42. Особливістю такої структури є те, що поблизу тильного боку n^+-p структури методом дифузії формують додатковий тонкий шар p^+ -типу. Між цим шаром і базовою областю p -типу створюється потенціальний бар'єр ϕ_2 , який перешкоджає виходу носіїв на тильний омичний контакт.

У такому разі відсутній безпосередній контакт p -області з металевим електродом, що знижує швидкість рекомбінації

фотонісів i , таким чином, збільшує струм короткого замикання $I_{ф.к.з.}$. Крім того, підвищується напруга $U_{x.x.}$, оскільки загальний потенціальний бар'єр фотоелемента буде дорівнювати сумі потенціальних бар'єрів $\phi_1 + \phi_2$ (рис. 8.42).

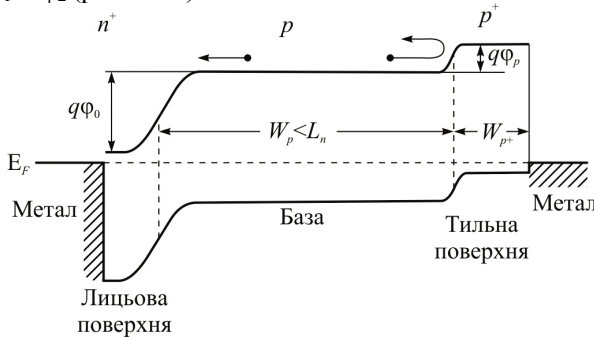


Рис. 8.42. Зонна діаграма n^+p-p^+ фотоелемента з бар'єром поблизу тильної поверхні

Для зменшення втрат на відбиття на лицьовій поверхні фотоелемента методом анізотропного травлення утворюють рельєф у вигляді пірамід, а на тильний бік наносять відбивальне покриття (рис. 8.43). Світло, падаючи на текстуровану поверхню, внаслідок багаторазового відбивання від пірамід і наступного відбивання від тильного боку поглинається напівпровідником. Таким чином, можна зменшити коефіцієнт відбиття з 35 % для чистого кремнію з гладкою поверхнею до 20 %.

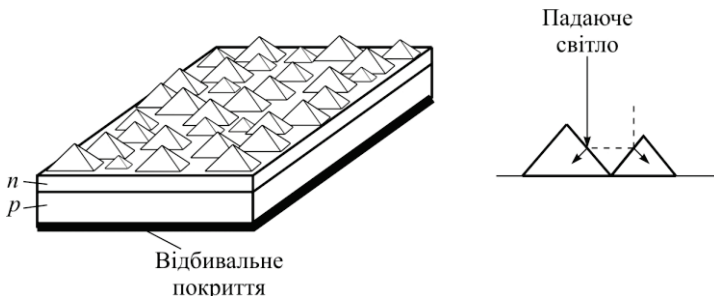


Рис. 8.43. Фотоелемент з пірамідальною поверхнею

У фотоелементах на основі гомопереходів фотовідгук зумовлюється поглинанням фотонів, енергія яких дорівнює або більша від

ширини забороненої зони напівпровідника. Для фотонів з меншою енергією напівпровідник оптично прозорий і такі фотони не беруть участі у генерації фотоносіїв. Принципово розширити спектр поглинання можна в фотоелементах на основі гетеропереходів. Така можливість впливає із розбіжності ширини забороненої зони напівпровідників, які утворюють перехід. Енергетичну діаграму n - p гетеропереходу в рівноважному стані, у якому ширина забороненої зони ΔE_{g1} більша від ΔE_{g2} , показано на рис. 8.44. Якщо світловий потік падає на фотоелемент з боку широкозонного n -напівпровідника, то фотони з енергією менші від ΔE_{g1} , проте більші за ΔE_{g2} будуть вільно проходити через n -напівпровідник і поглинатись вузькозонним p -напівпровідником. При цьому фотоносії, які генеруються в p -області та в області просторового заряду, розділяються полем переходу та утворюють фото-ЕРС. Фотони з енергією більшою від ΔE_{g1} поглинаються здебільшого у широкозонному n -напівпровіднику. Фотоносії, які генеруються при цьому, розділяються полем переходу й також утворюють фото-ЕРС. Таким чином, підвищується ефективність перетворення сонячної енергії та ККД фотоелемента. Фотоелементи з гетеропереходами створюють на основі арсеніду галію та його сполук.

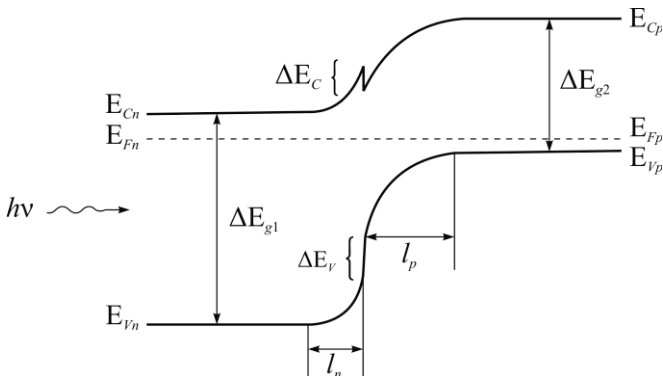


Рис. 8.44. Зонна діаграма фотоелемента з гетероструктурою

Крім розглянутих, розроблено й інші конструкції фотоелементів, зокрема елементи на основі переходів з бар'єром Шотткі, МДН-фотоелементи, тонкоплівкові фотоелементи, фотоелементи на основі аморфного кремнію.

Підвищити ефективність фотоелемента можна підсиленням світлового потоку, падаючого на його поверхню. Із збільшенням світлового потоку підвищуються напруга $U_{x,x}$, струм $I_{ф.к.з}$ і, як наслідок, ККД. Для підсилення світлового потоку фотоелементи та сонячні батареї поєднують з концентратами сонячного випромінювання, які являють собою оптичні дзеркала та лінзи. За допомогою концентраторів можна збільшити потік випромінювання на одиниці площі в сотні разів і таким чином підвищити ККД і вихідну потужність фотоелементів і сонячних батарей.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Наведіть визначення оптоелектронних приладів і їх класи.
2. Якими параметрами характеризують оптичне випромінювання?
3. Який зв'язок між світловими та енергетичними параметрами оптичного випромінювання?
4. Наведіть визначення фотоелектричних напівпровідникових приймачів оптичного випромінювання. Назвіть типи фотоприймачів.
5. Поясніть сутність внутрішнього фотоефекту в напівпровідниках.
6. Що таке коефіцієнт поглинання та глибина поглинання оптичного випромінювання?
7. Нарисуйте структуру та поясніть принцип дії фоторезисторів.
8. Опишіть параметри та характеристики фоторезисторів.
9. Наведіть визначення та поясніть принцип роботи фотоелектричного діода.
10. Наведіть і поясніть основні характеристики та параметри фотодіодів.
11. Нарисуйте структури та поясніть роботу *p-i-n* фотодіодів, фотодіодів Шоттки, фотодіодів з гетеропереходами. Які переваги та недоліки цих діодів?
12. Які прилади належать до фотоприймачів з внутрішнім підсиленням?
13. Поясніть роботу біполярного фототранзистора. Чому дорівнює коефіцієнт інтегральної чутливості фототранзистора?
14. Чому дорівнює коефіцієнт інтегральної чутливості складеного фототранзистора?
15. Поясніть роботу польового фототранзистора.
16. Поясніть роботу фототиристора.
17. Наведіть визначення світловипромінювальних приладів.
18. Що таке люмінесценція? Наведіть види люмінесценції.
19. Які квантові переходи в напівпровідниках зумовлюють світлове випромінювання?

20. Чому дорівнює довжина хвилі оптичного випромінювання?
21. Наведіть визначення світлодіода. Нарисуйте конструкції світлодіодів.
22. Чим визначається колір випромінювання? Які способи регулювання кольору випромінювання?
23. Які напівпровідникові матеріали використовують для створення світлодіодів?
24. Які способи підвищення зовнішнього квантового виходу?
25. Охарактеризуйте основні параметри та характеристики світлодіодів.
26. Які особливості світлодіодів на гетероструктурах?
27. Наведіть визначення напівпровідникового інжекційного лазера. Нарисуйте конструкцію лазера.
28. Поясніть механізм стимульованого випромінювання в напівпровідниках.
29. Що таке інверсна населеність в напівпровіднику?
30. Поясніть основні параметри та характеристики лазерів.
31. Наведіть визначення фотоелектричного елемента.
32. Що таке струм короткого замикання та напруга холостого ходу фотоелемента?
33. Виведіть формулу коефіцієнта корисної дії фотоелемента.
34. Які конструктивно-технологічні шляхи дозволяють підвищити ККД реальних фотоелементів?
35. Які переваги фотоелементів на основі гетероструктур?

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Пасынков В. В.* Полупроводниковые приборы / В. В. Пасынков, Л. К. Чиркин — СПб.: Лань, 2002. — 480 с.
2. *Степаненко И. П.* Основы теории транзисторов и транзисторных схем. — М.: Энергия, 1977. — 608 с.
3. *Викулин И. М.* Физика полупроводниковых приборов / И. М. Вакулин, В. И. Стафеев — М.: Радио и связь, 1990. — 264 с.
4. *Федотов Я. А.* Основы физики полупроводниковых приборов. — М.: Сов. радио, 1969. — 592 с.
5. *Городецкий А. Ф.* Полупроводниковые приборы / А. Ф. Городецкий, А. Ф. Кравченко — М.: Высш. школа, 1967. — 348 с.
6. *Тугов И. М.* Полупроводниковые приборы / И. М. Тугов, Б. А. Глебов, Н. А. Чарыков — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 576 с.
7. *Бобровский Ю. Л.* Электронные, квантовые приборы и микроэлектроника / Ю. Л. Бобровский, С. А. Корнилов, И. А. Кратиров и др. — М.: Радио и связь, 1998. — 560 с.
8. *Борисов О. В.* Твердотельная электроника / О. В. Борисов, В. О. Гусев, Ю. І. Якименко — К.: ІВЦ “Видавництво «Політехніка»”, 2004. — 208 с.
9. *Гусев В. А.* Основы твердотельной электроники. — Севастополь: Изд-во Сев.НТУ, 2004 — 635 с.
10. *Свечников С. В.* Элементы оптоэлектроники. — М.: Сов. радио, 1971. — 287 с.
11. *Носов Ю. Р.* Оптоэлектроника. — М.: Радио и связь, 1989. — 360 с.
12. *Берг А.* Светодиоды / А. Берг, П. Дин — М.: Мир, 1979. — 686 с.
13. *Гусев В. Г.* Электроника / В. Г. Гусев, Ю. М. Гусев — М.: Высш. шк., 1991. — 622 с.
14. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов: в 2 кн. / пер. с англ. — М.: Мир, 1984. — Кн. 1. — 465 с.
15. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов: в 2 кн. / пер. с англ. — М.: Мир, 1984. — Кн. 2. — 456 с.
16. *Чебовский О. Г.* Силовые полупроводниковые приборы: справ. / О. Г. Чебовский, Л. Г. Моисеев, Р. П. Недошивин — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 400 с.
17. *Пожела Ю.* Физика быстродействующих транзисторов: Монография / АН ЛитССР. Институт физики полупроводников. — Вильнюс: Мокслас, 1989. — 264 с.

18. *Дружинін А. О.* Твердотільна електроніка. Фізичні основи і властивості напівпровідникових приладів: Навч. посібник. — Львів: Видавництво Національного університету «Львівська політехніка», 2009. — 332 с.

19. *Мартинес-Дуард Дж. М.* Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники / Дж. М. Мартинес-Дуард, Р. Дж. Мартин-Палма, Ф. Агулло-Руеда — Москва: Техносфра, 2007. — 368 с.

20. *Прохоров Е. Д.* Твердотіла електроніка: Навч. посібник. — Х.: ХНУ ім. Каразіна, 2007. — 544 с.

21. Базовые лекции по электронике (в 2-х томах). Том II. Твердотельная электроника. Сб. под общ. ред. В. М. Пролейко. — Москва: Техносфера, 2009. — 608 с.

22. *ГОСТ 151133–77.* Приборы полупроводниковые. Термины и определения.

23. *ГОСТ 25529–82.* Диоды полупроводниковые. Термины и определения и буквенные обозначения параметров.

24. *ДСТУ 2449–94.* Прилади напівпровідникові. Терміни та визначення.

25. *ДСТУ 2307–93.* Транзистори біполярні. Терміни, визначення та буквені позначення електричних параметрів.

26. *ДСТУ 2172–93.* Транзистори польові. Терміни, визначення та буквені позначення електричних параметрів.

27. *ДСТУ 2683–94.* Прилади напівпровідникові фотоелектронні. Терміни та визначення.

ДОДАТКИ

Додаток 1

Приклади розв'язання задач

Задачі до розділу 1. Загальні відомості з фізики напівпровідників

Задача 1. Зразок напівпровідника об'ємом 1 см^3 має кристалічну структуру простої кубічної ґратки з параметром $a = 2,52 \text{ \AA}$. Визначити відстань між енергетичними рівнями в зоні провідності ΔE , якщо її ширина ΔE_C дорівнює 1 eV .

Розв'язання. Як відомо, в одній комірці простої кубічної кристалічної ґратки знаходиться тільки один атом. Отже, концентрація атомів напівпровідника з такою ґраткою є величина обернена об'єму елементарної комірки

$$n = \frac{1}{a^3},$$

а загальне число атомів напівпровідника в об'ємі V можна виразити як

$$N = nV = \frac{V}{a^3}.$$

Оскільки рівні електронів зони провідності розщеплюються в число разів, яке дорівнює числу атомів напівпровідника, то відстань між енергетичними рівнями електрона в зоні провідності можна визначити як

$$\Delta E = \frac{\Delta E_C}{N} = \frac{\Delta E_C a^3}{V} = \frac{1 \cdot (2,52 \cdot 10^{-8})^3}{1} = 1,60 \cdot 10^{-23} \text{ eV}.$$

Отримане значення мале, навіть у порівнянні із середньою тепловою енергією електрона

$$E_{T=300\text{ К}} = \frac{k_B T}{q} = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{1,602 \cdot 10^{-19}} = 0,02585 \text{ eВ},$$

що дозволяє розглядати електрон провідності як частинку із квазінеперервним енергетичним спектром.

Відповідь: $\Delta E = 1,60 \cdot 10^{-23} \text{ eВ}.$

Задача 2. Енергетичний рівень дна зони провідності розташований нижче рівня Фермі на величину $E_F - E_C = 0,058 \text{ eВ}.$ Визначити ймовірність перебування електрона на енергетичних рівнях, розташованих вище рівня Фермі відповідно на величину $k_B T$ і $3k_B T,$ за температури $T = 300 \text{ К}.$

Розв'язання. Згідно умов, рівень Фермі E_F розташовано в зоні провідності, тобто розглядається випадок виродженого напівпровідника, що забороняє використовувати статистику Больцмана. За таких умов, ймовірність перебування електрона на енергетичному рівні визначається статистикою Фермі–Дірака (формула (1.18а)):

$$P_n(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E - E_F}{k_B T}} + 1},$$

де $(E - E_F)$ – відстань між деяким енергетичним рівнем E і рівнем Фермі $E_F.$

Визначимо положення заданих енергетичних рівнів відносно рівня Фермі

$$E_1 - E_F = \frac{k_B T}{q} = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{1,602 \cdot 10^{-19}} = 25,85 \text{ меВ}$$

і

$$E_2 - E_F = \frac{3k_B T}{q} = \frac{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{1,602 \cdot 10^{-19}} = 77,56 \text{ меВ}.$$

Визначимо середню теплову енергію і обчислимо шукані ймовірності:

$$E_{T=300\text{ К}} = \frac{k_B T}{q} = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{1,602 \cdot 10^{-19}} = 0,02585 \text{ eВ} = 25,85 \text{ меВ},$$

$$P_1 = \frac{1}{e^{25,85} + 1} = 0,2689, \quad P_2 = \frac{1}{e^{77,56} + 1} = 0,0474.$$

Відповідь: $P_1 = 0,2689, P_2 = 0,0474.$

Задача 3. Обчислити ефективні щільності енергетичних станів у зоні провідності N_C і у валентній зоні N_V , а також концентрацію носіїв заряду у власному кремнії за температури $T = 300$ К. Ефективні маси щільності станів у валентній зоні та у зоні провідності дорівнюють відповідно, $m_p^* = 0,56 \cdot m_0$, $m_n^* = 1,05 \cdot m_0$, де m_0 – маса вільного електрона. Порівняти з довідковими даними.

Розв’язання. Концентрація власних носіїв заряду визначається за формулою (1.25):

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{\frac{-\Delta E_g}{2k_B T}},$$

де $N_C = \frac{2(2\pi(m_n^*)k_B T)^{3/2}}{h^3}$ і $N_V = \frac{2(2\pi(m_p^*)k_B T)^{3/2}}{h^3}$ – ефективні щільності енергетичних станів у зоні провідності та у валентній зоні, h – стала Планка, ΔE_g – ширина забороненої зони. Розрахуємо ці величини:

$$N_C = \frac{2(2\pi \cdot 1,05 \cdot 9,1094 \cdot 10^{-31} \cdot 1,381 \cdot 10^{-23} \cdot 300)^{3/2}}{(6,6261 \cdot 10^{-34})^3} = 2,700 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3},$$

$$N_V = \frac{2(2\pi \cdot 0,56 \cdot 9,1094 \cdot 10^{-31} \cdot 1,381 \cdot 10^{-23} \cdot 300)^{3/2}}{(6,6261 \cdot 10^{-34})^3} = 1,052 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}.$$

Визначимо концентрацію власних носіїв заряду в кремнії ($\Delta E_g = 1,12$ еВ):

$$n_i = \sqrt{2,700 \cdot 10^{25} \cdot 1,052 \cdot 10^{25}} e^{\frac{-1,12 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19}}{2 \cdot 1,381 \cdot 10^{-23} \cdot 300}} = 6,59 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3} = 6,59 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}.$$

Відповідь: $N_V = 1,05 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_C = 2,70 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $n_i = 6,59 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Задача 4. Визначити тип провідності, концентрацію носіїв заряду й питомий опір кремнієвого зразка, якщо відомо, що за температури $T = 300$ К різниця між рівнем Фермі та рівнем дна зони провідності $E_C - E_F = 0,3$ еВ, а ефективна щільність енергетичних станів у зоні провідності $N_C = 2,70 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Розв'язання. Для визначення типу провідності зразка необхідно визначити положення рівня Фермі відносно середини забороненої зони $(E_F - E_i)$. В електронному напівпровіднику рівень Фермі розташований вище середини забороненої зони і $(E_F - E_i) > 0$, у дірковому напівпровіднику рівень Фермі розташований нижче середини забороненої зони і $(E_F - E_i) < 0$.

Енергія рівня середини забороненої зони у кремнії дорівнює:

$$E_i = \frac{\Delta E_g}{2} = \frac{1,12}{2} = 0,56 \text{ eV}.$$

Визначимо положення рівня Фермі відносно середини забороненої зони:

$$E_F - E_i = (E_C - E_i) - (E_C - E_F) = 0,56 - 0,3 = 0,26 \text{ eV}.$$

Виходячи з того, що $E_F - E_i = 0,26 \text{ eV} > 0$, можна стверджувати, що рівень Фермі розташовано вище середини забороненої зони, тобто заданий зразок характеризується електронною електропровідністю (n -тип провідності).

У напівпровіднику n -типу положення рівня Фермі визначається згідно формули (1.35):

$$E_{F_n} = E_C - k_B T \ln \left(\frac{N_C}{N_D} \right).$$

Для визначення концентрації донорів зробимо необхідні перетворення даного виразу, в результаті чого отримаємо

$$N_D = N_C e^{\frac{-(E_C - E_F)}{k_B T}},$$

тобто

$$N_D = 2,7 \cdot 10^{19} e^{\frac{-1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 0,3}{1,381 \cdot 10^{-23} \cdot 300}} = 2,46 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}.$$

Вважаючи, що всі домішки іонізовані і, врахувавши, що $N_D = n_{n0}$, визначимо концентрацію електронів:

$$n_{n0} = N_D = 2,46 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}.$$

Концентрацію дірок визначимо за законом діючих мас (рівняння (1.24)):

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} = \frac{(1,45 \cdot 10^{10})^2}{2,46 \cdot 10^{14}} = 8,53 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}.$$

Питомий опір визначається за формулою (1.45):

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = qn\mu_n + qp\mu_p,$$

тобто

$$\rho = \frac{1}{q(n_{n0}\mu_n + p_{n0}\mu_p)} = \frac{1}{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot (2,46 \cdot 10^{14} \cdot 1500 + 8,53 \cdot 10^5 \cdot 450)} = 17,0 \text{ Ом} \cdot \text{см}.$$

Відповідь: $N_D = 2,46 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\rho = 17,0 \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

Задачі до розділу 2. Електричні переходи між напівпровідниками

Задача 1. Визначити висоту потенціальних бар'єрів і ширину ОПЗ кремнієвого та германієвого східчастих p - n переходів за температури $T = 300 \text{ К}$ і рівнях легування p - та n -областей $N_A = 1,0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Порівняти отримані результати.

Розв'язання. Контактна різниця потенціалів у випадку високих рівнів легування і повної іонізації домішок визначається за формулою (2.14):

$$\varphi_0 = \varphi_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2},$$

де $\varphi_T = \frac{k_B T}{q}$ – температурний потенціал. Отже,

$$\varphi_0 = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} = \frac{k_B T}{q} \ln(N_A N_D) - \frac{2k_B T}{q} \ln(n_i).$$

Підставляючи вихідні дані, отримаємо

$$\varphi_0 = \frac{1,381 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{1,602 \cdot 10^{-19}} \ln(1,0 \cdot 10^{17} \cdot 1,2 \cdot 10^{15}) - \frac{2 \cdot 1,381 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{1,602 \cdot 10^{-19}} \ln(n_i) = 1,9096 - 0,05170 \cdot \ln(n_i).$$

Користуючись довідковими даними, обчислимо шукані значення контактної різниці потенціалів:

$$\varphi_0^{\text{Ge}} = 1,9096 - 0,05170 \cdot \ln(2,4 \cdot 10^{13}) = 0,317 \text{ В},$$

$$\varphi_0^{\text{Si}} = 1,9096 - 0,05170 \cdot \ln(1,45 \cdot 10^{10}) = 0,700 \text{ В}.$$

Повна ширина східчастого p - n переходу в умовах рівноваги визначається за формулою (2.21):

$$l_0 = l_n + l_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \Phi_0} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(N_A + N_D)}{qN_A N_D}} \Phi_0,$$

де l_n, l_p – ширини p - n переходу у відповідних областях за умов рівноваги, які пов'язані між собою співвідношенням (2.19):

$$\frac{l_n}{l_p} = \frac{N_A}{N_D}.$$

Із наведених співвідношень, після низки перетворень знайдемо значення величин l_n, l_p :

$$l_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon\Phi_0 N_A}{qN_D(N_A + N_D)}}, \quad l_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon\Phi_0 N_D}{qN_A(N_A + N_D)}}.$$

Підставляючи вихідні дані, отримаємо:

$$l_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot 8,854 \cdot 10^{-14} \cdot \varepsilon (1,0 \cdot 10^{17} + 1,2 \cdot 10^{15})}{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 1,0 \cdot 10^{17} \cdot 1,2 \cdot 10^{15}}} \Phi_0 = 305,3 \sqrt{\Phi_0 \varepsilon} \text{ нм},$$

$$l_n = \sqrt{\frac{2 \cdot 8,854 \cdot 10^{-14} \cdot 1,0 \cdot 10^{17} \cdot \Phi_0 \varepsilon}{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 1,2 \cdot 10^{15} \cdot (1,0 \cdot 10^{17} + 1,2 \cdot 10^{15})}} = 301,68 \sqrt{\Phi_0 \varepsilon} \text{ нм},$$

$$l_p = \sqrt{\frac{2 \cdot 8,854 \cdot 10^{-14} \cdot 1,2 \cdot 10^{15} \cdot \Phi_0 \varepsilon}{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 1,0 \cdot 10^{17} \cdot (1,0 \cdot 10^{17} + 1,2 \cdot 10^{15})}} = 3,62 \sqrt{\Phi_0 \varepsilon} \text{ нм}.$$

Підставляючи відповідні довідкові значення діелектричної проникності й раніше розраховані значення контактної різниці потенціалів, отримаємо:

$$l_0^{\text{Ge}} = 305,3 \sqrt{0,317 \cdot 16} = 687 \text{ нм},$$

$$l_n^{\text{Ge}} = 301,68 \sqrt{0,317 \cdot 16} = 679 \text{ нм},$$

$$l_p^{\text{Ge}} = 3,62 \sqrt{0,317 \cdot 16} = 8 \text{ нм};$$

$$l_0^{\text{Si}} = 305,3 \sqrt{0,7 \cdot 11,9} = 881 \text{ нм},$$

$$l_n^{\text{Si}} = 301,68 \sqrt{0,7 \cdot 11,9} = 870,6 \text{ нм},$$

$$l_p^{\text{Si}} = 3,62 \sqrt{0,7 \cdot 11,9} = 10,4 \text{ нм}.$$

Відповідь: $\Phi_0^{\text{Ge}} = 0,317 \text{ В}$, $\Phi_0^{\text{Si}} = 0,700 \text{ В}$, $l_0^{\text{Ge}} = 687 \text{ нм}$, $l_n^{\text{Ge}} = 679 \text{ нм}$,
 $l_p^{\text{Ge}} = 8 \text{ нм}$, $l_0^{\text{Si}} = 881 \text{ нм}$, $l_n^{\text{Si}} = 870,6 \text{ нм}$, $l_p^{\text{Si}} = 10,4 \text{ нм}$.

Задача 2. Концентрація домішок в областях p та n східчастих германієвого й кремнієвого p - n переходів дорівнює $N_A = 1,0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Довжина дифузії неосновних носіїв заряду $L_n = 0,1 \text{ см}$ і $L_p = 0,01 \text{ см}$. Площа p - n переходу $S = 10^{-2} \text{ см}^2$. Температура $T = 300 \text{ К}$.

Визначити значення теплового струму – I_0 , бар'єрну ємність за прямих напруг $U_{\text{пр}} = 0,5\varphi_0$ і $U_{\text{пр}} = 0,9\varphi_0$, і за зворотніх напруг $U_{\text{зв}} = \varphi_0$ і $U_{\text{зв}} = 100\varphi_0$ для кожного переходу.

Розв'язання. Струм через p - n перехід визначається за формулою (2.45):

$$I = I_p + I_n = \left(q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} S + q \frac{D_n}{L_n} n_{p0} S \right) \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right) = I_0 \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right).$$

Отже,

$$I_0 = qS \left(\frac{D_p}{L_p} p_n + \frac{D_n}{L_n} n_p \right).$$

Концентрації неосновних носіїв заряду знаходимо за законом діючих мас, враховуючи що всі домішки за $T = 300 \text{ К}$ іонізовані, тобто $p_{p0} = N_A$, $n_{n0} = N_D$. Тоді вираз для теплового струму можна записати у такому вигляді:

$$I_0 = qS \cdot n_i^2 \left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right).$$

Підставляючи вихідні дані, отримаємо:

$$I_0 = 1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-2} \cdot n_i^2 \left(\frac{D_p}{0,01 \cdot 1,2 \cdot 10^{15}} + \frac{D_n}{0,1 \cdot 10^{17}} \right) = 10^{-37} n_i^2 (1335,1 \cdot D_p + 1,6 D_n).$$

Використовуючи довідкові дані D_p , D_n і n_i для германію і кремнію, одержимо:

$$I_0^{\text{Ge}} = 10^{-37} \cdot (2,4 \cdot 10^{13})^2 \cdot (1335,1 \cdot 44 + 1,6 \cdot 94) = 3,39 \cdot 10^{-6} \text{ А},$$

$$I_0^{\text{Si}} = 10^{-37} \cdot (1,45 \cdot 10^{10})^2 \cdot (1335,1 \cdot 12,5 + 1,6 \cdot 36) = 0,352 \cdot 10^{-12} \text{ А}.$$

Для розрахунку бар'єрних ємностей за формулою (2.14) визначимо φ_0 :

$$\varphi_0 = \varphi_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2},$$

$$\varphi_0^{\text{Ge}} = 0,317 \text{ В}, \quad \varphi_0^{\text{Si}} = 0,7 \text{ В}.$$

Бар'єрна ємність за умови $N_A \gg N_D$ визначається формулою (2.93):

$$C_{\text{бар}} = S \sqrt{\frac{q \varepsilon_0 \varepsilon N_D}{2(\varphi_0 - U)}},$$

яка при підстановці вихідних даних має вигляд:

$$C_{\text{бар}} = 29 \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varphi_0 - U}}, \text{ пФ.}$$

Визначимо бар'єрну ємність германієвого p - n переходу за $U_{\text{пр}} = 0,9\varphi_0$:

$$C_{\text{бар}}^{\text{Ge}} = \frac{29\sqrt{16}}{\sqrt{0,317 - (0,9 \cdot 0,317)}} = 651,9 \text{ пФ.}$$

Аналогічно

$$C_{\text{бар}}^{\text{Ge}}(U_{\text{пр}} = 0,5 \cdot \varphi_0) = 291,6 \text{ пФ}, \quad C_{\text{бар}}^{\text{Ge}}(U_{\text{зв}} = \varphi_0) = 145,8 \text{ пФ},$$

$$C_{\text{бар}}^{\text{Ge}}(U_{\text{зв}} = 100 \cdot \varphi_0) = 20,5 \text{ пФ},$$

$$C_{\text{бар}}^{\text{Si}}(U_{\text{пр}} = 0,5 \cdot \varphi_0) = 169,1 \text{ пФ}, \quad C_{\text{бар}}^{\text{Si}}(U_{\text{пр}} = 0,9\varphi_0) = 378,1 \text{ пФ},$$

$$C_{\text{бар}}^{\text{Si}}(U_{\text{зв}} = \varphi_0) = 84,5 \text{ пФ}, \quad C_{\text{бар}}^{\text{Si}}(U_{\text{зв}} = 100 \cdot \varphi_0) = 11,9 \text{ пФ}.$$

Відповідь:

$$I_0^{\text{Ge}} = 4,25 \cdot 10^{-6} \text{ А}, \quad I_0^{\text{Si}} = 4,72 \cdot 10^{-14} \text{ А}, \quad \varphi_0^{\text{Ge}} = 0,317 \text{ В}, \quad \varphi_0^{\text{Si}} = 0,700 \text{ В},$$

$$C_{\text{бар}}^{\text{Ge}}(U_{\text{пр}} = 0,9 \cdot \varphi_0^{\text{Ge}}) = 651,9 \text{ пФ}, \quad C_{\text{бар}}^{\text{Ge}}(U_{\text{пр}} = 0,5 \cdot \varphi_0^{\text{Ge}}) = 291,6 \text{ пФ},$$

$$C_{\text{бар}}^{\text{Ge}}(U_{\text{зв}} = \varphi_0^{\text{Ge}}) = 145,8 \text{ пФ}, \quad C_{\text{бар}}^{\text{Ge}}(U_{\text{зв}} = 100 \cdot \varphi_0^{\text{Ge}}) = 20,5 \text{ пФ};$$

$$C_{\text{бар}}^{\text{Si}}(U_{\text{пр}} = 0,9 \cdot \varphi_0^{\text{Si}}) = 378,2 \text{ пФ}, \quad C_{\text{бар}}^{\text{Si}}(U_{\text{пр}} = 0,5 \cdot \varphi_0^{\text{Si}}) = 169,1 \text{ пФ},$$

$$C_{\text{бар}}^{\text{Si}}(U_{\text{зв}} = \varphi_0^{\text{Si}}) = 84,56 \text{ пФ}, \quad C_{\text{бар}}^{\text{Si}}(U_{\text{зв}} = 100 \cdot \varphi_0^{\text{Si}}) = 11,9 \text{ пФ}.$$

Задача 3. За даними задачі 2 визначити дифузійну ємність p - n переходів за тих самих напруг.

Розв'язання. Дифузійна ємність p - n переходу визначається за формулою (2.102):

$$C_{\text{диф}} = \frac{1}{\Phi_T} (I_p \tau_p + I_n \tau_n) = \frac{S}{\Phi_T} (j_p \tau_p + j_n \tau_n),$$

де

$$j_p = q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} (e^{U/\varphi_T} - 1), \quad j_n = q \frac{D_n}{L_n} n_{p0} (e^{U/\varphi_T} - 1).$$

Запишемо ці формули з урахуванням того, що $p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}$, $D_p \tau_p = L_p^2$,

$n_{n0} = \frac{n_i^2}{N_A}$, $D_n \tau_n = L_n^2$ у вигляді:

$$j_p \tau_p = q \frac{n_i^2 L_p}{N_D} (e^{U/\phi_T} - 1), \quad j_n \tau_n = q \frac{n_i^2 L_n}{N_A} (e^{U/\phi_T} - 1);$$

і підставимо їх у формулу для дифузійної ємності:

$$C_{\text{диф}} = \frac{qS}{\phi_T} \left(\frac{qn_i^2}{N_D} L_p + \frac{qn_i^2}{N_A} L_n \right) (e^{U/\phi_T} - 1) = C_{0\text{диф}} (e^{U/\phi_T} - 1),$$

де $C_{0\text{диф}}$ – умовна дифузійна ємність переходу у рівноважному стані ($U = 0$).

$$\begin{aligned} C_{0\text{диф}} &= \frac{q^2 S n_i^2}{k_B T} \left(\frac{L_p}{N_D} + \frac{L_n}{N_A} \right) = \\ &= \frac{(1,602 \cdot 10^{-19})^2 \cdot 10^{-2}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300} n_i^2 \left(\frac{0,01}{10^{17}} + \frac{0,1}{1,2 \cdot 10^{15}} \right) = 5,784 \cdot 10^{-37} n_i^2, \end{aligned}$$

$$C_{\text{диф}} = C_{0\text{диф}} e^{U/\phi_T} = 5,784 \cdot 10^{-37} \cdot n_i^2 \cdot e^{98,6U}.$$

$$C_{\text{диф}}^{\text{Ge}} (U_{\text{пр}} = 0,5 \cdot \phi_0) = 5,784 \cdot 10^{-37} \cdot (2,4 \cdot 10^{13})^2 \cdot e^{38,6 \cdot 0,5 \cdot 0,387} = 0,152 \text{ мкФ}.$$

Аналогічно

$$C_{\text{диф}}^{\text{Ge}} (U_{\text{пр}} = 0,9 \cdot \phi_0) = 20,39 \text{ мкФ};$$

$$C_{\text{диф}}^{\text{Si}} (U_{\text{пр}} = 0,5 \cdot \phi_0) = 91,8 \text{ пФ}; \quad C_{\text{диф}}^{\text{Si}} (U_{\text{пр}} = 0,9 \cdot \phi_0) = 4,63 \text{ мкФ}.$$

Відповідь: $C_{\text{диф}}^{\text{Ge}} (U_{\text{пр}} = 0,5 \cdot \phi_0^{\text{Ge}}) = 1,36 \text{ мкФ},$

$$C_{\text{диф}}^{\text{Ge}} (U_{\text{пр}} = 0,9 \cdot \phi_0^{\text{Ge}}) = 182,3 \text{ мкФ}, \quad C_{\text{диф}}^{\text{Si}} (U_{\text{пр}} = 0,5 \cdot \phi_0^{\text{Si}}) = 0,82 \text{ нФ},$$

$$C_{\text{диф}}^{\text{Si}} (U_{\text{пр}} = 0,9 \cdot \phi_0^{\text{Si}}) = 41,4 \text{ мкФ}.$$

Задачі до розділу 3. Напівпровідникові діоди

Задача 1. Питомий опір діркової бази кремнієвого стабілітрона за температури $T = 300$ К дорівнює $\rho_B = 1494$ мОм·см. Визначити номінальне значення напруги лавинного пробію ($U_{\text{прб.л}}$) і напругу, яка відповідає початку пробію ($U_{\text{прб.поч}}$).

Розв'язання. Номінальна напруга лавинного пробію визначається емпіричною формулою (2.82):

$$U_{\text{прб.л}} = K \rho_B^m.$$

Коефіцієнти K і m знаходимо із табл. 2.1: $K = 23$, $m = 0,75$,

$$U_{\text{прб.л}} = 23 \cdot (1494 \cdot 10^{-3})^{0,75} = 31,07 \text{ В}.$$

У випадку p -бази, залежність струму пробію діода від напруги має вигляд формули (2.80) з урахуванням (2.81):

$$I_{\text{прб}} = \frac{I_0}{1 - \left(\frac{U}{U_{\text{прб.л}}} \right)^3}.$$

Практично, за початок пробію приймається така величина зворотної напруги на діоді, за якої зворотний струм дорівнює десятикратній величині теплового струму, тобто за виконання умови $\frac{I_{\text{прб}}}{I_0} = 10$. Перепишемо наведений вище вираз у наступному вигляді:

$$\frac{I_{\text{прб}}}{I_0} = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{\text{прб.л}}} \right)^3}.$$

Звідси отримаємо:

$$U_{\text{прб.поч}} = U_{\text{прб.л}} \sqrt[3]{1 - \frac{1}{(I_{\text{прб}} / I_0)}} = 31,07 \cdot \sqrt[3]{1 - \frac{1}{10}} = 30,0 \text{ В}.$$

Відповідь: $U_{\text{прб.л}} = 31,07$ В, $U_{\text{прб.п}} = 30,0$ В.

Задача 2. Опір бази варикапа дорівнює $r_B = 20$ Ом, зворотний опір p - n переходу $r_{зв} = 800$ кОм. Ємність варикапа $C_B = 200$ пФ. Визначити нижню і верхню граничні частоти варикапа, максимальну добротність варикапа і відповідну їй частоту.

Розв'язання. Нижня і верхня граничні частоти варикапа визначаються виразами (3.21) і (3.22), відповідно:

$$f_{гр.н} = \frac{1}{2\pi C_B r_{зв}} \quad \text{і} \quad f_{гр.в} = \frac{1}{2\pi C_B r_B}.$$

Підставляючи вихідні дані, отримаємо

$$f_{гр.н} = \frac{1}{2\pi \cdot 200 \cdot 10^{-12} \cdot 800 \cdot 10^3} = 995 \text{ Гц};$$

$$f_{гр.в} = \frac{1}{2\pi \cdot 200 \cdot 10^{-12} \cdot 2} = 398 \text{ МГц}.$$

Залежність добротності від частоти описується виразом (3.18):

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{\omega C_B r_{зв}} + \omega C_B r_B,$$

який після необхідних перетворень можна звести до такого вигляду:

$$Q = \frac{2\pi f C_B r_{зв}}{4\pi^2 f^2 C_B^2 r_B r_{зв} + 1}.$$

Диференціюючи за частотою, отримаємо

$$\frac{dQ}{df} = \frac{2\pi f C_B r_{зв} (1 - 4\pi^2 f^2 C_B^2 r_B r_{зв})}{(4\pi^2 f^2 C_B^2 r_B r_{зв} + 1)^2}.$$

Досліджуючи цю функцію на екстремум $\left(\frac{dQ}{df} = 0\right)$ знайдемо величину частоти за якої добротність максимальна

$$f_{Q(\max)} = \frac{1}{2\pi C_B \sqrt{r_B r_{зв}}}.$$

Підставивши отриманий вираз у вихідний та зробивши необхідні перетворення, визначимо значення максимальної добротності:

$$Q_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{r_{зв}}{r_B}}.$$

Підставляючи вихідні дані, отримаємо

$$f_{Q_{\max}} = (2\pi \cdot 200 \cdot 10^{-12} \cdot \sqrt{2 \cdot 800 \cdot 10^3})^{-1} = 629 \text{ кГц};$$

$$Q_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{800 \cdot 10^3}{2}} = 316.$$

Відповідь: $f_{\text{гр.н}} = 995 \text{ Гц}$, $f_{\text{гр.в}} = 398 \text{ МГц}$, $f_{Q_{\max}} = 629 \text{ кГц}$, $Q_{\max} = 316$.

Задача 3. Довжина слабологованої n -області ($N_D = 5,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) кремнієвого інжекційно-пролітного діода (ПД) дорівнює $l_{\text{прл}} = 2 \text{ мкм}$. Визначити величину напруги змикання, час прольоту і пролітну частоту діода, вважаючи, що швидкість насичення електронів $v_{\text{др.нас}} = 10^7 \text{ см/с}$.

Розв'язання. Напруга змикання в ПД визначається за формулою (3.51):

$$U_{\text{зм}} = \frac{l_{\text{прл}}^2 q N_D}{2 \epsilon_0 \epsilon},$$

час прольоту визначається за формулою (3.52):

$$t_{\text{прл}} = \frac{l_{\text{прл}}}{v_{\text{др.нас}}}.$$

Пролітна частота діода дорівнює:

$$f_{\text{прл}} = \frac{1}{t_{\text{прл}}}.$$

Підставляючи вихідні дані, отримаємо:

$$U = \frac{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 5,0 \cdot 10^{15} \cdot (2 \cdot 10^{-4})^2}{2 \cdot 8,854 \cdot 10^{-14} \cdot 11,9} = 15,2 \text{ В};$$

$$t_{\text{прл}} = \frac{2 \cdot 10^{-4}}{10^7} = 20 \text{ пс}; \quad f_{\text{прл}} = \frac{1}{20 \cdot 10^{-12}} = 5 \cdot 10^{10} \text{ Гц}.$$

Відповідь: $U_{\text{зм}} = 15,2 \text{ В}$, $t_{\text{прл}} = 20 \text{ пс}$, $f_{\text{прл}} = 5 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$.

Задачі до розділу 4. Біполярні транзистори

Задача 1. Концентрація домішок в областях емітера, бази і колектора германієвого транзистора дорівнює: $N_{AE} = 7,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_{DB} = 1,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{AK} = 3,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Час життя неосновних носіїв заряду в базі $\tau_p = 30 \text{ нс}$. Довжина дифузії неосновних носіїв в емітері $L_n = 5 \text{ мкм}$. Металургічна товщина бази $W_B = 18 \text{ мкм}$.

Визначити коефіцієнт підсилення за струмом і рубіжну частоту транзистора в схемі із загальною базою і загальним емітером за напруги зміщення емітерного переходу $U_E = 0,2 \text{ В}$ і колекторного переходу $U_K = -5 \text{ В}$. Для розв'язання задачі необхідно використовувати довідкові дані.

Розв'язання. Коефіцієнт підсилення за струмом у схемі із загальною базою визначається формулою (4.60):

$$\alpha = \gamma \cdot \chi = \left(1 - \frac{\rho_E W_B}{\rho_B L_n} \right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{W_B^2}{L_p^2} \right).$$

де γ – коефіцієнт інжекції емітерного переходу, χ – коефіцієнт переносу носіїв через базу.

Для визначення α необхідно знайти питомий опір ρ_E , ρ_B , ефективну товщину бази W_B , та дифузійну довжину L_p .

За температури 300 К усі домішки іонізовані, тому $p_{pE} = N_{AE}$, $n_{nB} = N_{DB}$, $p_{pK} = N_{AK}$. З урахуванням цього питомий опір буде дорівнювати:

$$\rho_E = \frac{1}{q \mu_p N_{AE}} = \frac{1}{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 1900 \cdot 1,1 \cdot 10^{18}} = 0,003 \text{ Ом} \cdot \text{см}^{-3}$$

$$\rho_B = \frac{1}{q \mu_n N_{DB}} = \frac{1}{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 3900 \cdot 1,1 \cdot 10^{15}} = 1,6 \text{ Ом} \cdot \text{см}^{-3}.$$

Ефективна товщина бази визначається за формулою (4.19):

$$W_{B_{\text{эф}}} = W_B - l_E - l_K.$$

Ширину ОПЗ емітерного і колекторного переходів у базі визначимо за формулою (2.21) з урахуванням (2.19):

$$l_0 = \frac{1}{1 + N_D / N_A} \sqrt{\frac{2 \epsilon_0 \epsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (\varphi_0 - U)}.$$

Оскільки концентрація домішок у емітері і колекторі різні, то φ_0 емітерного і колекторного переходів також будуть різні:

$$\varphi_{0E} = \varphi_0 \cdot \ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} = 0,26 \cdot \ln \frac{10^{18} \cdot 1,1 \cdot 10^{15}}{(2,4 \cdot 10^{13})^2} = 0,374 \text{ В};$$

$$\varphi_{0K} = 0,26 \cdot \ln \frac{10^{15} \cdot 3,3 \cdot 10^{17}}{(2,4 \cdot 10^{13})^2} = 0,343 \text{ В}.$$

Тоді

$$l_E = \frac{1}{1 + \frac{10^{15}}{1,1 \cdot 10^{18}}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot 8,854 \cdot 10^{-14} \cdot 16 \left(\frac{1}{10^{15}} + \frac{1}{1,1 \cdot 10^{18}} \right) (0,374 - 0,2)}{1,602 \cdot 10^{-19}}} = 0,55 \text{ мкм},$$

$$l_K = \frac{1}{1 + \frac{10^{15}}{3,3 \cdot 10^{17}}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot 8,854 \cdot 10^{-14} \cdot 16 \left(\frac{1}{10^{15}} + \frac{1}{3,3 \cdot 10^{18}} \right) (0,343 + 5)}{1,602 \cdot 10^{-19}}} = 3,07 \text{ мкм}.$$

Ефективна товщина бази

$$W_{B, \text{эф}} = 18 - 0,55 - 3,07 = 14,38 \text{ мкм}.$$

Дифузійну товщину неосновних носіїв заряду в базі L_p знайдемо за формулою:

$$L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p} = \sqrt{1900 \cdot 30 \cdot 10^{-6}} = 363,3 \text{ мкм}.$$

Підставляючи вихідні та розраховані дані у формулу коефіцієнта підсилення одержимо:

$$\alpha = \left(1 - \frac{0,003 \cdot 14,38}{1,6 \cdot 5} \right) \left(1 - \frac{14,38^2}{2 \cdot 363,3^2} \right) = 0,9933,$$

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{0,9933}{1 - 0,9933} = 148.$$

Рубіжні частоти ω_α і ω_β знаходимо за формулами (4.114) та (4.118):

$$\omega_\alpha = \frac{2D_p}{W_B^2} = \frac{2 \cdot 44}{(14,38 \cdot 10^{-4})^2} = 42,6 \text{ МГц},$$

$$\omega_\beta = \frac{\omega_\alpha}{\beta + 1} = \frac{42,6 \cdot 10^6}{148 + 1} = 286 \text{ кГц}.$$

Відповідь: $\alpha = 0,9933$; $\beta = 148$; $\omega_\alpha = 42,6 \text{ МГц}$; $\omega_\beta = 286 \text{ кГц}$.

Задача 2. Визначити напругу пробою колекторного переходу германієвого $p-n-p$ транзистора у схемі із загальною базою і загальним емітером. Концентрація домішок у базі набагато менша, ніж у колекторі й складає – $N_{DB} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Коефіцієнт передачі струму емітера $\alpha = 0,972$. Температура $T = 300 \text{ K}$.

Розв'язання. Напруга лавинного пробою колекторного переходу транзистора у схемі із загальною базою визначається за формулою (2.82):

$$U_{\text{прб.л}} = K \cdot \rho_B^m,$$

де коефіцієнти K, m знаходимо з табл. 2.1: $K = 83$, $m = 0,6$.

Питомий опір бази ρ_B дорівнює:

$$\rho_B = \frac{1}{q\mu_n N_{DB}} = \frac{1}{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 3900 \cdot 10^{15}} = 1,6 \text{ Ом} \cdot \text{м}.$$

Напруга пробою у схемі із загальною базою

$$U_\alpha = 83 \cdot (1,6)^{0,6} = 110 \text{ В}.$$

Напруга пробою у схемі із загальним емітером

$$U_\beta = U_\alpha \sqrt[3]{1 - \alpha} = 110 \cdot \sqrt[3]{1 - 0,972} = 33,4 \text{ В}.$$

Показник n відповідно до табл. 2.1 дорівнює 3.

Відповідь: $U_\alpha = 110 \text{ В}$, $U_\beta = 33,4 \text{ В}$.

Задачі до розділу 5. Тиристри

Задача 1. Концентрація домішок в областях p_1, n_1, p_2 та n_2 кремнієвого диністора дорівнює, відповідно, $N_{A1} = 1,39 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_{D1} = 5,94 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_{A2} = 4,62 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_{D2} = 4,16 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Довжина дифузії неосновних носіїв заряду в цих областях дорівнює: $L_{n_1} = 5 \text{ мкм}$, $L_{p_1} = 193,6 \text{ мкм}$, $L_{p_2} = 240 \text{ мкм}$, $L_{n_2} = 5 \text{ мкм}$. Товщина бази $W_{B_1} = 210 \text{ мкм}$, $W_{B_2} = 180 \text{ мкм}$.

Визначити коефіцієнти підсилення α_1 і α_2 складових транзисторів $p-n-p$ і $n-p-n$ диністора.

Розв'язання. Коефіцієнти підсилення транзистора визначаються за формулою:

$$\alpha = \gamma \cdot \chi,$$

де γ – коефіцієнт інжекції, χ – коефіцієнт перенесення.

Для визначення коефіцієнта інжекції (за формулою (4.57)) необхідно знайти питомий опір емітера й бази кожного із складових транзисторів:

$$\rho_{E_1} = (q\mu_p N_{A_1})^{-1} = (1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 450 \cdot 1,39 \cdot 10^{19})^{-1} = 0,001 \text{ Ом} \cdot \text{см} ,$$

$$\rho_{B_1} = (q\mu_n N_{D_1})^{-1} = (1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 1500 \cdot 5,94 \cdot 10^{19})^{-1} = 7,0 \text{ Ом} \cdot \text{см} ,$$

$$\rho_{E_2} = (q\mu_n N_{D_2})^{-1} = (1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 1500 \cdot 4,16 \cdot 10^{18})^{-1} = 0,001 \text{ Ом} \cdot \text{см} ,$$

$$\rho_{B_2} = (q\mu_p N_{A_2})^{-1} = (1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 450 \cdot 4,62 \cdot 10^{16})^{-1} = 0,3 \text{ Ом} \cdot \text{см} .$$

Тоді

$$\gamma_{ppp} = 1 - \frac{\rho_{E_1} W_{B_1}}{\rho_{B_1} L_{n_1}} = 1 - \frac{0,001 \cdot 210}{7,0 \cdot 5} = 0,994 ,$$

$$\gamma_{npp} = 1 - \frac{\rho_{E_2} W_{B_2}}{\rho_{B_2} L_{p_2}} = 1 - \frac{0,001 \cdot 180}{0,3 \cdot 5} = 0,88 .$$

Коефіцієнт перенесення χ кожного транзистора знаходимо за формулою (4.59):

$$\chi_{ppp} = 1 - \frac{1}{2} \frac{W_{B_1}^2}{L_{p_1}^2} = 1 - \frac{210^2}{2 \cdot 250^2} = 0,647 ,$$

$$\chi_{npp} = 1 - \frac{1}{2} \frac{W_{B_2}^2}{L_{n_2}^2} = 1 - \frac{180^2}{2 \cdot 240^2} = 0,718 .$$

Отже

$$\alpha_1 = \gamma_{ppp} \chi_{ppp} = 0,944 \cdot 0,647 = 0,643 ,$$

$$\alpha_2 = \gamma_{npp} \chi_{npp} = 0,88 \cdot 0,718 = 0,632 .$$

Відповідь: $\alpha_1 = 0,643$; $\alpha_2 = 0,632$.

Задача 2. Концентрація домішок в базах p_1 - n_1 - p_2 - n_2 кремнієвого диністора дорівнює: $N_{D1} = 4,13 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{A2} = 8,31 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Коефіцієнти підсилення складових транзисторів дорівнюють: $\tilde{\alpha}_1 = 0,517$, $\tilde{\alpha}_2 = 0,452$. Визначити напругу включення диністора.

Розв'язання. Із того, що сумарний коефіцієнт $\alpha_1 + \alpha_2$ менше за одиницю, впливає, що зростання струму при вмиканні диністора пов'язане із лавинним розмноженням носіїв заряду в колекторному p - n переході. Тобто вмикання диністора відбувається за умови (формула (5.8)):

$$M(\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2) = 1 .$$

Коефіцієнт помноження M , згідно формули (2.81), дорівнює:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{\text{прб.л}}} \right)^n}.$$

Отже, умови включення диністора запишемо у такій формі:

$$M(\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2) = \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{U}{U_{\text{прб.л}}} \right)^n \right]} (\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2) = 1.$$

Розв'язуючи це рівняння відносно U знайдемо напругу вмикання диністора:

$$U_{\text{вмк}} = U_{\text{прб.л}} \sqrt[n]{1 - (\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2)}.$$

Таким чином, для розв'язання задачі необхідно знайти напругу лавинного пробою колекторного переходу диністора за формулою (2.82):

$$U_{\text{прб.л}} = K \rho_B^m.$$

Коефіцієнти K і m находимо з табл. 2.1.

Визначимо питомий опір областей n_1 і p_2 , які є базами складових транзисторів:

$$\rho_{n_1} = \frac{1}{q \mu_n N_{D_1}} = \frac{1}{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 1500 \cdot 4,13 \cdot 10^{15}} = 1,0 \text{ Ом} \cdot \text{см},$$

$$\rho_{p_2} = \frac{1}{q \mu_p N_{A_1}} = \frac{1}{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 450 \cdot 8,31 \cdot 10^{16}} = 0,05 \text{ Ом} \cdot \text{см}.$$

Через те, що $\rho_{n_1} \gg \rho_{p_2}$ у формулу для $U_{\text{прб.л}}$ підставляємо ρ_{n_1} :

$$U_{\text{прб.л}} = 86 \cdot (1,0)^{0,65} = 86,0 \text{ В}.$$

Отже,

$$U_{\text{вмк}} = 86,4 \cdot \sqrt[5]{1 - (1 - (0,517 + 0,452))} = 43,1 \text{ В}.$$

Відповідь: $U_{\text{вмк}} = 43,1 \text{ В}$.

Задачі до розділу 6. Польові транзистори

Задача 1. Визначити ефективну товщину каналу та напругу відсікання польового транзистора з керувальним p - n переходом, якщо відстань між металургійними межами p - n переходів « a » дорівнює 2 мкм, концентрація

донорів у каналі $N_D = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, концентрація акцепторів у заслоні $N_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, температура $T = 300 \text{ К}$ (див. рис. 6.4).

Розв'язання. Ефективна товщина каналу W визначається за формулою (6.1):

$$W = a - 2l,$$

де l – ширина p - n переходу. Ураховуючи те, що $N_A \gg N_D$ ширину переходу у рівноважному стані можна записати у такому вигляді:

$$l_0 = l_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{qN_D}} \varphi_0.$$

Висота потенціального бар'єру, згідно формули (2.14), становить:

$$\varphi_0 = \varphi_0 \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} = \frac{1,38 \cdot 10^{-34} \cdot 30}{1,6 \cdot 10^{-19}} \ln \frac{10^{18} \cdot 10^{15}}{(1,45 \cdot 10^{10})^2} = 0,8 \text{ В.}$$

Тоді

$$W = 2 \cdot 10^{-4} - 2 \sqrt{\frac{2 \cdot 8,84 \cdot 10^{-14} \cdot 1,2 \cdot 0,8}{1,601 \cdot 10^{-19} \cdot 7 \cdot 10^{15}}} = 1,22 \text{ мкм.}$$

Напруга відсікання $U_{звс}$ – це така напруга на заслоні, за якої ефективна товщина каналу W стає рівною нулю. З урахуванням того, що $N_A \gg N_D$, напругу відсікання можна визначити за формулою (6.2):

$$U_{звс} = \frac{a^2 q N_D}{8\varepsilon_0\varepsilon} - \varphi_0.$$

Підставляючи вихідні дані, знаходимо:

$$U_{звс} = \frac{(2 \cdot 10^{-4})^2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 7 \cdot 10^{15}}{8 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 11,9} - 0,8 = 4,55 \text{ В.}$$

Відповідь: $U_{звс} = 4,55 \text{ В.}$

Задача 2. Визначити граничну частоту МДН-транзистора з індукованим каналом за напруги на заслоні $U_3 = 1,5 \cdot U_{пор}$. Довжина каналу $l_K = 5 \text{ мкм}$, ширина каналу $b_K = 50 \text{ мкм}$, діелектрична проникність підзаслонного діелектрика $\varepsilon = 4$, ємність заслін-вітик $C_{зв} = 8,0 \text{ пФ}$, поверхнева рухливість електронів у каналі $\mu_{nS} = 900 \text{ см}^2 \cdot (\text{В} \cdot \text{с})^{-1}$, товщина підзаслонного діелектрика 20 нм , порогова напруга $U_{пор} = 1,8 \text{ В.}$

Розв'язання. Гранична частота визначається за формулою (6.36):

$$f_{\text{Гр}} = \frac{S}{2\pi C_{\text{ЗВ}}} = \frac{C'_{\text{ЗК}} \mu_{\text{нс}} b_{\text{К}}}{2\pi C_{\text{ЗВ}} l_{\text{К}}} (U_3 - U_{\text{пор}}),$$

де $C'_{\text{ЗК}}$ – питома ємність підзаслонного діелектрика:

$$C'_{\text{ЗК}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{d} = \frac{8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 4}{20 \cdot 10^{-7}} = 0,177 \text{ мкФ / см}^2,$$

$$f_{\text{Гр}} = \frac{0,177 \cdot 10^{-6} \cdot 900 \cdot 50}{6,28 \cdot 8,0 \cdot 10^{-12} \cdot 5} = 28,5 \text{ МГц}.$$

Відповідь: $f_{\text{Гр}} = 28,5 \text{ МГц}$.

Задачі до розділу 7.

Прилади на нанорозмірних і квантових ефектах

Задача 1. Визначити довжину хвилі де-Бройля електронів у напівпровідниках Si, Ge, GaAs, GaSb, InP, за температури $T = 300 \text{ К}$.

Ефективні маси електронів у цих матеріалах дорівнюють: $m_{\text{Si}}^* = 0,26 m_0$, $m_{\text{Ge}}^* = 0,12 m_0$, $m_{\text{GaAs}}^* = 0,072 m_0$, $m_{\text{GaSb}}^* = 0,047 m_0$, $m_{\text{InP}}^* = 0,008 m_0$.

Розв'язання. Довжину хвилі де-Бройля $\lambda_{\text{дБ}}$ можна визначити із виразу для імпульсу частинки

$$p = m^* v = \frac{h}{\lambda_{\text{дБ}}},$$

де m^* – ефективна маса, v – швидкість частинки. Оскільки частинками є електрони, то їх швидкість дорівнює тепловій швидкості – v_T :

$$v_T = \sqrt{\frac{3k_B T}{m^*}}.$$

Підставляючи v_T у вираз для імпульсу частинки одержимо:

$$\lambda_{\text{дБ}} = \frac{h}{\sqrt{3m^* k_B T}}.$$

Визначимо $\lambda_{\text{дБ}}$ для кремнію:

$$\lambda_{\text{дБ}} = \frac{6,626 \cdot 10^{-34}}{\sqrt{3 \cdot 0,26 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,38 \cdot 300}} = 1,22 \cdot 10^{-8} \text{ м} = 12,2 \text{ нм} .$$

Аналогічно визначимо $\lambda_{\text{дБ}}$ в інших напівпровідниках.

Відповідь:

Матеріал	Si	Ge	GaAs	GaSb	InP
$\lambda_{\text{дБ}}$, нм	12,2	18,0	23,2	28,7	69,6

Задача 2. Визначити величину кроку напруги кулонівської блокади в одноелектронному транзисторі, якщо ємність квантової точки дорівнює $C_0 = 1,0$ аФ .

Розв'язання. Крок напруги можна визначити за формулою (7.8):

$$U = \frac{q}{2C_0}(2n+1),$$

де $n = 0, 1, 2, \dots$ – ціле число.

Підставляючи вихідні дані для $n = 0$ отримуємо крок напруги кулонівської блокади:

$$U = \frac{1,602 \cdot 10^{-19}}{2 \cdot 1,0 \cdot 10^{-18}}(2 \cdot 0 + 1) = 0,0801 \text{ В} \approx 80 \text{ мВ} .$$

Відповідь: $U = 80$ мВ .

Задачі до розділу 8. Оптоелектронні напівпровідникові прилади

Задача 1. Користуючись довідниковими даними, визначити довжину хвилі та відповідну частоту краю власного поглинання таких напівпровідників як PbSe, PbS, Ge, Si, GaAs, GdSe, CdS.

Розв'язання. Довжину хвилі $\lambda_{\text{гр}}$ визначають за формулою (8.11):

$$\lambda_{\text{гр}} = \frac{hc_0}{\Delta E_g} = \frac{1,23}{\Delta E_g} [\text{мкм}] ,$$

а частоту:

$$v_{\text{гp}} = \frac{c_0}{\lambda_{\text{гp}}},$$

де h – стала Планка, c_0 – швидкість світла у вакуумі, ΔE_g – енергія ширини забороненої зони.

Енергію ΔE_g напівпровідників знаходимо у довіднику.

Наприклад, визначимо $\lambda_{\text{гp}}$ і $v_{\text{гp}}$ для PbSe, у якого $\Delta E_g = 0,27 \text{ eB}$.

$$\lambda_{\text{гp}} = \frac{1,23}{0,27} = 4,6 \text{ мкм}, v_{\text{гp}} = \frac{299970000}{4,6 \cdot 10^{-6}} = 65,3 \text{ ТГц}.$$

Аналогічно визначаємо $\lambda_{\text{гp}}$ і $v_{\text{гp}}$ для інших напівпровідників.

Відповідь:

Матеріал	PbSe	PbS	Ge	Si	GaAs	GdSe	CdS
λ , мкм	4,592	3,179	1,722	1,107	0,867	0,670	0,490
v , ТГц	65,28	94,30	174,1	270,8	345,8	447,3	611,7

Задача 2. Концентрація домішок в областях p і n кремнієвого фотодіода дорівнює відповідно $N_A = 1,4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 2,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Дифузійна довжина неосновних носіїв $L_p = 0,06 \text{ см}$, $L_n = 0,1 \text{ см}$. Площа p - n переходу $S = 0,25 \text{ см}^2$. Визначити величину теплового струму й фотострумів за таких умов: рівні опроміювання $N_1 = 1,2 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{см} \cdot \text{с}}$, $N_2 = 5,6 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{см} \cdot \text{с}}$, $N_3 = 1,2 \cdot 10^{12} \frac{1}{\text{см} \cdot \text{с}}$, коефіцієнт відбивання $R = 0,6$, коефіцієнт поглинання $\alpha = 100$, квантовий вихід $\eta_{\text{ф}} = 0,96$, температура $T = 300 \text{ K}$.

Розв'язання. Тепловий струм можна знайти за формулами (2.45) і (2.46):

$$I = \left(q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} S + q \frac{D_n}{L_n} n_{p0} S \right) \left(e^{\frac{U}{\Phi_r}} - 1 \right) = I_0 \left(e^{\frac{U}{\Phi_r}} - 1 \right).$$

Звідси

$$I_0 = qS \left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right).$$

Заміняючи n_{p0} і p_{n0} за законом діючих мас, тепловий струм запишемо у такому вигляді:

$$I_0 = qS n_i^2 \left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right).$$

Підставляючи вихідні та довідкові дані знаходимо:

$$I_0 = 1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 0,25 \cdot (1,45 \cdot 10^{10})^2 \left(\frac{12,5}{0,06 \cdot 2,2 \cdot 10^{15}} + \frac{36}{0,1 \cdot 1,4 \cdot 10^{16}} \right) \approx 1 \text{ пА}.$$

Величина фотоструму визначається за формулою (8.24):

$$I_\phi = qG(L_p + L_n)S,$$

де G – швидкість генерації фотоносіїв, яку знаходимо за формулою (8.18):

$$G_1 = (1 - R)\alpha N_1 \eta_\phi = (1 - 0,6) \cdot 100 \cdot 1,2 \cdot 10^9 \cdot 0,96 = 1,08 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{см}^3 \cdot \text{с}};$$

$$I_{\phi 1} = 1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 1,08 \cdot 10^{11} \cdot (0,1 + 0,06) \cdot 0,25 = 577 \text{ пА}.$$

Аналогічно знаходимо G_2 , G_3 і $I_{\phi 2}$, $I_{\phi 3}$.

Відповідь: $I_0 = 1 \text{ пА}$, $I_{\phi 1} = 577 \text{ пА}$, $I_{\phi 2} = 57,8 \text{ нА}$, $I_{\phi 3} = 5,8 \text{ мкА}$.

Класифікація та системи умовних позначень напівпровідникових приладів

Натепер світова електронна промисловість випускає безліч різних типів напівпровідникових приладів. Для того щоб споживач міг якимось чином орієнтуватися в цій безлічі, у різних країнах розроблено системи класифікації умовних позначень напівпровідникових приладів. Такі системи вкрай необхідні й виробникам, оскільки в них закладено основні вимоги до різних класів і типів приладів, яких повинні дотримуватися фірми-виробники.

Системи класифікації та умовних позначень у різних країнах різні. Проте кожна система має бути якомога інформативнішою та водночас простішою.

Система умовних позначень вітчизняних приладів ґрунтується на державних і галузевих стандартах. Ця система класифікує напівпровідникові прилади за їх призначенням, основними експлуатаційними параметрами, конструктивно-технологічними властивостями, початковим матеріалом. Умовне позначення напівпровідникових приладів за вітчизняною системою складається із літерно-цифрового коду, кожен елемент якого містить ту чи іншу інформацію про прилад.

Умовне позначення та класифікація вітчизняних напівпровідникових приладів

Відповідно до галузевого стандарту України ГСТУЗ-53-10—94 «Прилади, напівпровідникові прилади. Класифікація та система умовних позначень» Літерно-цифровий код приладу складається з п'яти елементів.

Перший елемент — літера позначає матеріал, з якого вироблено прилад. Залежно від використаного матеріалу напівпровідниковим приладам надано такі позначення (табл. Д.1).

Таблиця Д.1

Початковий матеріал	Умовне позначення
Германій (чи сполуки германію)	Г
Кремній (чи сполуки кремнію)	К
Сполуки галію	А
Сполуки індію	І

Другий елемент — літера позначає підклас (чи групу) приладів (табл. Д.2).

Таблиця Д.2

Підклас приладів	Умовне позначення
Діоди випрямні, імпульсні, діодні перетворювачі (магнітодіоди тощо)	Д
Випрямні стовпи та блоки	Ц
Варікапи	В
Діоди тунельні та обернені	И
Діоди надвисокочастотні	А
Діоди світловипромінювальні, діоди інфрачервоного випромінювання	Л
Стабілізатори струму	Ж
Стабілізатори напруги (стабілітрони, стабістори)	С
Генератори шуму	Г
Детектори іонізувальних випромінювань	Х
Тиристори діодні	Н
Тиристори тріодні	У
Транзистори біполярні	Т
Транзистори польові	Е
Дефензори	Б
Прилади на ефекті Холла	М

Третій елемент — цифра означає одну з характеристик конкретного приладу (призначення) (табл. Д.3).

Таблиця Д.3

Характеристика приладу (призначення)	Умовне позначення
Діоди випрямні із середнім значенням прямого струму	
Не більше 0,3 А	1
Більше 0,3 А	2
Діодні перетворювачі (магнітодіоди, термодіоди тощо)	3

Характеристика приладу (призначення)	Умовне позначення
Діоди імпульсні: з терміном відновлення зворотного опору	
Більше 500 нс	4
Більше 150 нс, але не більше 500 нс	5
Більше 30 нс, але не більше 150 нс	6
Більше 5 нс, але не більше 30 нс	7
Більше 1 нс, але не більше 5 нс	8
З ефективним часом життя неосновних носіїв заряду менше 1 нс	9
Випрямні стовпи із середнім значенням прямого струму	
Не більше 0,3 А	1
Більше 0,3 А	2
Випрямні мости та блоки із середнім значенням прямого струму	
Не більше 0,3 А	3
Більше 0,3 А	4
Варикапи	
Підстроювальні	1
Помножувальні	2
Діоди тунельні та обернені	
Підсилювальні	1
Генераторні	2
Перемикальні	3
Обернені	4
Діоди надвисокоочастотні	
Змішувальні	1
Детекторні	2
Підсилювальні	3
Параметричні	4
Перемикальні та обмежувальні	5

Характеристика приладу (призначення)	Умовне позначення
Помножувальні та настроювальні	6
Генераторні	7
Імпульсні	8
Випрямні	9
Стабілізатори струму	1
Стабілізатори напруги (стабілітрони, стабістори, обмежувачі) а) з потужністю не більше 0,3 Вт:	
1) з напругою стабілізації (обмеження) менше 10 В	1
2) з напругою стабілізації (обмеження) більше 10 В, але не більше 100 В	2
3) з напругою стабілізації (обмеження) більше 100 В	3
б) з потужністю більше 0,3 Вт, але не більше 5 Вт:	
1) з напругою стабілізації (обмеження) менше 10 В	4
2) з напругою стабілізації (обмеження) більше 10 В, але не більше 100В	5
3) з напругою стабілізації (обмеження) більше 100 В	6
в) потужністю більше 5 Вт, але не більше 10 Вт:	
1) з напругою стабілізації (обмеження) менше 10 В	7
2) з напругою стабілізації (обмеження) більше 10 В, але не більше 100 В	8
3) з напругою стабілізації (обмеження) більше 100 В	9
Генератори шуму	
Низькочастотні	1
Високочастотні	2
Детектори іонізуювальних випромінювань Детектори безпосередньо іонізуювального випромінювання	
Спектрометричні	1
Лічильні	2
Струмові	3

Характеристика приладу (призначення)	Умовне позначення
Часові	4
Детектори непрямого іонізувального випромінювання	
Спектрометричні	5
Лічильні	6
Струмові	7
Часові	8
Запам'ятовувальні	9
Тиристори	
Діодні	
З максимально допустимим значенням прямого струму не більше 0,3 А, чи імпульсного струму не більше 15 А	1
З максимально допустимим значенням прямого струму більше 0,3 А, але не більше 10 А, чи імпульсного струму більше 15 А, але не більше 100 А	2
З максимально допустимим значенням прямого струму більше 10 А, чи імпульсного струму більше 100 А	3
Триодні не блоковані	
З максимально допустимим значенням прямого струму не більше 0,3 А, чи імпульсного струму не більше 15 А	1
З максимально допустимим значенням прямого струму більше 0,3 А, але не більше 10 А, чи імпульсного струму більше 15 А, але не більше 100 А	2
З максимально допустимим значенням прямого струму більше 10 А, чи імпульсного струму більше 100 А	3
Триодні блоковані	
З максимально допустимим значенням прямого струму не більше 0,3 А, чи імпульсного струму не більше 15 А	4
З максимально допустимим значенням прямого струму більше 0,3 А, але не більше 10 А, чи імпульсного струму більше 15 А, але не більше 100 А	5
З максимально допустимим значенням прямого струму більше 10 А, чи імпульсного струму більше 100 А	6

Характеристика приладу (призначення)	Умовне позначення
Тріодні симетричні	
З максимально допустимим значенням прямого струму не більше 0,3 А, чи імпульсного струму не більше 15 А	7
З максимально допустимим значенням прямого струму більше 0,3 А, але не більше 10 А, чи імпульсного струму більше 15 А, але не більше 100 А	8
З максимально допустимим значенням прямого струму більше 10 А, чи імпульсного струму більше 100 А	9
Транзистори біполярні та польові Малої потужності (максимальна потужність, що розсіюється транзистором не більше 0,3 Вт)	
Гранична частота коефіцієнта передачі за струмом, чи максимальна робоча частота (для біполярних транзисторів), максимальна рекомендована частота (для польових транзисторів) не більше 3 МГц	1
Гранична частота коефіцієнта передачі за струмом, чи максимальна робоча частота (для біполярних транзисторів), максимальна рекомендована частота (для польових транзисторів) більше 3 МГц, але не більше 30 МГц	2
Гранична частота коефіцієнта передачі за струмом, чи максимальна робоча частота (для біполярних транзисторів), максимальна рекомендована частота (для польових транзисторів) більше 30 МГц	3
Середньої потужності (максимальна потужність, що розсіюється транзистором, більше 0,3 Вт, але не більше 1,5 Вт)	
Гранична частота коефіцієнта передачі за струмом, чи максимальна робоча частота (для біполярних транзисторів), максимальна рекомендована частота (для польових транзисторів) не більше 3 МГц	4
Гранична частота коефіцієнта передачі за струмом, чи максимальна робоча частота (для біполярних транзисторів), максимальна рекомендована частота (для польових транзисторів) більше 3 МГц, але не більше 30 МГц	5
Гранична частота коефіцієнта передачі за струмом, чи максимальна робоча частота (для біполярних транзисторів), максимальна рекомендована частота (для польових транзисторів) більше 30 МГц	6

Характеристика приладу (призначення)	Умовне позначення
Великої потужності (максимальна потужність, що розсіюється транзистором, більше 1,5 Вт)	
Гранична частота коефіцієнта передачі за струмом, чи максимальна робоча частота (для біполярних транзисторів), максимальна рекомендована частота (для польових транзисторів) не більше 3 МГц	7
Гранична частота коефіцієнта передачі за струмом, чи максимальна робоча частота (для біполярних транзисторів), максимальна рекомендована частота (для польових транзисторів) більше 3 МГц, але не більше 30 МГц	8
Гранична частота коефіцієнта передачі за струмом, чи максимальна робоча частота (для біполярних транзисторів), максимальна рекомендована частота (для польових транзисторів) більше 30 МГц	9

Четвертий елемент — позначення приладів (крім стабілітронів) — двозначне число від 01 до 99, що означає порядковий номер розробки приладу. Допускається використовувати тризначне число від 101 до 999 за умови, якщо порядковий номер розробки перевищує число 99. Для стабілітронів — двозначне число, що означає напругу стабілізації. Порядковий номер розробки встановлює головна організація із стандартизації ВЕТ — науково-технічний центр стандартизації, метрології та сертифікації виробів електронної техніки (НТЦ ССЕТ).

П'ятий елемент — позначення приладів — літера української абетки (за винятком І, Ї, Є, З, О, Ч, Ш, Щ, Й, Б), що означає класифікацію за параметрами приладів, виготовлених за єдиною технологією.

У разі модернізації приладів, що приводить до зміни його конструкції, або електричних параметрів, після позначень приладу використовують цифру від 1 до 5.

Для безкорпусних приладів у склад позначень вводиться через риску цифра, що характеризує відповідну модифікацію конструктивного виконання:

- 1 — з гнучкими виводами без кристалотримача (підкладки);
- 2 — з гнучкими виводами на кристалотримачі;
- 3 — з жорсткими виводами без кристалотримача;
- 4 — з жорсткими виводами на кристалотримачі;
- 5 — з контактними площинами без кристалотримача та без виводів (кристал);
- 6 — з контактними площинами на кристалотримачі, без виводів (кристал на підкладці).

Шостий елемент — позначення для приладів, що об'єднані в єдину конструкцію (корпус), з'єднаних або не з'єднаних електрично після позначення приладу використовується літера С; для приладів, підібраних за електричними параметрами в пари — Р, трійки — Т, четвірки — Г, шістки — К, вісімки — Н.

Для приладів, що виготовляють в мініатюрному пластмасовому корпусі, умовні позначення встановлюють з доданням цифри «9» у кінці умовного позначення; якщо прилади виготовляють в даних корпусах в декількох конструктивних виконаннях, то в кінці умовного позначення проставляють риску та цифру:

— для трививідних корпусів типу КТ 46, КТ 46А (аналог SOT 23) — без цифри (з мініпласта) та 01 (з мікропласта);

— для двовивідних корпусів типу КД 36 (аналог SOD 122) — 1 (з мініпласта) та 11 (з мікропласта);

— для чотирививідних корпусів типу КТ 48 (аналог SOT 143) — 2 (з мініпласта) та 21 (з мікропласта).


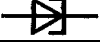

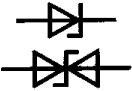

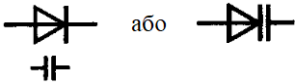

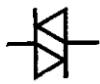


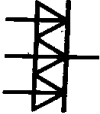

Перед умовним позначенням вказується скорочена назва держави розробника напівпровідникових приладів — «У».




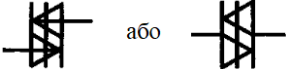
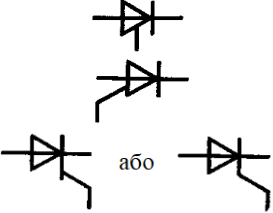
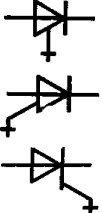
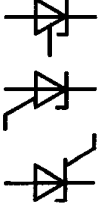
Система умовних графічних позначень напівпровідникових приладів

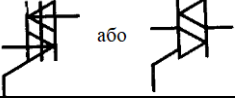
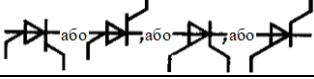









Натепер в Україні прийнято систему умовних графічних позначень напівпровідникових приладів, яка була встановлена в Радянському Союзі ГОСТ 2.730—73 з деякими змінами, уведеними в 1990 р.

Умовне позначення напівпровідникових приладів відповідно до цього стандарту наведено в таблиці Д. 4.

Таблиця Д. 4

Позначення	Найменування
	Діод (загальне позначення)
	Діод тунельний
	Діод обернений
	Стабілітрон (діод лавинний випрямний) а) однобічний б) двобічний
	Діод теплоелектричний
 або 	Варикап (діод ємнісний)
 або 	Діод двонаправлений
	Модуль з кількома (наприклад, трьома) однаковими діодами із спільним анодним і самостійними катодними виводами
	Модуль з кількома однаковими діодами із спільним катодним і самостійними анодними виводами
	Діод Шоттки

Позначення	Найменування
	Діод світловипромінювальний
	Тиристор діодний, що запирається у зворотному напрямі
	Тиристор діодний, що проводить у зворотному напрямі
	Тиристор діодний симетричний
	Тиристор тріодний: а) загальне позначення б) що запирається у зворотному напрямі з керуванням за анодом в) що запирається у зворотному напрямі з керуванням за катодом
	Тиристор тріодний, що вимикається: а) загальне позначення б) що запирається у зворотному напрямі з керуванням за анодом в) що запирається у зворотному напрямі з керуванням за катодом
	Тиристор тріодний, що проводить у зворотному напрямі: а) загальне позначення б) з керуванням за анодом в) з керуванням за катодом

Позначення	Найменування
	Тиристор тріодний симетричний (двонаправлений) — тріак
	Тиристор тетродний, що запирається у зворотному напрямі
	Транзистор: а) типу <i>p-n-p</i> б) типу <i>n-p-n</i> з виводом від внутрішнього екрана
	Транзистор типу <i>n-p-n</i> , колектор з'єднаний з корпусом
	Транзистор лавинний типу <i>n-p-n</i>
	Транзистор одноперехідний з <i>n</i> - базою
	Транзистор одноперехідний з <i>p</i> - базою
	Транзистор двобазовий типу <i>n-p-n</i>
	Транзистор двобазовий типу <i>p-n-i-p</i> з виводом від <i>i</i> - області
	Транзистор багатоемітерний типу <i>n-p-n</i>
	Транзистор польовий з каналом типу <i>n</i>

Позначення	Найменування
	Транзистор польовий з каналом типу p
	<p>Транзистор польовий з ізольованим заслоном без виводу від підкладки:</p> <p>а) збагаченого типу з p-каналом</p> <p>б) збагаченого типу з n-каналом</p> <p>в) збідненого типу з p-каналом</p> <p>г) збідненого типу з n-каналом</p>
	Транзистор польовий з ізольованим заслоном збагаченого типу з n -каналом, із внутрішнім з'єднанням витоку та підкладки
	Транзистор польовий з ізольованим заслоном з виводом від підкладки збагаченого типу з p -каналом
	Транзистор польовий з двома ізольованими заслонами збідненого типу з p -каналом з виводом від підкладки
	Транзистор польовий із заслоном Шотткі
	Транзистор польовий з двома заслонами Шотткі
	<p>Фоторезистор:</p> <p>а) загальне позначення</p> <p>б) диференційний</p>

Позначення	Найменування
	Фотодіод
	Фототиристор
	Фототранзистор: а) типу <i>p-n-p</i> б) типу <i>n-p-n</i>
	Фотоелемент
	Фотобатарея

Приклади умовних позначень

1. Кремнієвий варикап підстроювальний, номер розробки 31, група А, підібрані в четвірки, модифікація за корпусом 1:

УКВ131АГ1.

2. Кремнієвий біполярний транзистор малої потужності надвисокої частоти, номер розробки 148, група А:

УКТ3148А.

3. Набір кремнієвих імпульсних діодів в єдиному корпусі, номер розробки 27, група А:

УКД627АС.

4. Діод надвисокочастотний перемикальний на арсеніді галію, номер розробки 38, група А:

УАА538А.

5. Кремнієвий транзистор малої потужності високої частоти, номер розробки 26, група А, у мініатюрному пластмасовому корпусі:

УКТ326А9.

6. Арсенід-галієвий перемикальний без корпусний тунельний діод з гнучкими виводами на кристалотримача, номер розробки 10, група Б:

УАИЗ10Б-2.

Умовні позначення та класифікація закордонних напівпровідникових приладів

Системи класифікації та умовні позначення напівпровідникових приладів держав близького зарубіжжя ґрунтуються на стандартах колишнього Радянського Союзу і майже відповідають додатку 1.

В інших державах існують власні системи умовних позначень, які встановлюються фірмами-виробниками, або за узгодженням з іншими виробниками.

У Сполучених Штатах Америки найбільш поширена система умовних позначень *JEDEC* (*Joint Electron Device Engineering Council*), яка прийнята технічною Радою з електронних приладів.

За цією системою умовному позначенню приладів відповідає код, який складається з трьох елементів:

Перший елемент — цифра, яка зазвичай означає кількість *p-n* переходів. Використовують цифри 1, 2, 3, 4 відповідно з типом приладів (1 — діод, 2 — транзистор, 3 — тиристор, 4 — оптопара).

Другий елемент — складається з літери *N* і серійного номера, який реєструється асоціацією підприємств електронної промисловості. Цей елемент не містить будь-якої інформації про властивості приладу.

Третій елемент — літера, яка вказує на різновид приладу за якимись характеристиками. Приклад: 2N2219, 2N2219A (аналог КТ928Б, КТ928В).

В Європі існує система, за якою позначення напівпровідникових приладів надається організацією *Association International Pro Electron*. За цією системою прилади широкого використання позначають двома літерами та трьома цифрами (за двома літерами стоїть тризначний номер від 100 до 999). У приладах для спеціальної апаратури третій знак — літера, за якою стоїть двозначний номер від 10 до 99. У системі *Pro Electron* кожний елемент має таке позначення:

Перший елемент — літера — позначає початковий матеріал напівпровідника (табл. Д.5).

Таблиця Д.5

Початковий матеріал	Умовне позначення
Германій	А
Кремній	В
Арсенід галію	С
Антимонід індію	Д

Другий елемент — літера — позначає підклас приладів (табл. Д.6)

Третій елемент — цифра для приладів широкого призначення, або буква для приладів спеціального призначення.

Четвертий елемент — двозначне число від 01 до 99 позначає порядковий номер розробки приладу.

Приклад: BCX53 — кремнієвий низькочастотний малопотужний транзистор спеціального призначення, номер розробки 53 (аналог КТ664А9).

Таблиця Д.6

Підклас приладів	Умовні позначення
Діоди детекторні, швидкодіючі, змішувальні	А
Діоди зі змінною ємністю	В
Транзистори низькочастотні малопотужні	С
Транзистори низькочастотні потужні	Д
Діоди тунельні	Е
Транзистори високочастотні малопотужні	F
Транзистори високочастотні потужні	L
Світлочутливі прилади (фотоприймачі)	P
Випромінювальні прилади	Q
Прилади, які працюють в області пробую	R
Транзистори перемикальні малопотужні	S
Регульовальні та перемикальні прилади, потужні керувальні випрямлячі	T
Транзистори перемикальні потужні	U
Діоди помножувальні	X
Діоди випрямні потужні	Y
Стабілітрони	Z

Японська система умовних позначень визначається стандартом *JIS* — С — 7012, який прийнято асоціацією *EIAJ* — *Electronic Industries Association of Japan*.

Умовне позначення напівпровідникових приладів за цим стандартом складається з п'яти елементів.

Перший елемент — цифра — позначає тип напівпровідникового приладу. Використовують чотири цифри — 0; 1; 2; 3.

Таблиця Д.7

Клас приладів	Умовні позначення
Фотодіоди, фототранзистори	0
Діоди	1
Транзистори	2
Тиристри	3

Другий елемент — літера S — позначає, що прилад є напівпровідниковим (*semiconductor*).

Третій елемент — літера — позначає підклас напівпровідникових приладів (табл. Д.8).

Таблиця Д.8

Підклас приладів	Умовні позначення
Транзистори <i>p-n-p</i> високочастотні	A
Транзистори <i>p-n-p</i> низькочастотні	B
Транзистори <i>n-p-n</i> високочастотні	C
Транзистори <i>n-p-n</i> низькочастотні	D
Діоди Есакі (тунельні діоди)	E
Тиристри	F
Діоди Ганна	G
Одноперехідні транзистори	H
Польові транзистори з <i>p</i> -каналом	I
Польові транзистори з <i>n</i> -каналом	K
Симетричні тиристри	M
Світловипромінювальні діоди	Q
Випрямні діоди	R
Малосигнальні діоди	S
Лавинні діоди	T
Діоди зі змінною ємністю	V
Стабілітрони	Z

Четвертий елемент — цифра — означає номер технологічної розробки приладу і починається з цифри 11.

П'ятий елемент — літера (A або B) — означає модифікацію розробки (A — перша, B — друга модифікації).

Приклад: 2SD401A — транзистор напівпровідниковий низькочастотний *n-p-n* — типу, номер розробки — 401, перша модифікація (аналог — KT850A).

Наведені системи не охоплюють усіх умовних позначень закордонних напівпровідникових приладів. Є багато інших систем.

**Основні параметри германію, кремнію та арсеніду галію
(при температурі 300 К)**

Таблиця Д.9

Параметр	Германій	Кремній	Арсенід галію
Кількість атомів, см^{-3}	$4,42 \cdot 10^{22}$	$5 \cdot 10^{22}$	$4,42 \cdot 10^{22}$
Атомна вага	72,6	28,09	144,63
Густина, $\text{г}/\text{см}^3$	5,3267	2,328	5,32
Відносна діелектрична проникність ϵ	16	11,9	13,1
Напруженість пробою, В/см	10^5	$3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$
Ширина забороненої зони, еВ	0,67	1,12	1,42
Ефективна щільність станів у зоні провідності N_C , см^{-3}	$1,04 \cdot 10^{19}$	$2,8 \cdot 10^{19}$	$4,7 \cdot 10^{17}$
Ефективна щільність станів у валентній зоні N_V , см^{-3}	$6 \cdot 10^{18}$	$1,04 \cdot 10^{19}$	$7 \cdot 10^{17}$
Концентрація власних носіїв, см^{-3}	$2,4 \cdot 10^{13}$	$1,45 \cdot 10^{10}$	$1,79 \cdot 10^6$
Власний питомий опір, Ом \cdot см	47	$2,3 \cdot 10^5$	10^8
Температура плавлення, $^{\circ}\text{C}$	937	1415	1238
Ефективна маса m^*/m_0 :			
електронів	1,64	0,98	0,067
дірок	0,082	0,19	—
Рухливість, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$:			
електронів	3900	1500	8500
дірок	1900	450	400
Коефіцієнт дифузії, $\text{см}^2/\text{с}$:			
електронів	94	36	290
дірок	44	12,5	12
Час життя носіїв, с	10^{-5}	$2,5 \cdot 10^{-3}$	10^{-8}

Фізичні константи

Таблиця Д.10

Константа	Числове значення
Стала Больцмана k , Дж · К ⁻¹	$1,38 \cdot 10^{-23}$
Стала Планка h , Дж · с	$6,63 \cdot 10^{-34}$
Стала Планка редукована $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, Дж · с	$1,05 \cdot 10^{-34}$
Заряд електрона q , Кл	$1,6 \cdot 10^{-19}$
Маса електрона m_0 , кг	$0,91 \cdot 10^{-30}$
Маса протона M , кг	$1,67 \cdot 10^{-27}$
Швидкість світла у вакуумі c , см · с ⁻¹	$3 \cdot 10^{10}$
Електрична стала ϵ_0 , Ф · см ⁻¹	$8,85 \cdot 10^{-14}$
Електрон-вольт 1 еВ, Дж	$1,6 \cdot 10^{-19}$
Температурний потенціал ($T = 300$ К) φ_T , В	0,026
Довжина хвилі фотона з енергією 1 еВ λ , мкм	1,24

ЗМІСТ

Перелік скорочень	3
Основні позначення	4
Передмова	9
Історична довідка	12
Розділ 1. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ З ФІЗИКИ	
НАПІВПРОВІДНИКІВ	15
1.1. Електропровідність речовини	15
1.2. Основи зонної теорії	18
1.3. Відмінності між металами, напівпровідниками та діелектриками з погляду зонної теорії	22
1.4. Структура напівпровідників і типи провідності	23
1.4.1. <i>Власна електропровідність</i>	25
1.4.2. <i>Домішкова електропровідність</i>	27
1.5. Розподіл носіїв заряду в зонах напівпровідника. Рівень Фермі	30
1.6. Концентрація носіїв заряду в напівпровідниках у рівноважному стані	34
1.7. Положення рівня Фермі в забороненій зоні напівпровідника. Вплив концентрації носіїв заряду та температури	37
1.8. Концентрація носіїв заряду в напівпровідниках у нерівноважному стані	39
1.9. Питома електропровідність і питомий опір. Вплив температури	41
1.9.1. <i>Температурна залежність концентрації носіїв</i>	42
1.9.2. <i>Температурна залежність рухливості носіїв</i>	44
1.10. Струми в напівпровідниках	45
1.11. Рух носіїв заряду в сильних електричних полях	47
Розділ 2. ЕЛЕКТРИЧНІ ПЕРЕХОДИ МІЖ	
НАПІВПРОВІДНИКАМИ	51
2.1. Електронно-дірковий перехід. Структура та методи утворення	51

2.2. Фізичні процеси під час створення <i>p-n</i> переходу	55
2.3. <i>P-n</i> перехід у рівноважному стані	58
2.3.1. Струми через <i>p-n</i> перехід	58
2.3.2. Висота потенціального бар'єра <i>p-n</i> переходу	59
2.3.3. Розподіл електричного поля та потенціалу в <i>p-n</i> переході. Ширину переходу	60
2.4. <i>P-n</i> перехід у нерівноважному стані.	65
2.4.1. Струми через <i>p-n</i> перехід. Висота потенціального бар'єра та ширина переходу	65
2.4.2. Інжекція та екстракція носіїв заряду	67
2.4.3. Розподіл носіїв заряду в базі у разі прямого та зворотного зміщень переходу. Рівень інжекції	69
2.5. Вольт-амперна характеристика ідеалізованого <i>p-n</i> переходу	70
2.6. Вольт-амперна характеристика реального <i>p-n</i> переходу	75
2.6.1. Зворотна гілка вольт-амперної характеристики	75
2.6.2. Пряма гілка вольт-амперної характеристики	80
2.6.3. Температурна залежність вольт-амперної характеристики	83
2.7. Електричний пробій <i>p-n</i> переходу	86
2.8. Фізичні параметри та модель <i>p-n</i> переходу.	91
2.8.1. Опір <i>p-n</i> переходу	91
2.8.2. Бар'єрна ємність <i>p-n</i> переходу	93
2.8.3. Дифузійна ємність <i>p-n</i> переходу	95
2.8.4. <i>P-n</i> перехід на малому змінному сигналі.	97
2.8.5. Малосигнальна схема заміщення <i>p-n</i> переходу	99
2.9. <i>P-n</i> перехід на високому рівні інжекції.	100
2.10. Переходи між домішковими та власними напівпровідниками	105
2.11. Переходи між однотипними напівпровідниками.	106
2.12. Гетеропереходи.	107
Розділ 3. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ.	113
3.1. Класифікація діодів.	113
3.2. Випрямні діоди	114
3.2.1. Германієві діоди	115
3.2.2. Кремнієві діоди.	117
3.2.3. Арсенід-галієві діоди.	121
3.2.4. Силові діоди	121
3.3. Імпульсні діоди	125
3.3.1. Перемикання діода з прямого вмикання на зворотне	125
3.3.2. Проходження імпульсів прямого струму через діод	130
3.3.3. Основні параметри імпульсних діодів	131
3.3.4. Діоди з нагромадженням заряду	132
3.4. Напівпровідникові стабілітрони та стабістори	133
3.4.1. Принцип дії стабілітрона	133
3.4.2. Основні параметри стабілітронів	134
3.4.3. Стабістори	137
3.5. Варикапи	138
3.5.1. Структура та принцип дії варикапа	138

3.5.2. Основні параметри варикапів	139
3.5.3. Добротність варикапа	140
3.5.4. Залежність параметрів варикапів від температури	142
3.6. Тунельні діоди.	143
3.6.1. Структура та принцип дії тунельного діода	143
3.6.2. Основні параметри тунельних діодів.	146
3.6.3. Частотні властивості тунельних діодів	148
3.6.4. Обернений тунельний діод	150
3.7. Діоди з переходом метал-напівпровідник (Діоди Шоттки).	150
3.7.1. Контакт металу та напівпровідника	150
3.7.2. Вольт-амперна характеристика контакту метал-напівпровідник.	155
3.7.3. Структура та властивості діода Шоттки	159
3.8. Перемикальні діоди	161
3.8.1. Діоди з <i>r-p</i> переходом	162
3.8.2. Діоди з <i>r-i-p</i> структурою	164
3.8.3. Основні параметри перемикальних діодів	166
3.9. Лавинно-пролітні діоди	167
3.9.1. Структура та режим роботи лавинно-пролітного діода	167
3.9.2. Основні параметри лавинно-пролітних діодів	173
3.9.3. Інжекційно-пролітні діоди	173
3.10. Діоди Ганна.	176
3.10.1. Структура та принцип роботи діода Ганна	176
3.10.2. Доменні режими	179
3.10.3. Режим обмеженого нагромадження об'ємного заряду	180
3.10.4. Основні параметри діодів Ганна	182

Розділ 4. БІПОЛЯРНІ ТРАНЗИСТОРИ 186

4.1. Структура транзистора	186
4.2. Режими роботи транзистора. Розподіл носіїв заряду в областях бездрейфового транзистора	189
4.3. Фізичні процеси у транзисторі в активному режимі	194
4.4. Співвідношення між струмами транзистора в активному режимі	196
4.5. Схеми вмикання транзистора. Підсилення в транзисторі.	197
4.6. Ефект Ерлі	199
4.7. Статичні характеристики ідеалізованого транзистора	202
4.7.1. Залежність між струмами та напругами ідеалізованого транзистора	202
4.7.2. Рівняння Еберса-Молла	205
4.8. Статичні характеристики реального транзистора	207
4.8.1. Характеристики для схеми із загальною базою	208
4.8.2. Характеристики для схеми із загальним емітером	212
4.9. Параметри транзисторів.	215
4.9.1. Фізичні параметри транзистора	216
4.9.2. Зовнішні параметри транзистора	222
4.9.3. Залежність параметрів від режиму роботи	227

4.9.4. Залежність параметрів від температури	229
4.10. Електричний пробій в транзисторах	231
4.10.1. Види пробою	231
4.10.2. Особливості пробою планарних транзисторів	235
4.10.3. Методи підвищення пробивних напруг	236
4.11. Частотні властивості транзисторів	239
4.11.1. Частотна залежність коефіцієнта α	239
4.11.2. Частотна залежність коефіцієнта β	243
4.12. Робота транзистора в імпульсному режимі	244
4.12.1. Схема із загальною базою	245
4.12.2. Схема із загальним емітером	248
4.12.3. Аналіз перехідних процесів у транзисторі	250
4.12.4. Біполярний транзистор з діодом Шотткі	256
4.13. Дрейфові транзистори	257
4.13.1. Електричне поле та дрейфова швидкість носіїв у базі транзистора	257
4.13.2. Розподіл носіїв заряду в базі транзистора	261
4.14. Власні шуми транзисторів	264
4.15. Особливості роботи транзистора на високих рівнях інжекції	268
4.16. Різновиди біполярних транзисторів	273
4.16.1. Потужні транзистори	273
4.16.2. Складені транзистори	276
4.16.3. Одноперехідні транзистори	279
Розділ 5. ТИРИСТОРИ	285
5.1. Диністор. Структура та принцип дії	285
5.2. Тріодний тиристор	293
5.3. Ефект du/dt у тиристорах	296
5.4. Ефект di/dt у тиристорах	297
5.5. Параметри тиристорів	298
5.6. Різновиди тиристорів	299
5.6.1. Тиристор із зашунтованим емітерним переходом	299
5.6.2. Тиристор зі зворотною провідністю	301
5.6.3. Симетричний тиристор	303
5.6.4. Запірний тиристор	307
Розділ 6. ПОЛЬОВІ ТРАНЗИСТОРИ	314
6.1. Польові транзистори з керувальним $p-n$ переходом	314
6.1.1. Структура та принцип дії транзистора	314
6.1.2. Вольт-амперні характеристики транзистора	317
6.1.3. Розрахунок стоківих характеристик	321
6.1.4. Частотні властивості польових транзисторів	324
6.2. Польові транзистори з ізольованим заслоном	326
6.2.1. Структура та принцип дії транзистора	326
6.2.2. МДН-транзистори з індукованим каналом	332
6.2.3. Вольт-амперні характеристики МДН-транзисторів	334
6.2.4. Параметри транзисторів	338

6.2.5. МДН-транзистори із вбудованим каналом	341
6.2.6. Особливості короткоканальних МДН-транзисторів	342
6.3. Потужні польові транзистори.	344
6.3.1. Потужні транзистори з керувальним р-п переходом.	345
6.3.2. Потужні МДН-транзистори	349

Розділ 7. ПРИЛАДИ НА НАНОРОЗМІРНИХ І КВАНТОВИХ

ЕФЕКТАХ	356
7.1. Біполярні транзистори на гетеропереходах.	357
7.2. Польові гетеротранзистори	360
7.3. Транзистори на «гарячих» електронах	365
7.4. Прилади на резонансно-тунельному ефекті	371
7.4.1. Резонансно-тунельні діоди	372
7.4.2. Резонансно-тунельні транзистори	374
7.5. Одноелектронні транзистори	376

Розділ 8. ОПТОЕЛЕКТРОННІ НАПІВПРОВІДНИКОВІ

ПРИЛАДИ	383
8.1. Фотометричні параметри оптичного випромінювання	383
8.2. Фотоелектричні напівпровідникові приймачі	386
8.2.1. Внутрішній фотоэффект у напівпровідниках	387
8.2.2. Фоторезистори	389
8.2.3. Фотоелектричні діоди	393
8.2.3.1. Структура та принцип дії фотодіода	394
8.2.3.2. Основні характеристики та параметри фотодіодів	395
8.2.3.3. Різновиди фотодіодів.	399
8.2.4. Фотоприймачі з внутрішнім підсиленням	402
8.2.4.1. Біполярні фототранзистори	402
8.2.4.2. Складені фототранзистори.	404
8.2.4.3. Польові фототранзистори	405
8.2.4.4. Фототиристори	406
8.3. Світловипромінювальні прилади	407
8.3.1. Люмінесценція	407
8.3.2. Світлодіоди	410
8.3.3. Особливості світлодіодів на основі гетероструктур.	417
8.3.4. Напівпровідникові інжекційні лазери.	418
8.4. Фотоелектричні елементи	424
8.4.1. Структура та принцип дії	425
8.4.2. Основні параметри та характеристики	427
8.4.3. Різновиди фотоелементів.	430

Список літератури	435
------------------------------------	-----

Додатки	437
Додаток 1. Приклади розв'язання задач.	437
Додаток 2. Класифікація та системи умовних позначень напівпровідникових приладів.	459

Додаток 3. Система умовних графічних позначень напівпровідникових приладів.	467
Додаток 4. Приклади умовних позначень	472
Додаток 5. Умовні позначення та класифікація закордонних напівпровідникових приладів.	473
Додаток 6. Основні параметри германію, кремнію та арсеніду галію (при температурі 300 К)	476
Додаток 7. Фізичні константи	477