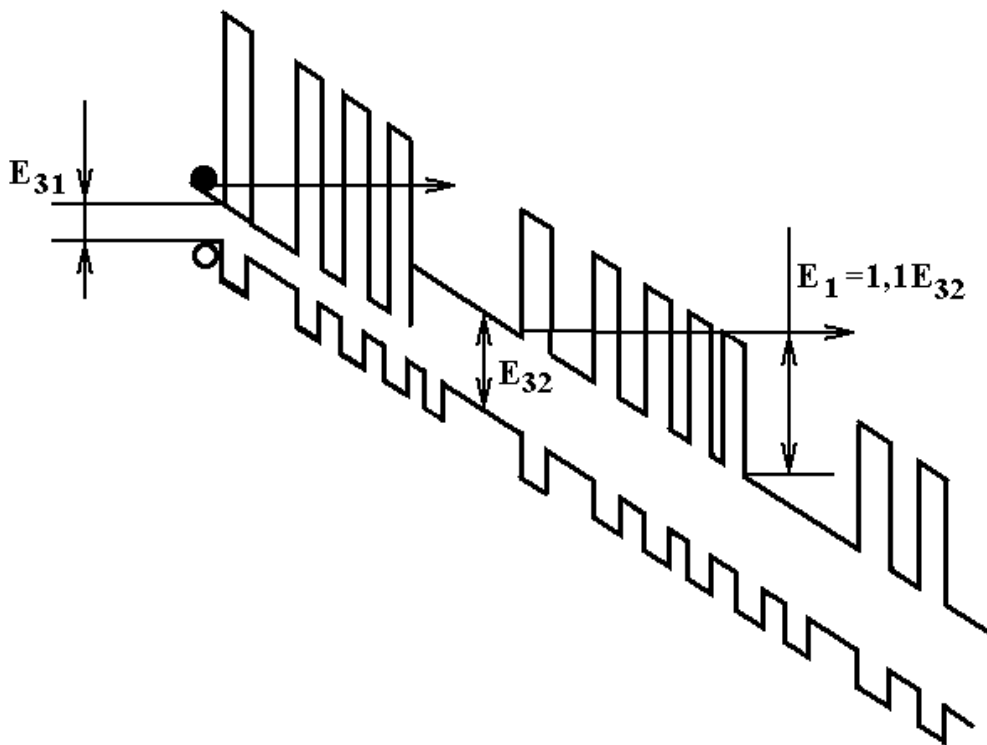


В.С. Осадчук, О.В. Осадчук

НАПІВПРОВІДНИКОВІ ПРИЛАДИ З ВІД'ЄМНИМ ОПОРОМ



Міністерство освіти і науки України
Вінницький національний технічний університет

В.С. Осадчук, О.В. Осадчук

НАПІВПРОВІДНИКОВІ ПРИЛАДИ З ВІД'ЄМНИМ ОПОРОМ

Затверджено Вченою радою Вінницького національного технічного університету як навчальний посібник для студентів спеціальностей “Мікроелектроніка та напівпровідникові прилади”, “Електронні пристрої та прилади”, “Радіотехніка” і “Апаратура радіозв’язку, радіомовлення і телебачення”. Протокол № 4 від 27 жовтня 2005 р.

Вінниця ВНТУ 2006

УДК 621.383

О 72

Рецензенти:

О.Д. Азаров, доктор технічних наук, професор

В.М. Лисогор, доктор технічних наук, професор

О.В. Поджаренко, доктор технічних наук, професор

Рекомендовано до видання Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України

Осадчук В.С., Осадчук О.В.

О 72 Напівпровідникові прилади з від'ємним опором. Навчальний посібник. — Вінниця: ВНТУ, 2006. — 162 с.

У навчальному посібнику розглянуті загальні поняття про від'ємний опір, фізичні механізми виникнення від'ємного опору у напівпровідникових структурах з р-п переходами, схемотехнічні методи створення транзисторних структур з від'ємним опором, механізм виникнення від'ємного опору в діодних і тріодних тиристорних структурах, одноперехідних і лавинних транзисторах, індуктивному, складовому і реактивному транзисторах. Наведені приклади практичного застосування приладів з від'ємним опором для створення перемикачів, логічних елементів, генераторів, активних індуктивних елементів, фотоприймачів тощо.

Навчальний посібник призначений для студентів спеціальностей “Мікроелектроніка та напівпровідникові прилади”, “Електронні пристрої та прилади”, “Радіотехніка” і “Апаратура радіозв'язку, радіомовлення і телебачення” всіх форм навчання.

УДК 621.383

© В.С. Осадчук, О.В. Осадчук, 2006

ЗМІСТ

Вступ.	5
1. ВІД'ЄМНИЙ ОПІР.	7
1.1. Поняття про від'ємний опір.	7
1.2. Комплексний характер від'ємного опору.	8
1.3. Вид вольт-амперної характеристики і її залежність від типу зворотного зв'язку.	10
Контрольні питання.	13
2. НАПІВПРОВІДНИКОВІ НИЗЬКОЧАСТОТНІ ПРИЛАДИ З ВІД'ЄМНИМ ОПОРОМ.	14
2.1. Напівпровідникові діоди з вольт-амперною характеристикою S-типу.	14
2.2. Пристрої на основі S-діодів.	20
2.3. Лямбда-діоди.	24
2.4. Лямбда-транзистори.	27
2.5. Пристрої на основі лямбда-діодів.	30
2.6. Діодні тиристори.	38
2.7. Робота діодного тиристора у відкритому стані.	40
2.8. Робота діодного тиристора в закритому стані.	42
2.9. Перемикання діодного тиристора.	44
2.10. Діодний тиристор із зашунтованим катодом.	45
2.11. Тріодні тиристори.	46
2.12. Обмежувальний ефект dI/dt	49
2.13. Тиристори зі зворотною провідністю.	50
2.14. Симетричні тиристори.	51
2.15. Способи вмикання тиристорів.	54
2.16. Способи вимикання тиристорів.	58
2.17. Максимальна робоча частота тиристорів.	59
2.18. Особливості конструкцій тиристорів.	60
2.19. Одноперехідний транзистор.	62
2.20. Пристрої на основі одноперехідного транзистора.	64
2.21. Лавинний транзистор.	71
2.22. Індуктивний транзистор.	74
2.23. Складовий транзистор.	78
2.24. Реактивний транзистор.	84
2.25. Пристрої на основі індуктивного ефекту транзисторів.	91
Контрольні питання.	98

3. НВЧ НАПІВПРОВІДНИКОВІ ПРИЛАДИ	
З ВІД'ЄМНИМ ОПОРОМ	99
3.1. Тунельні діоди	99
3.2. Лавинно-прогонні діоди. Загальна характеристика, конструкції. . . .	107
3.3. Статичні характеристики лавинно-прогонних діодів (ЛПД)	111
3.4. Динамічні характеристики ЛПД	117
3.5. Шуми та коефіцієнт корисної дії лавинно-прогонних діодів	124
3.6. Ефект Ганна. Міждолинний перехід електронів і утворення від'ємного опору	128
3.7. Принцип роботи діода Ганна	132
3.8. Пристрої на основі ефекту Ганна	138
3.9. Тунельно-резонансний ефект. Фізичний механізм тунельно-резонансного ефекту в приладах з ТРС	143
3.10. Пристрої на основі тунельно-резонансного ефекту	152
Контрольні питання	158
Список літератури	160

ВСТУП

Відкриття ефекту від'ємного опору у напівпровідникових приладах російським ученим О.В. Лосевим на початку тридцятих років минулого століття дало поштовх використанню цього ефекту для створення більш ефективних приладів та пристроїв таких, як перемикачі, підсилювальні пристрої, генератори, фільтри, фазообертачі тощо, а, з другого боку, подальший розвиток фізики напівпровідників, теорії транзисторів, вдосконалення технології напівпровідникових приладів, створення технології інтегральних схем привело до створення нових напівпровідникових приладів з від'ємним опором як в області низьких, так і в області надвисоких частот.

Існування внутрішнього позитивного зворотного зв'язку у напівпровідникових структурах, що приводить до появи від'ємного опору, дозволяє значно спростити схеми класичних мікроелектронних пристроїв, підвищити ефективність їх роботи, значно розширити їх функціональні можливості за рахунок використання від'ємного опору.

Тому цілком обґрунтовано встала проблема теоретичного і експериментального дослідження фізичних механізмів виникнення від'ємного опору, створення нових напівпровідникових приладів з від'ємним опором, підвищення коефіцієнта корисної дії, розширення діапазонів робочих частот. Інтенсивні пошуки нових мікроелектронних приладів з від'ємним опором почалися після винаходу тунельних НВЧ діодів японським ученим Л. Есакі у 1957 році, а також створення лавинно-прогонних діодів О.С. Тагером у 1959 році, діодів Ганна у 1964 році. Дуже плідною була ідея шведських вчених схемотехнічної реалізації приладів з від'ємним опором на основі комплементарних транзисторних структур, які отримали назву лямбда-діодів і лямбда-транзисторів (1975 р.)

Слід підкреслити значний науковий внесок у теорію від'ємного опору і створення нових приладів на цій основі російських вчених В.І. Стафєєва, С.О. Гаряїнова, І.Д. Абезгауза, Л.Н. Степанової, А.Н. Серьезнова, О.Н. Негоденко, В.П. Путіліна, німецького вченого О. Бенінга, азербайджанського вченого Ф. Касімова.

На Україні значних успіхів у розробці теорії від'ємного опору і практичних пристроїв на основі цього ефекту досягла наукова школа професора М.А. Філінюка, а в галузі розробки активних індуктивних та ємнісних елементів, сенсорних інтелектуальних пристроїв на основі від'ємного опору – наукова школа професорів В.С. Осадчука і О.В. Осадчука.

Таким чином, широке використання від'ємного опору для створення нових мікроелектронних елементів, приладів та інтелектуальних сенсорів створило необхідні умови написання навчального посібника у цьому напрямку.

В навчальному посібнику розглянуті поняття про від'ємний опір, фізичні механізми виникнення від'ємного опору у напівпровідникових стру-

ктурах з р-п переходами, схемотехнічні методи створення транзисторних структур з від'ємним опором, механізм виникнення від'ємного опору в діодних і тріодних тиристорних структурах, одноперехідних і лавинних транзисторах, індуктивному, складовому і реактивному транзисторах. Проаналізовані фізичні принципи роботи, основні параметри, еквівалентні схеми та практичне застосування як низькочастотних, так і НВЧ приладів з від'ємним опором.

Автори вдячні рецензентам: доктору технічних наук, професору Азарову О.Д., доктору технічних наук, професору Лисогору В.М. і доктору технічних наук, професору Поджаренку В.О., корисні зауваження яких сприяли поліпшенню змісту навчального посібника.

Відгуки про книгу, зауваження і побажання просимо надсилати за адресою видавництва: 21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95, ВНТУ.

1. ВІД'ЄМНИЙ ОПІР

1.1. Поняття про від'ємний опір

Розвиток електроніки сприяв створенню як напівпровідникових приладів, так і інтегральних схем із від'ємним опором (ВО) або з від'ємною провідністю (ВП) у широкому діапазоні частот [1-18]. Такі пристрої мають вольт-амперну характеристику, на одній із ділянок якої диференціальний опір має від'ємний знак. Наявність зворотного додатного зв'язку за струмом або напругою всередині самої структури дозволяє значно спростити радіоелектронні пристрої на основі таких структур. Багатофункціональність і простота радіоелектронних пристроїв на основі структур з ВО показує їхню широку перспективу практичного використання. Оскільки в напівпровідникових приладах реактивні властивості і від'ємний опір нерозривно пов'язані між собою, то дослідження і практичне використання реактивних властивостей приладів для створення різноманітних радіоелектронних пристроїв неможливо без вивчення властивостей від'ємного опору.

Елементи електричного кола, що працюють на постійному і змінному струмі, споживають відповідно потужність за постійним струмом

$$P_0 = U_0 I_0 \quad (1.1)$$

і потужність за змінним струмом

$$P_{\sim} = U_{\sim} I_{\sim} = U_m \sin(\omega \cdot t + \varphi) \cdot I_m \sin \omega \cdot t. \quad (1.2)$$

З іншої сторони, відповідно до теорії електричних ланцюгів, рівняння (1.2) може бути записане у вигляді:

$$P_{\sim} = \frac{1}{T} \int_0^T U_{\sim} I_{\sim} dt, \quad (1.3)$$

де $I_{\sim}$, $U_{\sim}$ – миттєві значення струму і напруги; I_m , U_m – амплітудні значення струму і напруги; φ – фазовий зсув між струмом $I_{\sim}$ і напругою $U_{\sim}$; T – період коливання.

Аналіз (1.1) показує, що елемент електричного кола на постійному струмі завжди є тільки споживачем енергії. Проте на змінному струмі це не завжди так. При $\varphi = 0$ потужність, що виділяється на елементі, $P_{\sim} > 0$, і в цьому випадку він теж є споживачем енергії змінного поля. Якщо зсув

фаз між змінним струмом і напругою рівний $\pi/2$, повний опір елемента має реактивний характер, що відповідає $P_{\sim} = 0$. Таким чином, при виконанні умови $0 < |\varphi| < \pi/2$ елемент є споживачем енергії змінного поля. У випадках, коли $\pi/2 < |\varphi| < \pi$ або $\pi < |\varphi| < \frac{3}{2}\pi$, елемент уже не є споживачем енергії змінного поля, а сам є її джерелом, тому що $P_{\sim} < 0$. Зі значеннями $P_{\sim} < 0$ відношенню $U_{\sim}/I_{\sim}$ буде відповідати від'ємний опір, що має вигляд:

$$\dot{Z}^{(-)} = \frac{U_{\sim}}{I_{\sim}} < 0. \quad (1.4)$$

Рівняння (1.4) також визначає від'ємну провідність (ВП):

$$\dot{Y}^{(-)} = \frac{1}{\dot{Z}^{(-)}} < 0. \quad (1.5)$$

Величини (1.4) і (1.5) є диференціальними і при їхньому вмиканні в електричний коло компенсують втрати енергії в ньому. Таким чином, від'ємний опір є елементом, що перетворює енергію постійного електричного поля в енергію змінного електричного поля. Відповідно до визначення даного у [1, 12], під від'ємним опором розуміють елемент електричного кола, спроможний віддавати змінну потужність завдяки перетворенню енергії джерела живлення. Від'ємна провідність має аналогічне визначення.

1.2. Комплексний характер від'ємного опору

Від'ємний опір (1.4) можна подати в комплексній формі:

$$\dot{Z}^{(-)} = Z_o^{(-)} e^{j\varphi} = Z_o^{(-)} \cos \varphi + j Z_o^{(-)} \sin \varphi, \quad (1.6)$$

де $Z_o^{(-)}$ – модуль від'ємного опору.

Зсув фаз між миттєвими значеннями струму і напруги визначає характер від'ємного опору. Якщо виконані умови $\pi/2 < |\varphi| < \pi$ або $\pi < |\varphi| < \frac{3}{2}\pi$, від'ємний опір набуває комплексного вигляду:

$$\dot{Z}^{(-)} = R_o^{(-)} + j X_o^{(-)}, \quad (1.7)$$

де $R_o^{(-)} = Z_o^{(-)} \cos \varphi$ – активна складова від'ємного опору; $X_o^{(-)} = Z_o^{(-)} \sin \varphi$ – реактивна складова від'ємного опору.

Аналіз (1.7) показує, що якщо $|\varphi| = \pi$, то $Z_o^{(-)} = R_o^{(-)}$. Як відомо, комплексне число можна подати на площині комплексного змінного (рис. 1.1).

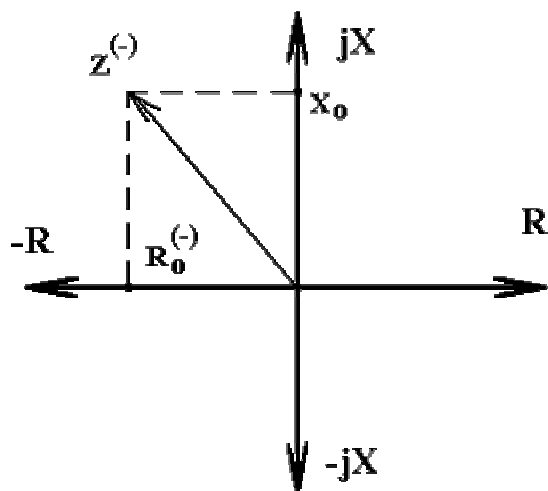


Рис. 1.1. Подання комплексного від'ємного опору

При $jX_o^{(-)} < 0$ реактивна складова має ємнісний характер, а при $jX_o^{(-)} > 0$ - індуктивний. За рахунок активної складової $R_o^{(-)}$ компенсуються втрати енергії в електричному колі. Реактивна складова повного опору з від'ємною активною складовою може використовуватися для компенсації реактивної складової протилежного знаку або додаватися до реактивної складової одного знаку. На рис. 1.2,а показаний випадок повної компенсації ємнісної складової індуктивним опором, який залучено до кола з від'ємним опором. У такому колі виникають незатухаючі електричні коливання.

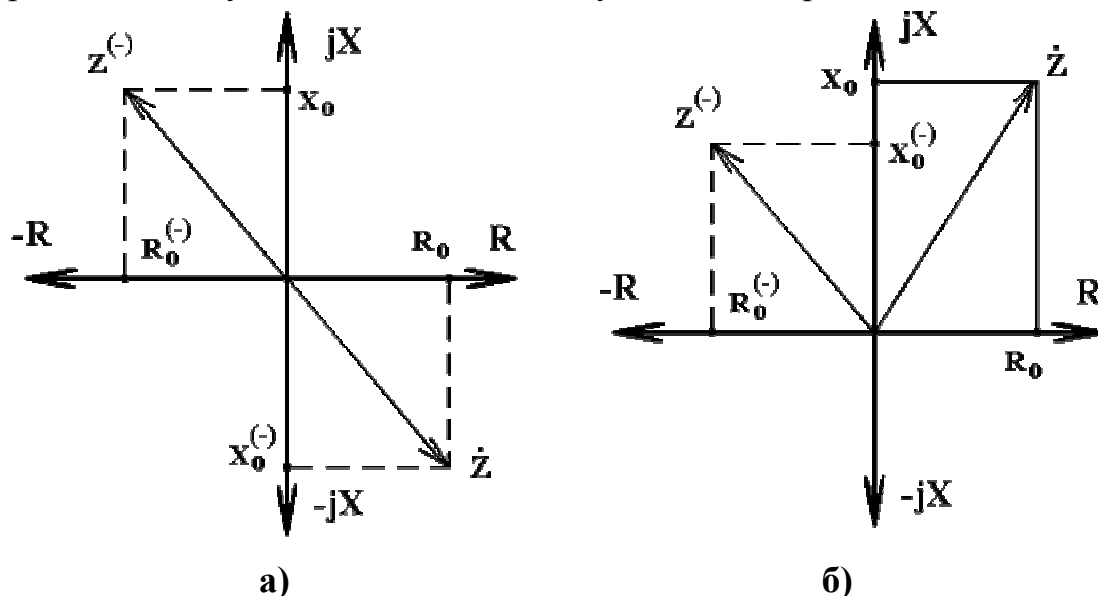


Рис.1.2. Повна компенсація комплексного опору $\dot{Z}$ від'ємним опором $Z^{(-)}$ (а) і часткова (б)

На рис. 1.2,б показаний випадок неповної компенсації повного опору $\dot{Z}$, що залучений до від'ємного опору $Z^{(-)}$. Як видно з рис. 1.2,б,

активні складові частково компенсуються, а реактивні складові мають однаковий характер, що приводить до зростання сумарної реактивності кола. Аналогічні міркування справедливі і для повної провідності з від'ємним значенням активної складової. У комплексній формі від'ємна провідність має вигляд:

$$\dot{Y}^{(-)} = G_o^{(-)} + jY_o^{(-)} \quad , \quad (1.8)$$

де $G_o^{(-)}$ – активна складова від'ємної провідності; $Y_o^{(-)}$ – реактивна складова від'ємної провідності.

1.3. Вид вольт-амперної характеристики і її залежність від типу зворотного зв'язку

У приладах із від'ємним опором або провідністю вольт-амперна характеристика має ділянку, на якій додатному збільшенню напруги відповідає від'ємне збільшення струму і навпаки (рис. 1.3). На такій ділянці диференціальний опір і провідність будуть мати від'ємне значення:

$$R_o^{(-)} = -\frac{dU}{dI} \approx -\frac{\Delta U}{\Delta I} \quad , \quad (1.9)$$

$$G_o^{(-)} = -\frac{dI}{dU} \approx -\frac{\Delta I}{\Delta U} \quad . \quad (1.10)$$

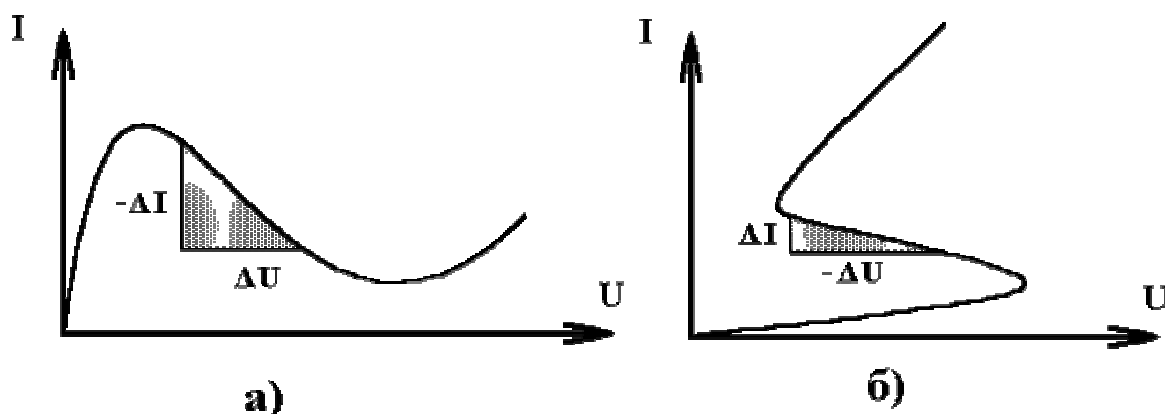


Рис. 1.3. Статичні вольт-амперні характеристики приладів з від'ємним опором N-типу (а) і S-типу (б)

У цьому випадку такі прилади віддають у зовнішнє навантаження потужність за змінним струмом, що пропорційна квадрату збільшення струму або напруги:

$$P_{\sim}^{(-)} = 0,5(\Delta I)^2 R_o^{(-)} \quad , \quad (1.11)$$

$$P_{\sim}^{(-)} = 0,5(\Delta U)^2 G_o^{(-)} \quad . \quad (1.12)$$

З рівнянь (1.11) і (1.12) очевидно, що коефіцієнтом пропорційності є від'ємний опір $R_o^{(-)}$ і від'ємна провідність $G_o^{(-)}$. Відповідно до означення, що дане в [1], під приладами з від'ємним опором розуміють такі прилади, що у певному діапазоні змін напруги і струму мають властивості від'ємного опору або від'ємної провідності. При цьому на їхніх вольт-амперних характеристиках існує ділянка, де диференціальний опір або диференціальна провідність приладу має від'ємне значення. Ділянка від'ємного опору або від'ємної провідності може бути як на динамічній, так і на статичній вольт-амперних характеристиках. Динамічні вольт-амперні характеристики з ВО і ВП властиві магнетронам, клістроном, генераторним або підсилювальним пристроям із напівпровідниковими приладами. Статичні вольт-амперні характеристики з ВО і ВП мають такі напівпровідникові прилади, як тунельні діоди, діоди Ганна, одноперехідні транзистори, динистори, тринистори, бінистори, довгі діоди, лямбда-діоди, лавинні транзистори, тунельно-резонансні транзистори, інжекційно-польові транзистори, лямбда-транзистори й інші.

Прилади з вольт-амперними характеристиками (рис. 1.3, а, б) мають ряд загальних властивостей і закономірностей, до яких відноситься внутрішній додатний зв'язок за напругою або струмом. Існування зовнішнього зворотного додатного зв'язку в напівпровідникових приладах приводить до появи ділянок ВО і ВП на вольт-амперних характеристиках.

Зворотний зв'язок у такому розумінні, у якому він використовується в радіотехніці, не може застосовуватися до напівпровідникових приладів із від'ємним опором, тому що різноманітні фізичні процеси, які приводять до появи від'ємного опору, не можуть бути еквівалентні пасивним чотириполюсникам зворотного зв'язку. Поняття додатного і від'ємного зворотного зв'язку розглянемо на прикладі, наведеному в [1]. На рис. 1.4 показані чотириполюсники зі зворотним зв'язком за напругою (рис. 1.4, а) і за струмом (рис. 1.4, б). Схема підсилювача складається з двох чотириполюсників: із коефіцієнтом підсилення за струмом α і пасивного чотириполюсника зворотного зв'язку із коефіцієнтом передачі γ . За рахунок зворотного зв'язку частина вихідного сигналу підсилювача надходить на його вхід. Якщо чотириполюсник зворотного зв'язку має таку фазову характеристику, при якій сигнал, що пройшов через коло зворотного зв'язку, збігається по фазі з вхідним сигналом, то будь-яке збільшення вихідного сигналу приведе до збільшення сигналу на вході, що, посилюючись у підсилювачі в α разів, буде викликати додаткове збільшення сигналу на вході. Такий зворотний зв'язок називається додатним. При зсуві фаз, рівному 180° , у схемі можуть виникнути періодичні коливання. Якщо чотириполюсник зворотного зв'язку має таку фазову характеристику, з якою сигнал, що пройшов через коло зворотного зв'язку, виявиться в протифазі, то дія кола зворотно-

го зв'язку буде зменшувати будь-яке збільшення вхідного сигналу. Такий зворотний зв'язок називається від'ємним.

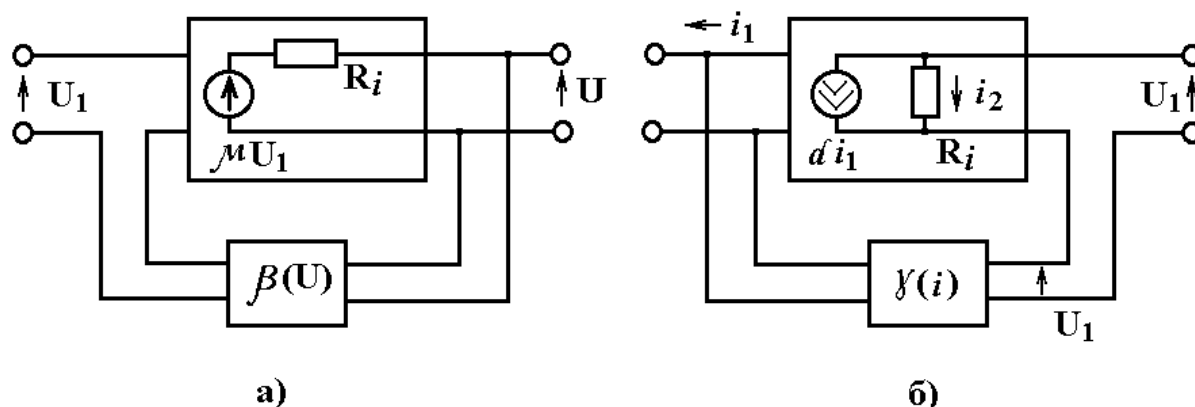


Рис. 1.4. Чотириполюсники із зворотним зв'язком за напругою (а) і за струмом (б)

Проте поняття «зворотний зв'язок» можна використовувати ширше, застосовуючи його не тільки до пристроїв, що використовуються у радіотехніці, для яких справедлива теорія зворотного зв'язку, але і розглядаючи процеси у твердому тілі, напівпровідникових приладах із від'ємним опором, живих організмах і навіть стосовно явищ громадського життя [1].

Відповідно до означень, даних в монографії [1], під зворотним зв'язком розуміється також взаємодія між елементами, що входять в аналізовану систему, або процесами в ній, у результаті яких змінюється реакція системи на зовнішній вплив.

Під додатним зворотним зв'язком розуміється також взаємодія між елементами, що входять у систему, або процесами в ній, у результаті яких будь-які зміни в системі, стимульовані впливом, викликають подальшу їхню зміну в ту ж сторону [1].

Під від'ємним зворотним зв'язком розуміються зміни, стимульовані зовнішнім впливом, що викликають реакцію системи, і гальмують ці зміни. У напівпровідникових приладах, на відміну від електронних схем із зворотними зв'язками, зворотний зв'язок є внутрішнім. У випадку внутрішнього зворотного зв'язку також можна говорити про «об'єкти», охоплені зворотним зв'язком. Такими «об'єктами» можуть бути фізичні явища і механізми, що приводять до зміни провідності приладу. У еквівалентних схемах приладів їх можна моделювати схожими за фізичним змістом електричними елементами.

Зворотний зв'язок за струмом або напругою в реальних пристроях залежить від часу, тобто є інерційним. Це явище дозволяє встановити взаємозв'язок між типом зворотного зв'язку і характером реактивності, виходячи з фізичних понять. Дійсно, якщо зворотний додатний зв'язок здійснюється за струмом, то при проходженні сигналу колом зворотного зв'яз-

ку відбувається запізнення струму щодо зовнішнього впливу, що відповідає індуктивному характеру реактивності. При здійсненні зворотного зв'язку за напругою відбувається запізнення напруги щодо зовнішнього впливу, що відповідає ємнісному характеру реактивності повного опору пристрою.

Виходячи з аналітичних виразів і фізичних понять у роботі [1] сформульована така теорема про вплив типу зворотного зв'язку на вид вольт-амперної характеристики приладів із від'ємним опором і характером їхньої реактивності на ділянці ВО: прилади з від'ємним опором, що мають внутрішній додатний зворотний зв'язок за напругою, мають на статичній вольт-амперній характеристиці ділянку від'ємної провідності і ємнісний характер реактивності. Прилади з внутрішнім додатним зворотним зв'язком за струмом мають на статичній вольт-амперній характеристиці ділянку від'ємного опору й індуктивний характер реактивності.

На підставі цієї теореми, виходячи з типу зворотного зв'язку, можна заздалегідь встановити вигляд статичної вольт-амперної характеристики і характер реактивності приладу і, навпаки, за виглядом його статичної вольт-амперної характеристики визначити тип внутрішнього зворотного зв'язку і характер реактивності.

Контрольні питання

1. За яких умов елемент електричного кола споживає енергію змінного поля, а за яких віддає?
2. Дайте означення від'ємного опору?
3. Як подається від'ємний опір в комплексній формі?
4. Яким чином виконується компенсація реактивної складової повного опору за рахунок від'ємного опору?
5. Які типи вольт-амперних характеристик мають прилади з від'ємним опором?
6. Поясніть у чому різниця між додатним і від'ємним зворотним зв'язком.
7. Яким чином зв'язані реактивний характер повного опору із видом додатного зв'язку у приладах з від'ємним опором?
8. Дайте означення додатного і від'ємного зворотного зв'язку в мікроелектронних системах.

2. НАПІВПРОВІДНИКОВІ НИЗЬКОЧАСТОТНІ ПРИЛАДИ З ВІД'ЄМНИМ ОПОРОМ

2.1. Напівпровідникові діоди з вольт-амперною характеристикою S-типу

У напівпровідникових діодах із вузькою базою вважається, що вся прикладена до діода напруга U падає на р-п переході. У діодах із широкою базою, в якій $W > L_{p,n}$, частина прикладеної напруги падає на р-п переході, а частина – на омичному опорі базової області. Для структури типу $p^+ - n - n^+$ (рис. 2.1) можна записати

$$U = U_{pn} + U_{\delta} . \quad (2.1)$$

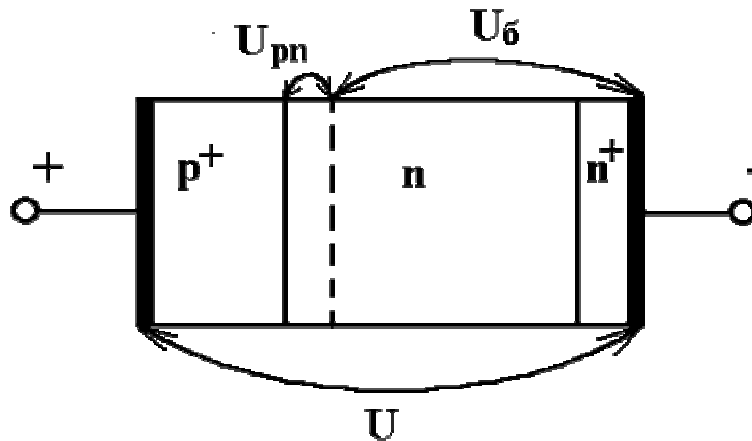


Рис. 2.1. Структура діода з широкою базою

Падіння напруги на р-п переході визначається відомою формулою [19]

$$U_{pn} = \frac{ckT}{q} \ln(1 + I / I_{нас}) , \quad (2.2)$$

де k – постійна Больцмана; T – температура; q – заряд електрона, I , $I_{нас}$ – прямий струм і зворотний струм через р-п перехід, відповідно; $c=1$ при низьких рівнях інжекції, $c=2$ при високих рівнях інжекції. Падіння напруги на базовій області визначається виразом

$$U_{\delta} = \int_0^W E(x) dx = IR_{\delta} = I / \delta_{\delta} , \quad (2.3)$$

де $\delta_{\bar{o}} = 1/R_{\bar{o}}$ – провідність базової області діода.

Спільне розв’язання рівняння безперервності і поля дозволяє визначити провідність базової області, що при спрощенні має вигляд [19]

$$\delta_{\bar{o}} = \delta_o \left(1 + (I/I_0)^x\right), \quad (2.4)$$

де δ_o – провідність базової області при низькому рівні інжекції; I_0 – струм відповідної провідності δ_o ; x – постійна, що залежить від електрофізичних параметрів вихідного матеріалу, геометричних розмірів структури і властивостей n-n+ контакту.

Диференціальний опір діода із широкою базою при прямому зсуві описується рівнянням [19]

$$R_o = \frac{dU}{dI} = \frac{ckT}{q(I + I_{нас})} + \frac{1 + (1-x)(I/I_0)^x}{\delta_o (1 + (I/I_0)^x)^2}. \quad (2.5)$$

Аналіз (2.5) показує, що $R_o > 0$, якщо рухливість μ , час життя τ і біполярна рухливість $\mu_{\bar{o}}$ не залежать від струму, що відповідає $x \leq 1$. Від’ємний опір на ділянці вольт-амперної характеристики виникає за умови надлінійної залежності провідності базової області від струму, що відповідає $x > 1$. Це означає, що зі збільшенням інжекції починає виявлятися залежність μ , τ , $\mu_{\bar{o}}$ від струму. При збільшенні струму, що протікає через діод, зростає концентрація інжектованих носіїв заряду в базовій області, що приводить до зменшення її опору. У цьому випадку зменшується частина прикладеного до неї напруги і зростає напруга на р-n переході. Збільшення напруги на р-n переході приводить до подальшого зростання концентрації інжектованих носіїв заряду в базовій області і до подальшого зменшення її опору. У цьому виявляється дія позитивного зворотного зв’язку, необхідного для появи від’ємного опору. Проте зі збільшенням струму опір р-n переходу також зменшується, тому існування такого процесу можливо в тому випадку, якщо опір бази зменшується значно сильніше зі зростанням струму, ніж опір р-n переходу. Це означає, що збільшення провідності бази повинно відбуватися не тільки за рахунок інжекційного механізму, але і за рахунок інших додаткових процесів.

Розглянемо додаткові механізми зменшення опору базової області, що приводить до появи від’ємного опору на вольт-амперній характеристиці діода. Одним із таких механізмів є збільшення часу життя інжектованих носіїв заряду зі зростанням їхньої концентрації. Відповідно до формули $L_p^2 = D_p \tau_p$ дифузійна довжина інжектованих носіїв заряду збільшується зі зростанням τ_p , що сприяє зменшенню опору бази. Вплив зміни дифу-

зійної довжини носіїв заряду на вольт-амперну характеристику можна ілюструвати рис. 2.2.

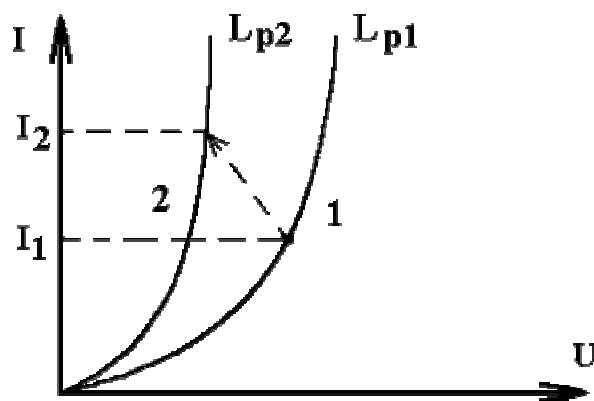


Рис. 2.2. Поява ділянки від'ємного опору за рахунок збільшення дифузійної довжини

На цьому графіку показані вольт-амперні характеристики діода для двох значень L_p , причому $L_{p2} > L_{p1}$. При збільшенні L_p від значень L_{p1} до L_{p2} в інтервалі струмів $I_1 - I_2$ відбувається перехід вольт-амперної характеристики 1 до вольт-амперної характеристики 2 і утворення ділянки з від'ємним опором. Варто зазначити, що зростання L_p повинно відбуватися в інтервалі струмів, який відстоїть від початку координат. У протилежному випадку, якщо зростання L_p починається зі збільшення струму від 0, то перехід від однієї характеристики до іншої починається при $I = 0$ і ділянка з від'ємним опором не виникає.

Такий механізм залежності L_p від τ_p легко здійснити в компенсованому германієвому напівпровіднику, що легований донорними й акцепторними домішками. За донорну домішку береться сурма або вісмут, які утворюють енергетичні рівні, розташовані близько від дна зони провідності, а як акцепторна домішка використовується золото, енергетичні рівні якого глибоко розташовані в забороненій зоні германію.

Одним із механізмів, що виникають у високоомних діодах із широкою базою при високих рівнях інжекції, є утворення електричного поля в базовій області, що приводить до дрейфового характеру руху інжекттованих носіїв заряду. Такий механізм руху визначається біполярною провідністю μ_δ , залежність якої від концентрації носіїв заряду описується формулою [19]:

$$\mu_\delta = \frac{n - p \frac{dn}{dp}}{\frac{n}{\mu_p} + \frac{p}{\mu_n}} \quad (2.6)$$

Рівняння (2.6) можна спростити, якщо вважати час життя електронів і дірок рівним, тоді $\frac{dn}{dp} = 1$, і вираз (2.6) набуває вигляду

$$\mu_{\delta} = \frac{n - p}{\frac{n}{\mu_p} + \frac{p}{\mu_n}} \quad (2.7)$$

При збільшенні концентрації носіїв заряду біполярна рухливість монотонно спадає від значення, рівного рухливості неосновних носіїв (крива 1 на рис. 2.3). Вона характеризує напрямок і швидкість прямування пакета нерівноважних носіїв заряду в енергетичному полі. Звичайно в напівпровідниках час життя електронів і дірок не однаковий. У цьому випадку біполярна рухливість зі зростанням концентрації зменшується швидше, ніж у напівпровідниках із рівним часом життя електронів і дірок.

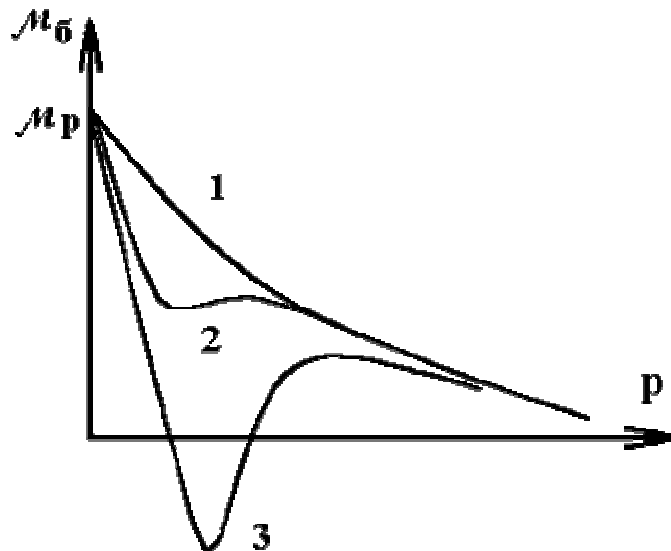


Рис. 2.3. Залежність біполярної рухливості від концентрації дірок в високоомному напівпровіднику n-типу

Проте з ростом рівня інжекції відбувається заповнення рекомбінаційних рівнів і рівнів пасток, що приводить до зближення значень часу життя носіїв заряду. При достатньо великих концентраціях величина μ_{δ} прагне до значення для напівпровідника з однаковим часом життя носіїв заряду (криві 2 і 3 на рис. 2.3). Як очевидно з графіка, при певних концентраціях біполярна рухливість мінімальна і потім починає зростати. При таких значеннях концентрацій базова область заповнюється інжекованими носіями заряду, тому що збільшується глибина проникнення носіїв у результаті зростання μ_{δ} . Збільшення біполярної рухливості приводить до надлінійної залежності опору бази від струму, що створює передумови для виникнення від'ємного опору на ділянці вольт-амперної характеристики.

Аналіз (2.6) показує, що за умови, коли час життя неосновних носіїв заряду менше часу життя основних, то чисельник (2.6) із ростом концентрації може поміняти знак. Це відповідає тому, що електричне поле в базовій області буде перешкоджати дифузії інжектованих носіїв заряду всередину напівпровідника (крива 3 на рис. 2.3). При значеннях концентрацій, що відповідають $\mu_b \approx 0$, у напівпровіднику виникають електричні нестабільності.

У компенсованих напівпровідниках збільшення рухливості інжектованих носіїв заряду пов'язано з впливом домішкових центрів, що утворюють глибокі рівні в забороненій зоні. Домішкові рівні є іонізованими центрами, які захоплюють інжектовані носії заряду, що знижує концентрацію таких центрів. Це приводить до росту концентрації вільних носіїв заряду, що додатково екранує заряд розсіювальних центрів. У результаті цього дія розсіювальних центрів послабляється і рухливість носіїв заряду зростає, причому зростає рухливість як електронів, так і дірок. Тому із зростанням струму збільшується не тільки дифузійна довжина дірок, але і провідність базової області.

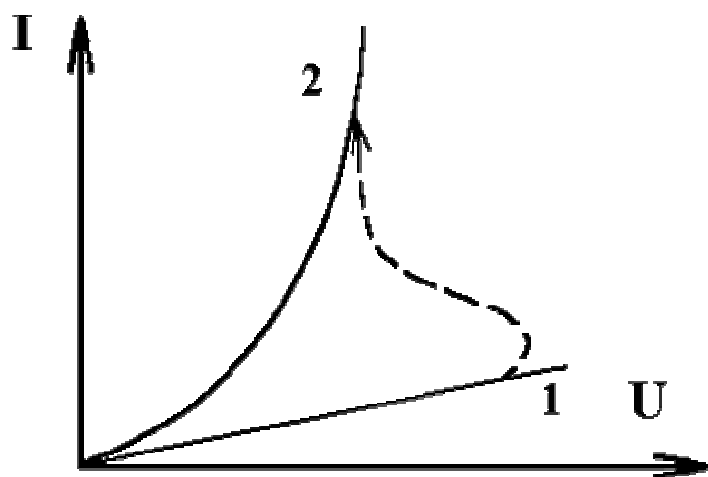


Рис. 2.4. Поява вольт-амперної характеристики з ділянкою від'ємного опору при шунтуванні р-п переходу резистором

Зміна коефіцієнта інжекції р-п переходу приводить до появи від'ємного опору. Регулювання величини коефіцієнта інжекції проводиться за рахунок шунтування р-п переходу резистором, причому необхідно зменшити інжекцію носіїв заряду при малих струмах через діод. У цьому випадку опір р-п переходу має значну величину і весь струм протікає через включені послідовно резистор R і опір n -бази. Це відповідає лінійній ділянці 1 вольт-амперної характеристики (рис. 2.4). Із збільшенням струму опір р-п переходу зменшується, зростає інжекція носіїв заряду в базову область і збільшується загальний струм, у результаті чого відбувається перерозподіл струму між резистором R і опором р-п переходу, причому в бік збільшення

загального струму через р-п перехід. Величина зворотного позитивного зв'язку за струмом збільшується і виникає надлінійна залежність провідності бази зі зростанням струму. При великих струмах опір р-п переходу є незначним відносно опору R і весь струм протікає через р-п перехід, що відповідає кривій 2 на рис. 2.4. Перехід від залежності 1 до залежності 2 при збільшенні струму приводить до утворення ділянки від'ємного опору на вольт-амперній характеристиці (рис. 2.4). Механізм перерозподілу струму між резистором R і опором р-п переходу при збільшенні струму можна розглядати як зміну коефіцієнта інжекції переходу. У напівпровідникових приладах роль резистора може виконувати поверхневий канал, рекомбінація інжекттованих носіїв заряду в області об'ємного заряду, шунтування р-п переходу додатковим $n-p^+$ - контактом. В останньому випадку відбувається зменшення концентрації носіїв заряду при малих струмах, що еквівалентно зменшенню струму у виключеному стані, і розширення ділянки з від'ємним опором.

Від'ємний опір також виникає при поглинанні рекомбінаційного випромінювання р-п переходу в базі діода. Розглянемо діод із широкою базою на основі арсеніду-галію. При роботі діода в режимі прямого зсуву в р-область інжектуються електрони, де відбувається їхня рекомбінація з випромінюванням світла. Кванти світла поглинаються в базі діода з утворенням електронів і дірок. Концентрація носіїв заряду в базі зростає, і її опір зменшується. Зменшення опору бази приводить до перерозподілу прикладеної напруги у бік збільшення її падіння на р-п переході. Це, у свою чергу, збільшує інжекцію носіїв заряду в базову область і інтенсивність випромінювання, що веде до подальшого зменшення опору бази. Такому поведженню діода відповідає вольт-амперна характеристика з ділянкою від'ємного опору, причому від'ємний опір виникає в результаті залежності квантової ефективності від струму [7].

При проходженні струму через діод у ньому виділяється тепло, що створює передумови для посилення зворотного позитивного зв'язку й утворення від'ємного опору. Збільшення температури бази приводить до зростання концентрації носіїв заряду і зменшенню її опору. У цьому випадку відбувається перерозподіл позитивної напруги. Велика його частина падає на р-п переході і викликає збільшення інжекції носіїв заряду в базу, опір бази зменшується ще більше, що веде до подальшого перерозподілу напруги.

Ріст температури бази змінює не тільки концентрацію носіїв заряду але й їхній час життя і рухливість, що також приводить до появи ділянки від'ємного опору на вольт-амперній характеристиці.

2.2. Пристрої на основі S-діодів

Напівпровідникові прилади з S-подібною вольт-амперною характеристикою (ВАХ) завдяки своїм унікальним властивостям широко й різноманітно застосовуються в електронній техніці. Прилади з ВАХ S-типу використовуються як індуктивність, що керується струмом; перемикач з двома стійкими станами, перемикати який можна або імпульсами струму, або імпульсом випромінювання, що поглинається; релаксаційний генератор та генератор гармонічних коливань; генератор шуму великої потужності; вузькосмуговий фільтр тощо. Узагальнюючи відомі результати, можна сказати, що функціональні можливості S-діодів набагато більші, ніж інших напівпровідникових приладів.

Розглянемо роботу S-діода як перемикача, схему і ВАХ якого показано на рис. 2.5. Напруга джерела живлення U розподіляється між діодом та опором навантаження R_H :

$$U = U_D + U_H = U_D + IR_H. \quad (2.8)$$

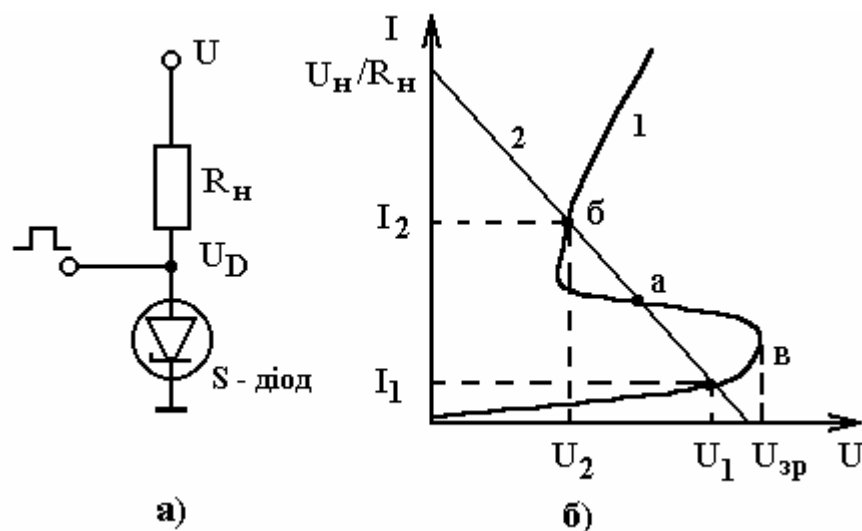


Рис. 2.5. Перемикач на S-діоді (а) та його вольт-амперна характеристика (1) пряма навантаження (2)

Величина струму в колі та значення напруг на діоді і опорі задаються точками перетину ВАХ S-діода та прямої навантаження, що характеризує залежність струму від напруги на опорі навантаження при постійній потужності, яка на ньому виділяється.

Якщо диференціальний опір діода на ділянці від'ємного опору $|R_D| > R_H$, то при досить значній величині U можуть бути три точки перетину ВАХ діода 1 та прямої навантаження 2 (див. рис. 2.5). При подачі напруги на діод робоча точка встановлюється в положення "в" і проходить невеликий струм I_1 . S-діод знаходиться у «вимкненому» стані, для якого характерні малий струм, великі опір і напруга.

Якщо на діод подати позитивний імпульс напруги $\Delta U_U > U_{зр} + U_1$, то напруга на діоді перевищить напругу зриву і S-діод увімкнеться: різко збільшиться струм до I_2 , а робоча точка стрибком перейде з положення "в" в положення "б". Перехід у початковий стан здійснюється подачею від'ємного імпульсу на діод. Робоча точка "а" нестійка, оскільки будь-яка флуктуація струму в цьому стані зумовлює подальший розвиток флуктуації. При позитивній флуктуації струму ця точка переміщується в положення "б", при негативній – в положення "в". Таким чином, при перемиканні S-діод переходить з одного стійкого стану в інший стійкий.

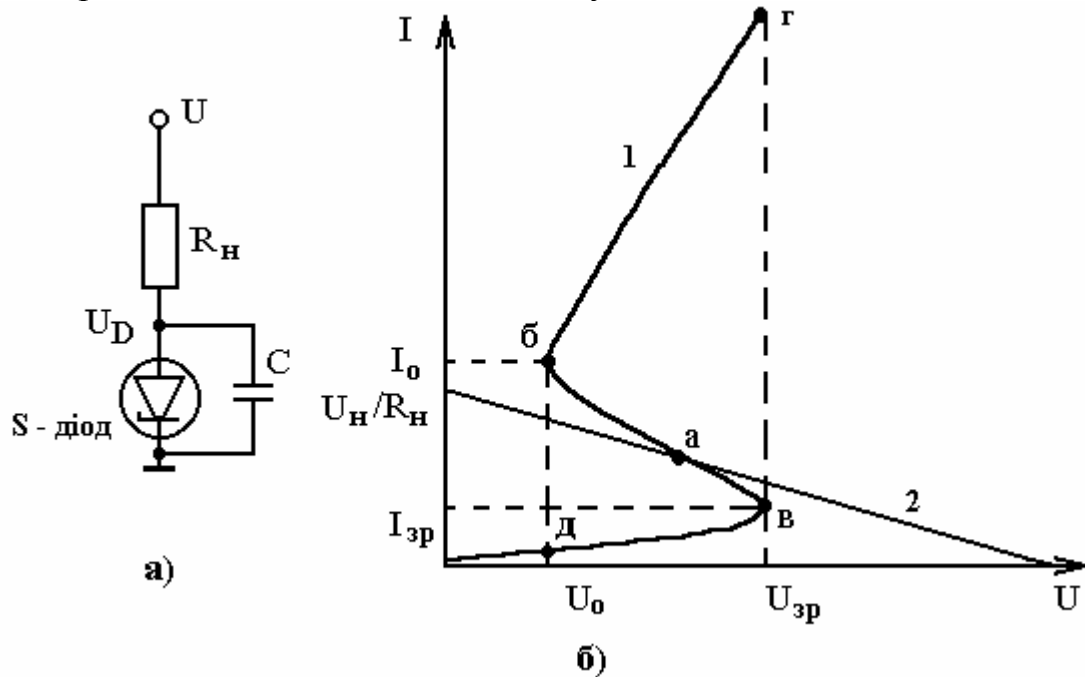


Рис. 2.6. Релаксаційний генератор на S-діоді (а) та його вольт-амперна характеристика (б), R_H – обмежувальний резистор

Схему релаксаційного генератора наведено на рис. 2.6. Генератор створюється паралельним підключенням конденсатора до S-діода. У цьому випадку диференціальний опір S-діода на ділянці від'ємного опору $|R_D| < R_H$ і пряма навантаження 2 може перетинати ВАХ діода 1 лише в одній точці. Прикладену напругу U підбирають за величиною так, щоб точка перетину виявилася на ділянці від'ємного опору. При ввімкненні напруги U конденсатор починає заряджатися. Коли на його пластинах напруга досягне величин $U_{зр}$ струм через діод різко збільшиться. Оскільки напруга на конденсаторі миттєво змінитися не може, то робоча точка з положення "в" шляхом ВАХ стрибком переходить у положення "г". Відбувається розряд конденсатора через S-діод.

Робоча точка зміщується в положення "б", діод вимикається, робоча точка стрибком переходить у положення "д", і конденсатор знову заряджається до напруги зриву $U_{зр}$.

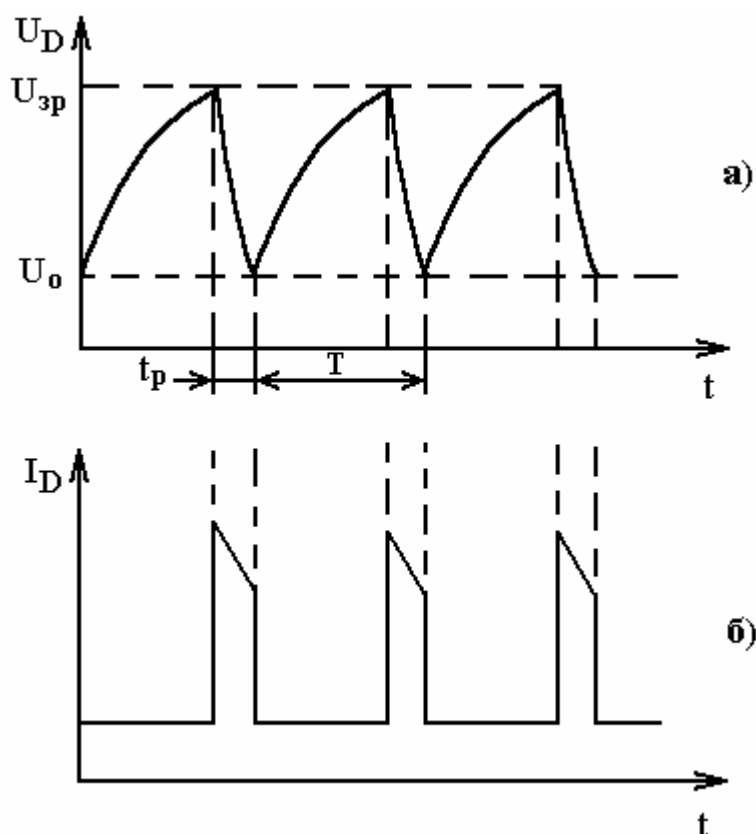


Рис. 2.7. Коливання напруги (а) та струму (б) в релаксаційному генераторі на основі S-діода

Цей процес періодично повторюється, оскільки в стані рівноваги система знаходиться у положенні "а", а це положення нестійке. Періодичні зміни напруги і струму в генераторі зображені на рис. 2.7. Якщо напруга підвищується від U_0 до U_{zp} , то конденсатор заряджається через діод при дуже слабкій зміні струму. При досягненні напруги U_{zp} струм на діоді робить різкий стрибок через діод. Потім конденсатор починає розряджатися. Час розрядження t_p малий порівняно з часом його зарядження, тому наближено можна вважати, що період релаксаційних коливань T дорівнює часу зарядження конденсатора.

Найбільші перспективи застосування S-діодів з'явилися після створення керованих за об'ємними зв'язками S-діодних структур. Якщо інжектувальні контакти розміщені на одній пластині високоомного напівпровідника досить близько, то вони можуть бути взаємозв'язаними, оскільки при інжекції носії заряду рухаються не лише до протилежного контакту, а й поширюються від р-n переходу в усі боки на відстань декількох дифузійних або дрейфових довжин. Якщо у цій області розміщена інша S-діодна структура, то її ВАХ набагато зміниться, і ця зміна буде тим відчутніша, чим більший струм у сусідній S-діодній структурі і чим ближче розміщені контакти сусідніх структур [19].

На взаємозв'язок між діодними структурами можуть впливати магнітне і електричне поля, оптичне випромінювання та ряд інших факторів.

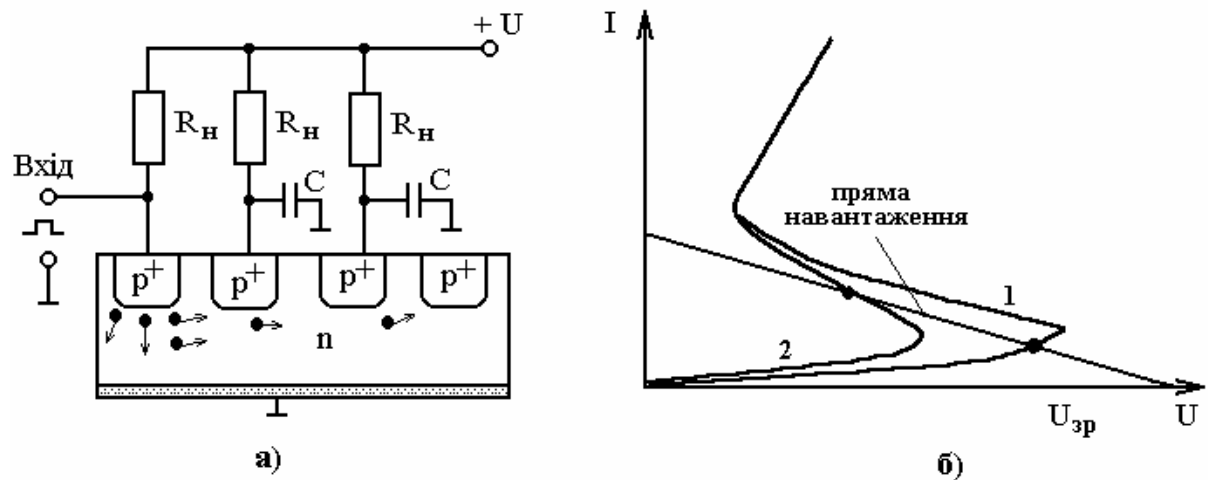


Рис. 2.8. Схема нейристора (а) та положення робочої точки на вольт-амперній характеристиці (б)

Для ілюстрації таких можливостей розглянемо реалізацію на основі S-діодних структур аналогів нервових волокон – нейристорів. Схему нейристора показано на рис. 2.8,а. Аналог нейристора являє собою ланцюжок S-структур, розміщених на спільній напівпровідниковій пластині. Напруга живлення U та величина опору навантаження R_H такі, що пряма навантаження перетинає вольт-амперну характеристику S-діода в одній точці на ділянці високого опору (рис. 2.8,б). Якщо на вхід подати позитивний імпульс напруги, то напруга на входному S-діоді перевищить напругу зриву, діод увімкнеться, і p⁺-контакт почне інжектувати дірки до n-бази.

Частина інжекттованих дірок дифундує до сусіднього S-діода, завдяки чому напруга зриву зменшиться. Вольт-амперна характеристика сусіднього S-діода змінюється від вигляду 1 до вигляду 2 (рис. 2.8,б). При цьому робоча точка (точка перетину ВАХ з прямою навантаження) виявляється на ділянці від'ємного диференціального опору. S-діод переходить у ввімкнений стан. Збільшується струм, що тече через S-діод, і у відкритому стані діод знаходиться доти, доки не розрядиться конденсатор, підключений паралельно діоду. При цьому частина дірок, інжекттованих другим S-діодом у базу, дифундує до третього діода і переключає його провідний стан, збільшується струм через третій діод, збільшується інжекція дірок на четвертому діоді і т.д. Таким чином, сигнал передається за допомогою неосновних носіїв, які дифундують послідовно від одного S-діода до іншого. Швидкість поширення сигналу нейристором змінюється в межах від 1 до 1000 м/с.

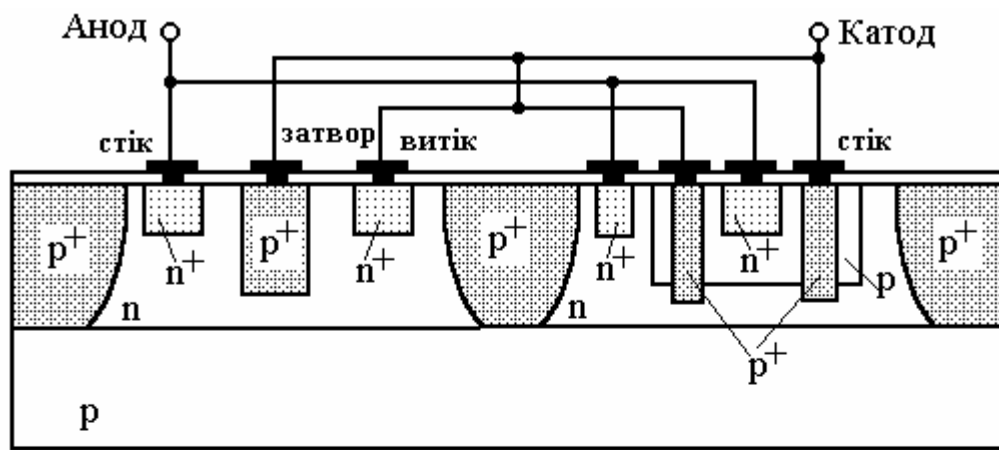
2.3. Лямбда-діоди

Напівпровідникові структури, негативний опір яких керується напругою, виконані на базі двох чи трьох комплементарних (взаємно доповнювальних) польових транзисторів (ПТ) з керувальним р-n переходом, що працюють у режимі збідніння. Інтегральна технологія дозволила з двох ПТ створити прилад з ділянкою від'ємного диференціального опору на ВАХ, який називається лямбда-діод (ЛД). Включення в цю конструкцію третього ПТ дозволило створити триполіусник чи лямбда-транзистор (ЛТ), максимальний струм якого можна регулювати напругою на затворі третього польового транзистора [20].

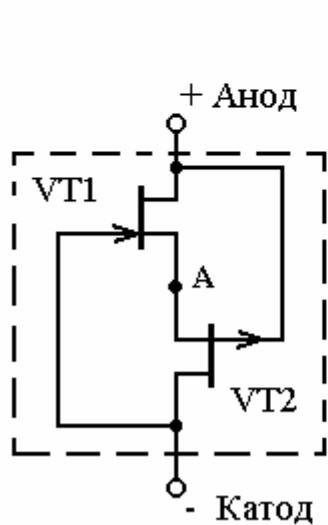
Новий напівпровідниковий прилад – лямбда-діод – допускає багато оригінальних застосувань і, крім того, дозволяє спростити схеми приладів з перемикальними характеристиками в звичайних областях застосування. Дуже корисні властивості нового приладу полягають в його високій технологічності: він простіше у виготовленні, ніж звичайні прилади з ділянкою негативного опору; виготовляється на одному кристалі, де функціонально може бути сполучений з біполярними і МДН-транзисторами; є можливість отримувати різноманітні ВАХ (на відміну від тунельних діодів, у яких ділянки негативного диференціального опору обмежені дуже вузькою областю); і нарешті, ще одна важлива властивість – прилад у закритому стані споживає мізерно малу енергію.

Оскільки принцип дії лямбда-діода не зв'язаний з новими фізичними явищами, а заснований на оригінальному схемотехнічному рішенні, використанні зворотного зв'язку в складовій структурі, то прилади з ВАХ лямбда-типу відрізняються від звичайних приладів з ділянкою від'ємного опору простотою технології. Еквівалентна електрична схема планарної структури лямбда-діода складається з двох польових транзисторів з р- і n-каналом, з'єднаних алюмінієвою металізацією. Саме планарна структура лямбда-діода забезпечує його велику технологічну сумісність з іншими приладами, необхідну для створення великих інтегральних схем.

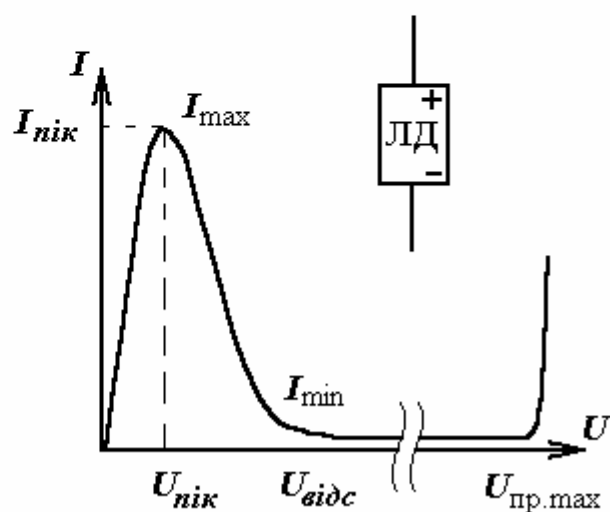
Лямбда-діод створюється за допомогою інтеграції двох польових транзисторів з каналами n- і р-типу, що виготовляються в двох ізольованих епітаксійних областях n-типу, сформованих у матеріалі р-типу (рис. 2.9). Польовий транзистор з р-n переходом і каналом n-типу створюється двома дифузійними процесами: одна дифузія формує р⁺-область (затвор), інша - n⁺-область (витік і стік). Тими ж дифузіями створюються витік і стік (р⁺) і затвор (n⁺) транзистора з р-каналом. Між цими двома дифузіями проводиться ще одна, в ході якої утворюється р-область (кишеня) для транзистора з р-каналом. Алюмінієвими шинами з'єднані витіки обох транзисторів і стік кожного з них із затвором іншого (рис. 2.9,а). Електрична схема з'єднання обох польових транзисторів показана на рис. 2.9,б.



а)



б)



в)

Рис. 2.9. Лямбда-діод на інтегральних польових транзисторах
а – технологічна структура; б – електрична схема з'єднань обох
польових транзисторів; в – типова вольт-амперна характеристика
приладу і його умовне графічне зображення [20]

Оскільки канали кожного з об'єднаних польових транзисторів у нормальному режимі (при $U_{ж} = 0$) проводять струм, то при збільшенні напруги на ЛД, струм через такий прилад зростає, однак падіння напруги на кожному з транзисторів створює напругу зміщення затвора іншого транзистора в напрямку зменшення струму, який через нього протікає.

Тому струм лямбда-діода проходить через максимум (I_{max}), типове значення якого знаходиться в діапазоні від десятих часток міліампера до десятків міліамперів (рис. 2.9,в). Після проходження максимуму струм зменшується до тих пір, поки не буде досягнута напруга мінімуму струму, при якому обоє транзистори знаходяться в режимі відсічки, а струм витоку через прилад досягає наноамперного діапазону. Цей малий струм через зовнішні виводи приладу зберігається при подальшому підвищенні напруги,

поки в одному з затворів не відбудеться пробій ($U_{\text{пр max}}$). Іншими словами, цю пару транзисторів можна розглядати як один прилад, охоплений позитивним зворотним зв'язком.

Для практичних лямбда-діодів відношення максимального струму до мінімального досягає значення 10^5 , що в 10^4 разів перевищує аналогічне відношення для тунельних діодів. Напруга максимуму струму лежить у діапазоні від 0,2 до 4 В, напруга мінімуму струму - від 2,5 до 12 В і залежить від напруги відсічки польових транзисторів, з яких складається ЛД. Залежність між напругою на затворі U_3 і стоці U_C відповідного польового транзистора повинна задовольняти умову

$$U_3 = -\gamma U_C,$$

де γ – коефіцієнт зворотного зв'язку каскаду.

Для простоти аналізу прийемо, що обидва польових транзистори цілком симетричні. Тоді напруга в точці "А" (рис. 2.9,б) визначиться співвідношенням $U_A = 0,5U$. Отже, $U_C = U - U_A = 0,5U$, $U_3 = -U_A = -0,5U$, тобто функція зворотного зв'язку від джерела до затвора польового транзистора запишеться в такому вигляді: $U_3 = -U_C$. Це відповідає формі реалізації позитивного зворотного зв'язку з $\gamma = 1$.

Вольт-амперна характеристика цього приладу (рис. 2.9,в) нагадує характеристику тунельного діода, однак не має висхідної гілки і струм приладу в мінімумі характеристики дорівнює нулю. За параметрами ці прилади характеризуються струмами I_{max} і I_{min} і, відповідно, напругами $U_{\text{ник}}$ і $U_{\text{відс}}$.

Напруга максимуму струму приладу $U_{\text{ник}}$ можна визначити, якщо вважати:

$$\frac{dI}{dU} = 0.$$

Зменшення струму буде продовжуватися доти, доки напруга досягне значення відсічки, при якому залежна змінна (струм) обох ПТ зменшиться до визначеної величини. Отже, значення напруги відсічки приладу можна отримати як суму напруг відсічки ПТ:

$$U_{\text{відс}} = U_{01} + U_{02}.$$

У практичних випадках для лямбда-діодів, складених із транзисторів КП103 і КП303, температурний коефіцієнт струму максимуму має значення $-0,2 \text{ \%}/\text{град}$. Температурних змін $U_{\text{ник}}$ (напруги максимуму струму) не спостерігається.

Ємність такого лямбда-діода має значення 25 пф. Приблизно таке ж значення має ємність тунельних діодів з арсеніду галію.

2.4. Лямбда-транзистори

Включення третього польового транзистора між витоками транзисторів, що складають лямбда-діод, дозволяє утворити лямбда-транзистор. Затвор третього транзистора використовується для керування величиною максимуму струму і дозволяє отримати керовані і менші за величиною значення цього струму в порівнянні з лямбда-діодом. Причому полярність і величина керувальної напруги залежать від типу третього транзистора і схеми його включення. Залежність максимуму струму від керувальної напруги нелінійна. Відмітимо, що отримання моделей лямбда-транзисторів цим не обмежується, тому що можливі інші варіанти, засновані на використанні біполярного транзистора і додаткового джерела або тільки джерела напруги.

При з'єднанні польового транзистора з біполярним (БТ) n-p-n чи p-n-p типу отримаємо прилад з трьома виводами, у якому позитивний зворотний зв'язок реалізується за допомогою біполярного транзистора. Принцип дії такого приладу залишається незмінним, тому що на базу біполярного транзистора подана постійна напруга U_6 від джерела постійного струму. Струм через зворотний зв'язок транзистора змінюється як функція $U_6 - U_c$ при величині $\gamma = 1$. Відмітимо, що ВАХ таких приладів аналогічні, однак ділянка з негативним диференціальним опором має більш пологий характер.

У свій час ще С. Остефьеллс запропонував дуже простий і доступний метод зміни характеристики лямбда-діода за допомогою пасивних елементів (резисторів), введених у схему. Запропонована ним схема і її функціональні можливості зміни ВАХ двополюсника проілюстровано на рис. 2.10 [20].

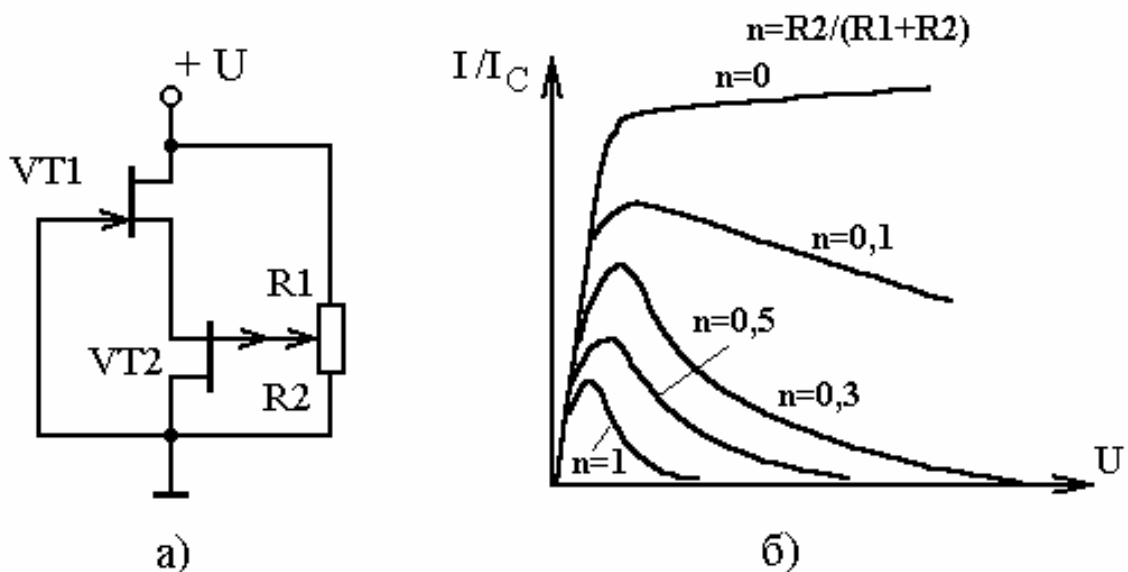


Рис. 2.10. Схема і типова ВАХ регульованого двополюсника

Легко показати, що цей метод відкриває принципову можливість робити часткову корекцію ВАХ з метою зменшення технологічного розкиду деяких параметрів при виготовленні приладів чи забезпеченні повторюваності характеристик складових структур лямбда-діодів. Схема, наведена на рисунку, являє собою, власне кажучи, прототип схем складових лямбда-транзисторів.

Слід зазначити, що прилади з ВАХ лямбда-типу виходять при з'єднанні польових транзисторів у будь-яких сполученнях: двох транзисторів з керувальним р-п переходом, двох МДН-транзисторів з вбудованими каналами, одного транзистора з керувальним р-п переходом і МДН-транзистора. Важливо одне: транзистори, що складають лямбда-діод, повинні мати різний тип каналу.

Конструктивні різновиди лямбда-діодів мають різні властивості щодо швидкодії, стабільності параметрів, радіаційної стійкості тощо. Наприклад, до лямбда-діодів, складених з польових транзисторів з р-п переходом, не можна прикладати велику (у межах 1 В) зворотну напругу. Структури ж, виконані на базі МДН-транзисторів, не бояться зворотних напруг.

Лямбда-транзистор можна отримати не тільки шляхом додавання до лямбда-діода третього польового транзистора чи з'єднанням польового і біполярного транзисторів [13, 15]. Це можна зробити простіше, відключивши затвор верхнього польового транзистора від стоку нижнього (рис. 2.10,б) і включивши в розрив джерело напруги, як це показано на рис. 2.11,а.

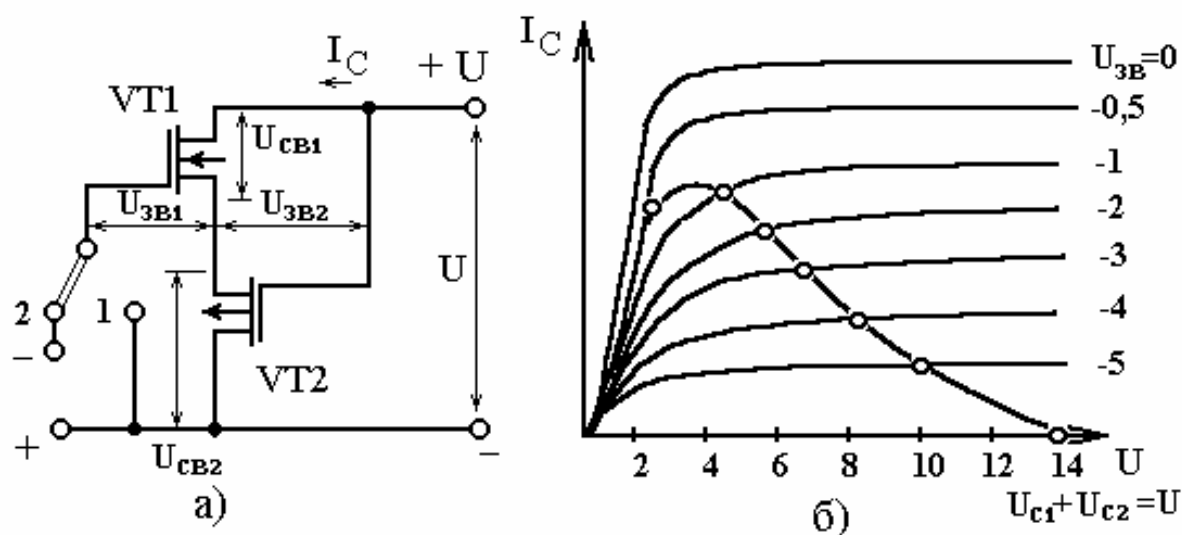


Рис. 2.11. Складовий лямбда-транзистор: а – схема включення польових транзисторів і джерела керувальної напруги; б – графічний метод побудови ВАХ

У такий спосіб отримаємо складовий лямбда-транзистор. Як відзначалося вище, його можна виконати на польових структурах з керувальним р-п переходом і на МДН-структурах з вбудованими каналами. У цьому випадку при $U_K = 0$ (ключ у положенні 1) ми фактично переходимо від структури ЛТ до структури ЛД. Однак такий лямбда-транзистор буде мати властивості, що відрізняються від раніше описаних. Справа в тому, що VT1 при $U_K = 0$ і $U = 0$ прикритий, і тому при збільшенні U від нуля максимальний струм буде меншим, ніж у вихідного лямбда-діода, але і напруга відсічки такого лямбда-транзистора буде менша напруги вихідного лямбда-діода на величину U_K . Легко показати, чому між двома типами ЛТ така різниця.

Розглянемо графічний метод побудови ВАХ для ЛД. У практичних випадках у силу ідентичності умов роботи VT1 і VT2 доцільно виконувати складові частини ЛД на польових структурах з однаковими параметрами. У цьому випадку (коли $U_K = 0$ чи ключ знаходиться в положенні 1) можна побудувати ВАХ графічним методом. З цією метою (рис. 2.11,б) будується сімейство сумарних ВАХ двох ПТ для різних $U_{31} = U_{32} = U_3$. При ідентичних параметрах ПТ маємо:

$$\begin{aligned} U_{31} &= U_{C2} = 0,5U, \\ U_{32} &= U_{C1} = 0,5U. \end{aligned}$$

На осі U відкладаємо ряд значень цієї напруги U_i ($i = \overline{1, n}$), після чого проводимо вертикальні лінії до перетину їх з тією кривою сімейства ВАХ, у якої значення $U_3 = 0,5U$. Далі через точки перетину проводимо криву, що дає нам шукану ВАХ для лямбда-діода ($U_K = 0$).

У випадку лямбда-транзистора (при $|U_K| > 0$) режими роботи кожного ПТ неідентичні, тому що на затвор VT1 подається керувальна напруга U_K , що дозволяє змінювати опір каналу додаткового транзистора і, отже, форму і параметри ВАХ. Розрахунок ВАХ за рівняннями математичної моделі утруднений, тому що в теорії польових транзисторів немає простих аналітичних виразів, що описують струми I_{C1} і I_{C2} в усьому діапазоні зміни напруг затвор-витік і стік-витік. Крім того, навіть проста квадратично-експонентна апроксимація ВАХ польових транзисторів у системі керування математичної моделі призводить до трансцендентного рівняння, що не має аналітичного розв'язку. Рівняння математичної моделі розв'язувалось чисельним методом ділення навпіл на ЕОМ. При цьому виявлено, що напруга запирання ЛТ значно залежить від керувальної напруги, а це робить можливим не тільки вимикання приладу по колу затвора (за рахунок зменшення струму піка ВАХ), але і вмикання.

Один з найважливіших параметрів лямбда-приладів – їхня швидкодія. На закінчення оцінимо швидкодію перемикальних схем. Використовуємо для цього два показники: постійну часу $\tau_0 = R_0 C_0$ і коефіцієнт

$\kappa = I_{\max}/C_0$. Чим менше τ_0 і чим більше $I_{\max}$, тим вище швидкодія лямбда-приладу. Для лямбда-структури, зібраної з двох дискретних польових транзисторів, $\tau_0 \approx 200-300$ нс, а $\kappa \approx 0,01-0,02$ мА/пФ, у той час як для тунельних діодів з найменшою швидкістю $\tau_0 \approx 0,015$ нс, а $\kappa = 0,3-1$ мА/пФ. З цього порівняння видно, що лямбда-структури, зібрані з дискретних польових транзисторів, не можуть конкурувати за швидкістю з тунельними діодами, хоча характеристики їх і схожі.

В усіх перемикальних схемах на лямбда-структурах істотну роль грає баластовий резистор, включений послідовно зі структурою. Модуль диференціального від'ємного опору для структур, зібраних з дискретних транзисторів, складає значну величину - для різних пар вона коливається від одиниць до десятків кОм. За умовами роботи значення баластового резистора в перемикальній схемі повинне бути більше модуля негативного опору. А така велика величина баластового резистора в поєднанні з порівняно великою ємністю лямбда-структури з дискретних транзисторів робить швидкодію перемикальних схем невисокою, час перемикання їх – 0,5–3 мкс [16].

Однак існують методи, що дозволяють підвищити швидкодію таких схем, зберігши їхню найважливішу перевагу – низьку споживану потужність. Мова йде про виготовлення лямбда-приладів в одному кристалі за інтегральною технологією. У цьому випадку ЛД і ЛТ порівняно легко можна виготовити з заданими параметрами. Тут відкриваються широкі можливості для зменшення модуля негативного опору (і отже, баластового резистора) і ємності лямбда-приладів. Помітимо, що ці можливості особливо легко реалізуються при створенні великих інтегральних схем запам'ятовувальних пристроїв.

2.5. Пристрої на основі лямбда-діодів

На сучасному етапі розвитку радіоелектроніки найважливішим напрямком поліпшення якості електронної апаратури і приладів є використання нових досягнень напівпровідникової електроніки і мікросхемотехніки. Ці досягнення суттєво впливають на техніко-економічні показники виробництва й експлуатації апаратури, а також приводять до підвищення її якості.

Напівпровідникові прилади з ВАХ лямбда-типу знаходять широке застосування в сучасних пристроях автоматики й обчислювальної техніки. В даний час до найбільш перспективної області використання лямбда-приладів відносяться порогові схеми і запам'ятовувальні пристрої в інтегральному виконанні. Однак лямбда-прилади (інтегральні і дискретні) добре працюють і в схемах різних генераторів, підсилювачів, ключів і функціональних пристроїв. Тому розглянемо схеми і методи проектування деяких характерних пристроїв на основі лямбда-приладів.

Порогові пристрої. Умовно ці пристрої розбиті на два класи: пасивні і активні.

Пасивні порогові пристрої характеризуються схемною простотою, малим споживанням енергії, великим гістерезисом (до декількох вольт). Під гістерезисом будемо розуміти різницю вхідного сигналу (чи струму напруги), при якому відбувається зворотне перемикання порогового пристрою, і вхідного сигналу, при якому відбудеться перемикання. У той же час вони мають досить високі значення порогових напруг, тому область застосування найпростішого порогового пристрою (будемо називати його надалі пороговим ланцюжком) дуже обмежена. Прикладом застосування порогового ланцюжка може служити розглянута нижче схема сигналізатора мінімального рівня напруги.

Активні порогові пристрої характеризуються порівняно великим споживанням енергії, широким діапазоном гістерезису (від мікрвольт до одиниць вольтів), середньою швидкістю і широкими функціональними можливостями. Як правило, такі пристрої містять швидкодіючий операційний підсилювач (ОП) і ЛД, включений або на його виході, або в колі зворотного зв'язку.

Розгляд порогових пристроїв зручно почати з найпростішої схеми – порогового ланцюжка, що містить ЛД і баластовий резистор (рис. 2.12,а).

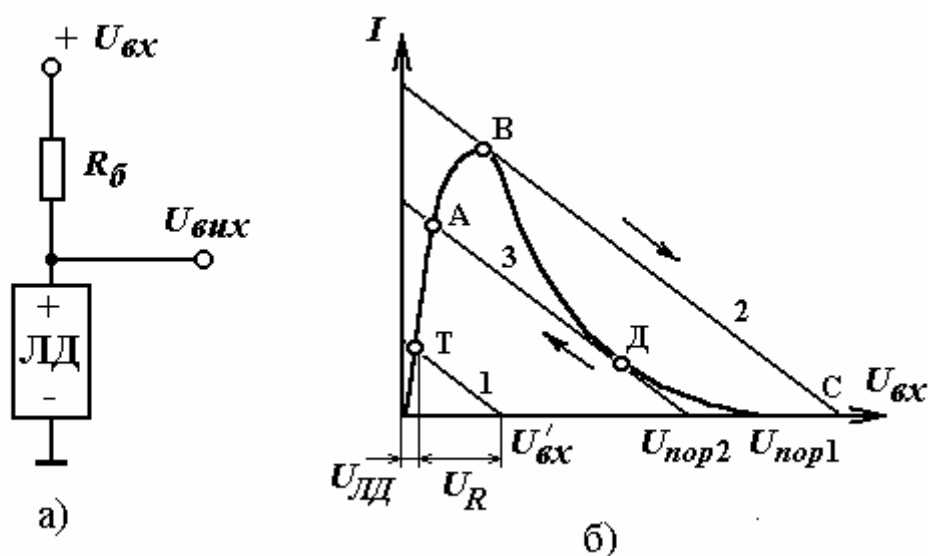


Рис. 2.12. Найпростіший пороговий пристрій на ЛД

На рис. 2.12,б зображені типова ВАХ для ЛД і навантажувальні лінії, що відповідають різним значенням напруги, прикладеної до порогового ланцюжка. При деякій вхідній напрузі $U_{вх} > 0$ навантажувальна лінія 1 перетинає ВАХ діода в точці Т. Для цього випадку показаний розподіл напруг $U_{ЛД}$ – на діоді і $U_{Rб}$ – на баластовому резисторі. При збільшенні напруги $U_{вх} > U_{вх}'$ робоча точка Т переміщується вгору по висхідній ділянці ВАХ

діода, при цьому струм через ланцюжок збільшується, після досягнення максимального значення починає зменшуватися, тобто, робоча точка переходить на ділянку з від'ємним диференціальним опором.

Однак перемикання відбувається тільки в той момент, коли модуль диференціального опору $R_{\text{диф}}$ лямбда-діода стане рівним значенню опору баластового резистора $R_{\text{б}}$. У цьому випадку робоча точка стрибком переміщається по навантажувальній лінії 2 з точки В у точку С. Після запирання ЛД вся напруга падає на ньому, а струм через ланцюжок практично дорівнює нулю. При подальшому збільшенні U_{ex} робоча точка рухається вправо по осі напруг. При зменшенні U_{ex} робоча точка переміщається по характеристиці ЛД з точки С вліво. Перемикання відбувається у точці Д, коли модуль диференціального опору діода стане рівним значенню опору баластового резистора. Робоча точка по навантажувальній лінії 3 стрибком переміститься з точки Д в точку А.

Таким чином, пороговий ланцюжок має два стійких стани – в точці А та в точці С і характеризується двома пороговими напругами – $U_{\text{пор1}}$ (верхній поріг, ЛД переходить у стан з високим рівнем напруги) і $U_{\text{пор2}}$ (нижній поріг, ЛД переходить у стан з низьким рівнем напруги). Обидва пороги нестабільні, вони змінюються при зміні температури навколишнього середовища, причому нижній поріг має температурний коефіцієнт напруги порядку – 0,01% на 1°C, а верхній поріг – 0,15% на 1°C. При збільшенні номіналу баластового резистора температурна стабільність верхнього порогу зменшується, а нижнього збільшується, і навпаки.

Такий найпростіший пороговий пристрій має коливний гістерезис, що змінюється від десятих часток вольт (для ланцюжків з порогами 1-3 В) до одиниць вольтів (для ланцюжків з порогами більше 3-5 В). При збільшенні номіналу баластового резистора гістерезис ланцюжка значно збільшується, в основному через збільшення верхнього порога, однак швидкість перемикання зменшується. Для забезпечення перемикання порогового ланцюжка необхідно, щоб у заданому інтервалі температур дотримувалася нерівність:

$$|R_{\text{диф.мін}}| < R_{\text{б}} < |(U_{\text{пор1}} - U_{\text{нік}}) / I_{\text{макс}}|,$$

де $|R_{\text{диф.мін}}|$ – модуль мінімального диференціального опору ЛД на спадній ділянці ВАХ.

Час перемикання порогового ланцюжка, складеного з транзисторів КП103, КП303 і баластового резистора опором 15 кОм, значний: приблизно 1,5 мкс при прямому перемиканні (при $U_{\text{пор1}}$) і 0,3 мкс при зворотному перемиканні (при $U_{\text{пор2}}$), однак ці значення не кінцеві. Пояснюється це тим, що швидкість перемикання порогового ланцюжка залежить від значення величини ємності ЛД і баластового резистора, а також від рухливості основних носіїв у польових транзисторах, з яких складені ЛД. Виготовлені за

інтегральною напівпровідниковою технологією, лямбда-прилади мають значно кращі параметри: час перемикання складає десятки наносекунд, а нестабільність струму така, що нею можна знехтувати [16].

Вищевикладене дозволяє сформулювати деякі рекомендації для застосування граничних ланцюжків. Ці рекомендації справедливі, в основному, для пристроїв на лямбда-приладах, складених з дискретних польових транзисторів.

Для ефективного застосування граничного ланцюжка при реєстрації зменшення контрольованої напруги нижче заданого рівня (використовується нижній поріг) необхідно вибирати значення опору баластового резистора близьке до мінімально допустимого. Це забезпечить високу температурну стабільність порога спрацьовування ланцюжка.

Коли необхідно використовувати верхній поріг ланцюжка, варто вибирати величину баластового резистора близьку до мінімально допустимої величини і застосовувати резистор з позитивним температурним коефіцієнтом опору порядку $(2-3) \cdot 10^{-3} \text{ } 1/^{\circ}\text{C}$.

Розглянемо застосування граничного ланцюжка в схемі сигналізатора зниження напруги живлення нижче допустимого рівня (рис. 2.13,а) [20]. Сигналізатор під'єднується до контрольованого джерела живлення. Нижній поріг ($U_{\text{пор2}}$) кола R1 ЛД вибирається рівним мінімально допустимому значенню напруги цього джерела. Поки напруга джерела більше мінімально допустимої величини, ЛД закритий, струм у базовому колі транзистора VT1 не протікає, транзистор закритий і світлодіод (СД) не світиться. Коли напруга джерела стане рівною мінімально допустимій, пороговий ланцюжок переключиться. ЛД перейде в стан з низьким рівнем напруги, і через пороговий ланцюжок потече струм, що відкриє транзистор. При цьому СД почне випромінювати світло, вказуючи, що напруга джерела живлення досягла мінімального значення. Така схема застосовується в батарейній напівпровідниковій апаратурі як індикатор розряду батарей.

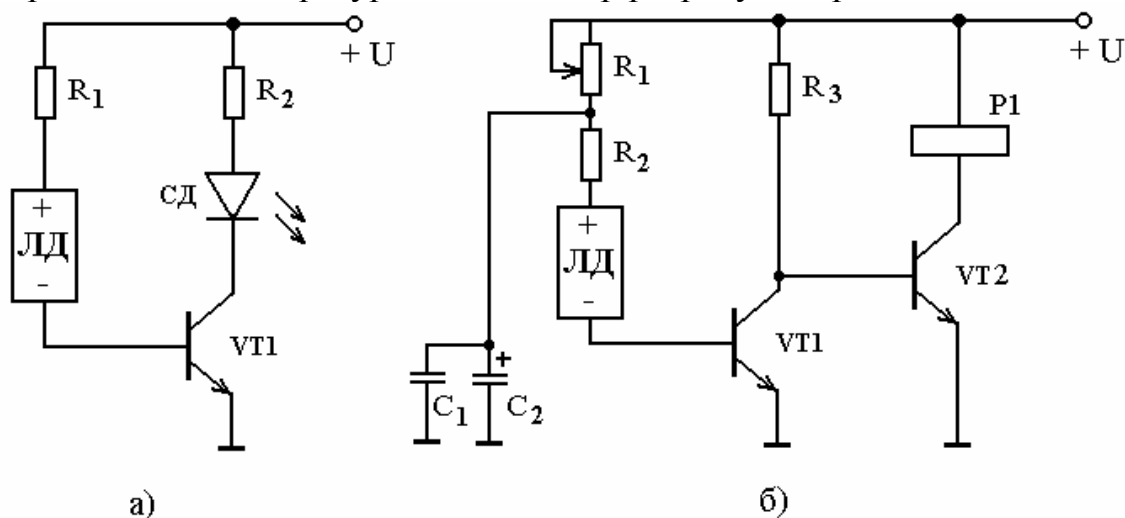


Рис. 2.13. Схеми сигналізації: а – зниження напруги живлення; б – автоматичний сигналізатор для автомобіля

Ще одне застосування порогового ланцюжка можна знайти в автомобілі. Схема пристрою аналогічна зображеній на рис. 2.13,а, тільки замість світлодіода включається електромагнітне реле. Такий найпростіший пристрій може врятувати автомобіль і його хазяїна від багатьох неприємностей. Справа в тому, що при виході з ладу реле-регулятора під час руху автомобіля його генератор буде виробляти підвищену напругу. Якщо в цей час відбувається зарядка акумуляторної батареї, то може виникнути підвищене газовиділення в усіх елементах, тобто почнеться кипіння електроліту. Вихлюпуючись з акумулятора, електроліт (сірчана кислота) заллє двигун. Усіх цих неприємностей можна уникнути, підключивши зазначений пристрій (аварійний автоматичний сигналізатор) паралельно виводам генератора, а нормально замкнуті контакти реле – між виводами генератора й акумуляторною батареєю автомобіля. Одночасно можна передбачити звукову чи світлову сигналізацію. Як тільки напруга генератора перевищить максимально допустиму (напругу уставки автоматичного сигналізатора), пристрій спрацює, відключивши генератор від акумулятора, і подасть водію сигнал про несправність.

Розглянемо використання лямбда-транзисторів в цифровій техніці.

Тригер, зображений на рис. 2.14,а, має один вихід і два входи – установки нуля ("Уст 0") і установки одиниці ("Уст 1"). Він складається з чотирьох польових транзисторів VT1 – VT4 і баластового резистора R_6 . Транзистори VT2, VT3 і VT4 складають ЛТ, керувальний електрод якого слугує для встановлення на виході тригера логічної одиниці. Затвор транзистора VT1 призначений для встановлення на виході тригера логічного нуля, а сам цей транзистор відіграє роль керованого опору.

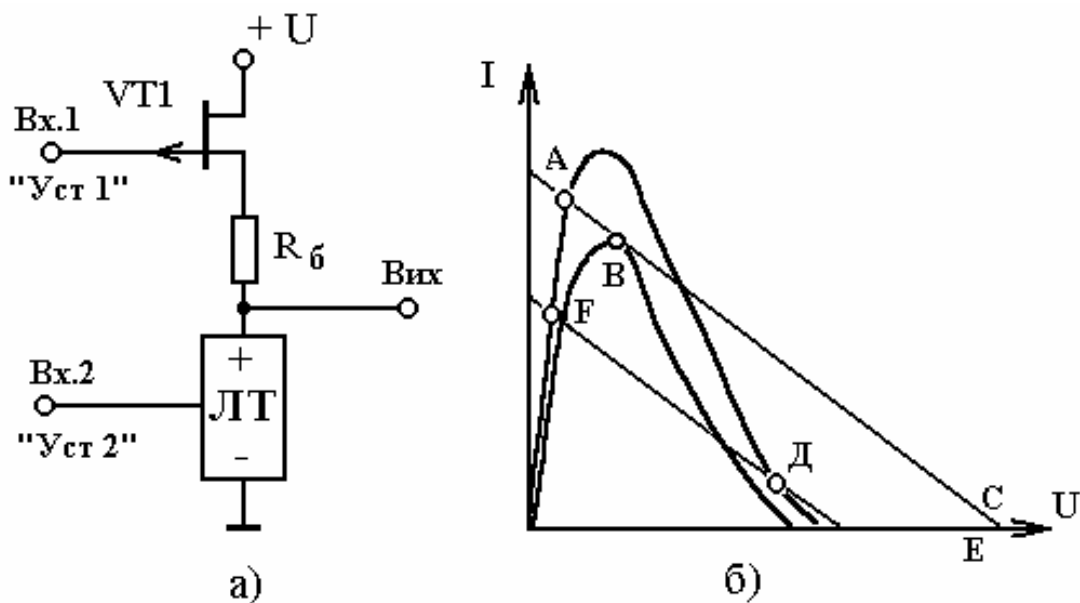


Рис. 2.14. Тригер на лямбда-транзисторі: а – електрична схема;
б – типова ВАХ і лінія навантаження

Працює тригер таким чином. При подачі живлення на виході тригера встановлюється логічний нуль (точка А на рис. 2.14,б). При подачі на вхід "Уст 1" імпульсу напруги позитивної полярності зменшується максимальний струм ($I_{\max}$) ЛТ і відповідально змінюється його ВАХ. У результаті в момент, коли навантажувальна лінія стане дотичної до ВАХ (тобто при рівності модуля негативного диференціального опору ЛТ сумарному опору резистора R_6 і каналу транзистора VT1), відбудеться стрибок робочої точки з точки В у точку С. На виході тригера встановиться логічна одиниця.

В процесі прямого перемикавання на затвор транзистора VT1 від схем електронного обрамлення ЗП (запам'ятовувального пристрою) подається напруга логічного нуля, і можна вважати, що він цілком відкритий. Опір його каналу при цьому складає 100-1500 Ом і мов би доповнює баластовий резистор, не впливаючи на процес прямого перемикавання. При зворотному переключенні тригера транзистор VT1 відіграє головну роль.

Для здійснення зворотного перемикавання тригера на вхід "Уст 0" необхідно подати імпульс напруги позитивної полярності. Транзистор VT1 при цьому закриється, опір його каналу різко зростає і складає кілька тисяч МОм. Напруга на ланцюжку R_6 ЛТ зменшиться принаймні на одну третину і стане менше напруги відсічки. Робоча точка під час цього процесу з точки С переміститься в точку Д, а звідти стрибком перейде в точку F (рис. 2.14,б). На виході тригера в цей момент встановиться напруга, практично рівна нулю. Після закінчення вхідного імпульсу робоча точка переміститься з точки F в точку А і на виході тригера встановиться напруга, що відповідає логічному нулю. Тригер має високу швидкість і підвищену завадостійкість.

Генератори. Це інший великий клас схем на приладах лямбда-типу. Складовими елементами генераторів на приладах з від'ємним диференціальним опором є: двополюсник з від'ємним опором, реактивний елемент (накопичувач енергії) і джерело живлення. Загальне правило, що його потрібно дотримуватись при побудові генераторів, наведене нижче.

Якщо використовується двополюсник з від'ємним опором, що має ВАХ N- чи λ -типу, у яких можливі стрибки напруги при практично незмінному чи малозмінному струмі, то і реактивний накопичувач повинен забезпечувати можливість стрибків напруги при незмінному струмі. Як такі накопичувачі використовують, наприклад, котушки індуктивності.

Якщо ж двополюсник має ВАХ S-типу, що забезпечує можливість стрибків струму при практично незмінній напрузі, то такі ж властивості повинен мати і реактивний елемент (наприклад, конденсатор).

Спосіб з'єднання реактивного елемента і двополюсника з від'ємним диференціальним опором визначається типом джерела живлення. Якщо живлення подається від джерела постійної напруги, то всі основні елементи схеми з'єднуються послідовно один з одним і з джерелом напруги, а при використанні джерела постійного струму – паралельно [20].

Принципово можливі два основних типи генераторів на приладах з ВАХ лямбда-типу – із джерелом напруги, і з джерелом струму. Однак генератор із джерелом струму і з паралельною індуктивністю вимагає для своєї роботи високих напруг, значно більших, ніж допустима напруга для лямбда-приладу. Наприклад, для самозбудження генератора з паралельною індуктивністю на ЛД із напругою відсічки 2,5 В необхідна напруга живлення 80 В. Тому обмежимося розглядом роботи генератора з послідовною індуктивністю і джерелом напруги.

Схема генератора зображена на рис. 2.15,а. До складу генератора входять послідовно з'єднані ЛД, котушка індуктивності, джерело постійної напруги і резистор. Необхідність включення резистора пояснюється неідеальністю котушки індуктивності, що має активний опір, і джерела напруги, що має відмінний від нуля внутрішній опір. Значення резистора R дорівнює сумі двох зазначених опорів. Для встановлення режиму самозбудження необхідно, щоб навантажувальна лінія перетнула спадну ділянку вольт-амперної характеристики ЛД. З огляду на те, що значення резистора R мале, можна прийняти умову:

$$U_{\text{ник}} < E < U_{\text{відс}}.$$

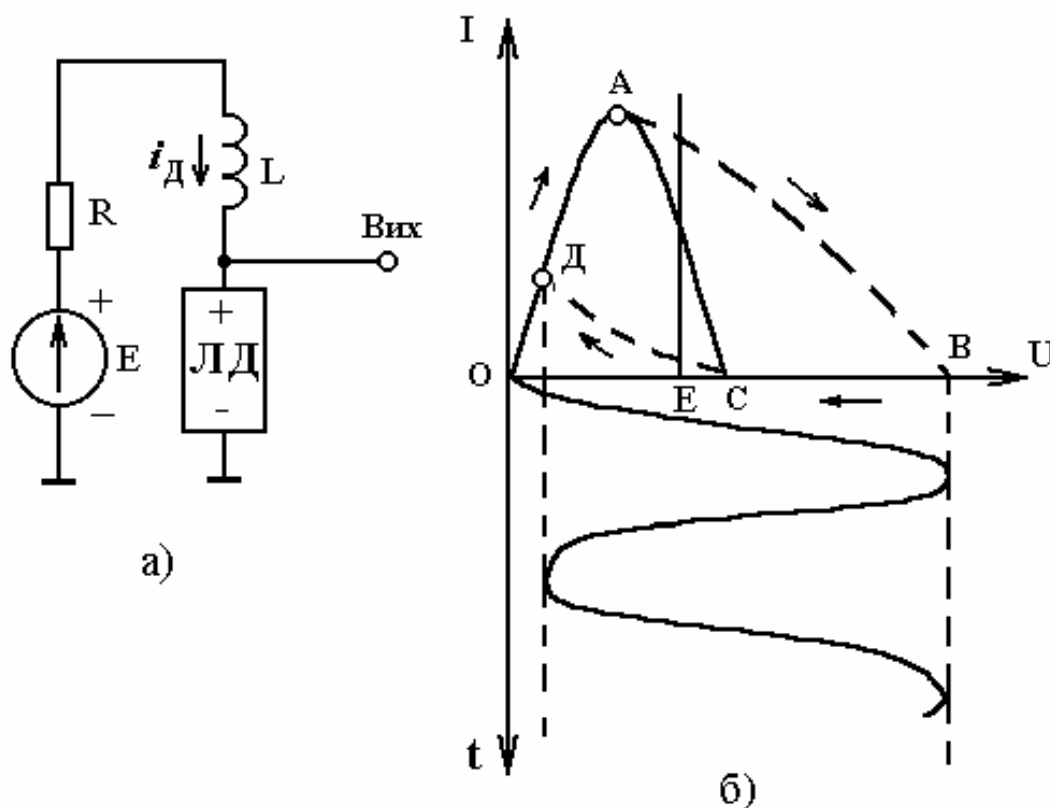


Рис. 2.15. Самозбудний генератор: а – електрична схема; б – графік роботи схеми

У момент включення вся напруга живлення падає на індуктивності і струм $i_d = 0$. Потім струм через котушку, а, отже, струм i_d і напруга на діоді U_d починають повільно зростати. При цьому робоча точка порівняно повільно переміщується по ВАХ лямбда-діода в напрямку I_{max} (точка А на рис. 2.15,б).

Швидкість руху робочої точки на ділянці ОА поступово зростає, при підході до точки А швидко збільшується й у точці А прагне до нескінченності. Робоча точка рухається від А спочатку по дотичній до вольт-амперної характеристики ЛД, а потім траєкторія її руху згинається донизу і перетинається з віссю напруг (ділянка АВ на рис. 2.15,б). За час руху робочої точки по ділянці АВ ЛД працює на спадній ділянці своєї характеристики і струм через нього зменшується. Відповідно зменшується і струм через індуктивність, викликаючи зменшення падіння напруги на ній. Це, у свою чергу, викликає подальше зменшення струму через ЛД і т.д. Розвивається лавиноподібний процес, у результаті якого напруга на індуктивності поміняє знак. При цьому до ЛД прикладається сума напруг E і ЕРС котушки індуктивності E_L , що значно більше напруги відсічки ЛД. Останній запирається цією напругою і струм i_d стає рівним нулю, незважаючи на те, що індуктивність L поводить себе на цій стадії як генератор струму.

З графіка рис. 2.15,б видно, що як тільки ЛД перейшов у стан відсічки, струм у колі ще якийсь час зберігається. Це струм заряду еквівалентної ємності ЛД. Після закінчення перемикавання ЛД і заряду еквівалентної ємності лямбда-діода робоча точка виявляється в точці В (рис. 2.15,б). У цей момент струм $i_d = 0$, робоча точка починає рух по осі напруг у бік початку координат, тому що ЕРС котушки індуктивності починає зменшуватися. Поки $E + E_L < U_{відс}$, струм i_d дорівнює нулю. Швидкість руху робочої точки на ділянці ВС мала, напруга U_d повільно зменшується. У точці С швидкість руху робочої точки знову стає великою, робоча точка переміщується в точку Д; при цьому ЛД відкривається. Після завершення цього процесу напруга на індуктивності змінює знак, i_d і U_d починають повільно зростати і весь цикл повторюється.

Треба сказати, що цей генератор виробляє імпульси великої амплітуди. При напрузі живлення $E = 3$ В амплітуда вихідних імпульсів дорівнює 15 В. Це пояснюється тим, що струм через ЛД зменшується до нуля зі значною швидкістю, і при $E + E_L > U_{відс}$ струм через індуктивність визначається тільки струмом заряду еквівалентної ємності ЛД, що також стрімко зменшується. Величина E_L визначається виразом:

$$E_L = L \frac{di_l}{dt}.$$

Таким чином, значення E_L значне, тому що швидкість зміни струму i_d значна.

На базі такого генератора можуть бути виконані різні радіоелектронні пристрої. Такий генератор використовують, наприклад, у радіопередавачі метеорологічної кулі-зонда. Потужність такого передавача складає кілька десятків міліват, що цілком достатньо для надійної передачі інформації з висот до 1000 м. Такий передавач простий за конструкцією, зручний і надійний в експлуатації.

2.6. Діодні тиристори

Тиристор – напівпровідникова структура, що містить більше двох р-п переходів, із двома стійкими станами, один з яких відкритий, а інший – закритий. У відкритому стані тиристор має невеликий опір і через нього протікає великий струм, у закритому – великий опір і малий струм. Робота тиристора, що отримав свою назву від слова тиратрон, заснована на тих же принципах, що і робота біполярного транзистора. Завдяки своїм чудовим властивостям мати два стійких стани при низькій потужності розсіювання в цих станах, тиристор широко застосовується в якості перемикальних і керувальних пристроїв як у слабкострумівій, так і потужнострумівій електроніці.

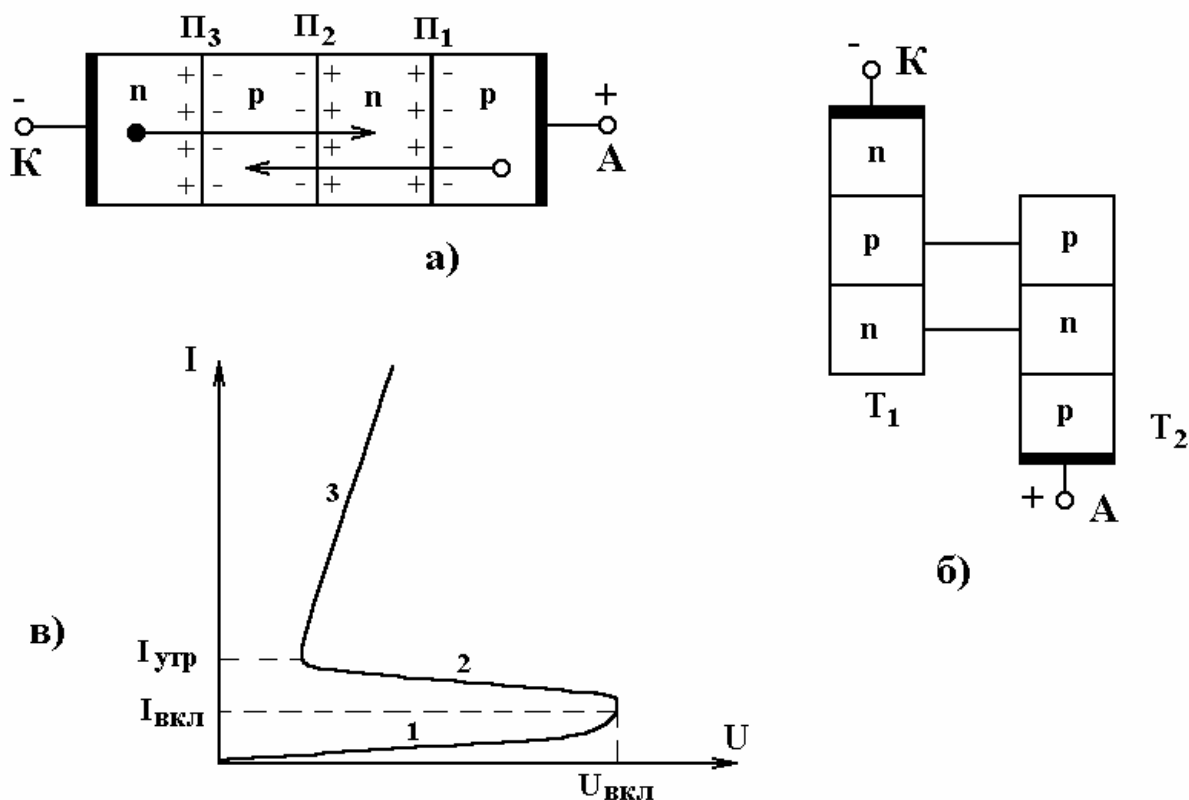


Рис. 2.16. Структура (а), двотранзисторна модель (б) і вольт-амперна характеристика (в) діодного тиристора

Діодний тиристор, що також називається динистором, являє собою чотиришарову р-п-р-п структуру (рис. 2.16,а), що містить три послідовно

з'єднаних р-п переходи: P_1 , P_2 , P_3 . Омічний контакт до зовнішнього р-шару називають анодом, а такий же контакт до зовнішнього п-шару – катодом. Для аналізу процесів, що відбуваються в р-п-р-п структурі, Молл [21] запропонував розглядати цю структуру у вигляді з'єднання двох транзисторів р-п-р і п-р-п типів, що мають загальний колектор (рис. 2.16,б).

Розглянемо процеси, які відбуваються в тиристорі, при подачі на анод позитивного потенціалу, що відповідає подачі на нього прямої напруги. У цьому випадку переходи P_1 і P_3 зміщуються в прямому напрямку, тому їх називають емітерними, а перехід P_2 зміщений у зворотному напрямку, тому він називається колекторним. Відповідно до цього така структура містить дві емітерні області (п- і р-емітери) і дві базові області (р- і п-базис). Оскільки колекторний перехід P_2 зміщений у зворотному напрямку, то велика частина прикладеної напруги падає на ньому, тому ділянка 1 вольт-амперної залежності тиристора (рис. 2.16,в) майже відповідає зворотній гілці вольт-амперної характеристики звичайного р-п переходу. Збільшення напруги між анодом і катодом викликає зростання прямих напруг на переходах P_1 і P_2 . Електрони, інжектovanі емітерним переходом P_3 , потрапляють у р-базис, що відбувається шляхом дифузії, і потім електричним полем колекторного переходу P_2 перекидаються в п-базис. Наступне просування електронів структурою обмежується невеликої висоти потенційним бар'єром емітерного переходу P_1 . Тому частина електронів у п-базисі утворює від'ємний об'ємний заряд, що знижує висоту потенційного бар'єра емітерного переходу P_1 , що приводить до збільшення інжекції дірок з р-п переходу P_1 . Інжектovanі дірки дифундують до переходу P_2 , і його електричним полем перекидаються в р-базис. Подальше їхнє просування утруднене через вплив невеликого потенційного бар'єра емітерного переходу P_3 . Тому відбувається нагромадження дірок у р-базисі біля межі р-п переходу P_3 , що створює надлишковий позитивний заряд, який сприяє подальшому збільшенню інжекції електронів з п-області емітерного переходу P_3 . Таким чином, у приладі виникає зворотний позитивний зв'язок за струмом: збільшення струму через перехід P_1 викликає збільшення струму через перехід P_3 .

Нагромадження надлишкових основних носіїв заряду в базових областях створює додаткову напругу, що прагне змістити колекторний перехід P_2 у прямому напрямку. Тому подальше збільшення струму через прилад приводить до зменшення напруги замикання на переході P_2 . Висота його потенційного бар'єра зменшується до значень, що відповідають включенню P_2 у прямому напрямку; струм через тиристор обмежується опором навантаження і напругою джерела живлення. Таким чином, чотиришарова р-п-р-п структура при подачі прямої напруги може знаходитися в двох стійких станах: закритому і відкритому. Закритому стану тиристора відповідає великий опір і малі струми на вольт-амперній характеристиці (рис. 2.16,в), він характеризується ділянкою 1. Відкритому стану

(рис. 2.16,в) відповідає ділянка 3 вольт-амперної характеристики. Він характеризується малим опором і великими струмами, які проходять через прилад. Ділянка 2 вольт-амперної залежності відповідає від'ємному диференціальному опору, при цьому стан приладу нестійкий.

У відкритому стані тиристор буде знаходитися доти, поки колекторний перехід буде працювати в режимі прямого зсуву. При зменшенні струму, що протікає через тиристор, до значень, менших I_{yTP} , відбувається перерозподіл напруг на випрямляльних переходах Π_1 і Π_3 , що приводить до зсуву в зворотному напрямку переходу Π_2 , і тиристор переходить у закритий стан. У зв'язку з цим можна сказати, що утримувальний струм тиристора - мінімальний струм, необхідний для підтримки тиристора у відкритому стані [22].

2.7. Робота діодного тиристора у відкритому стані

У відкритому стані $(h_{21B1} + h_{21B2}) > 1$, який відповідає тому, що велика частина носіїв заряду, інжекттованих з емітерних областей, доходить до колекторного переходу. До колекторного переходу Π_2 дифундує така велика кількість неосновних носіїв заряду, що якби перехід Π_2 не був зміщений у прямому напрямку, то вони викликали б струм, що у $(h_{21B1} + h_{21B2})I_A$ перевищив I_A , що порушило б умови неперервності струму [21].

Розглянемо процеси, що протікають у тиристорній структурі в момент часу $t = t_0$ при $(h_{21B1} + h_{21B2}) > 1$, $U_2(t) > 0$ і заданому значенні струму (рис. 2.17). У цьому випадку швидкість заповнення р-бази дірками залежить від інжекційного $h_{21B1}I_A$ і рекомбінаційного $(1 - h_{21B1})I_A$ струму, відповідно швидкість заповнення n-бази електронами визначається інжекційним $h_{21B2}I_A$ і рекомбінаційним $(1 - h_{21B2})I_A$ струмами. Оскільки інжекційні струми електронів і дірок перевищують рекомбінаційні, то в р-базі утвориться надлишковий позитивний заряд:

$$\Delta Q_p^+ = \Delta t(h_{21B1} + h_{21B2} - 1)I_A, \quad (2.9)$$

а в n-базі – надлишковий негативний заряд:

$$\Delta Q_n^- = -\Delta t(h_{21B1} + h_{21B2} - 1)I_A. \quad (2.10)$$

Ці рівні за величиною, але протилежні за знаком, заряди нейтралізують однакову кількість донорів і акцепторів у шарі об'ємного заряду переходу Π_2 , що приводить до перебудови просторового заряду dQ_p^+/dt . Напруженість поля в шарі об'ємного заряду і висота потенційного бар'єра

зменшуються настільки, що виникає напруга, достатня для зсуву переходу Π_2 у прямому напрямку, при цьому дірки з р-області перекидаються в n-область, а електрони з n-області – у р-область, причому в однаковій кількості. У результаті цього в тиристорній структурі остаточно встановлюється стаціонарний стан, коли початкова напруга закриття на переході Π_2 ($U_2(t_0) \geq 0$) змінюється на протилежну $U_2(t_0) < 0$ і колекторний перехід Π_2 зміщується в прямому напрямку.

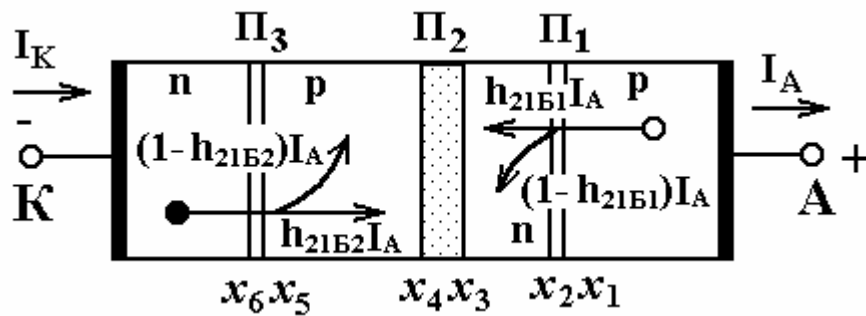


Рис. 2.17. Схема розподілу струмів у відкритому стані діодного тиристора

В міру збільшення струму у відкритому стані концентрації основних і неосновних носіїв заряду в базових областях зростають в однаковій мірі внаслідок виконання умов електричної нейтральності. При низьких рівнях інжекції вольт-амперну характеристику тиристора можна розрахувати на основі теорії Молла [21]. Зі збільшенням струму різниця між концентраціями основних і неосновних носіїв заряду стає усе меншою і меншою. Обидві базові області, включаючи перехід Π_2 , рівномірно переповнюються рухливими носіями зарядів. Виникають умови високого рівня інжекції і теорія Молла стає незастосовною для розрахунку вольт-амперних характеристик тиристора. Керування ступенем переповнення базових областей здійснюється за допомогою напруг U_1 і U_3 , тому що граничні концентрації встановлюються відповідно до співвідношення Больцмана.

У зазначеному діапазоні струмів залежності концентрації носіїв заряду від координат аналогічні співвідношенням у р-п діоді з досить довгою базою $W = (x_5 - x_2)$ (див. рис. 2.17). Тому можна сказати, що вольт-амперна характеристика тиристора при великих струмах приблизно така ж, як і характеристика р-і-п діода [23].

Для відкритого стану тиристора в залежності від рівня інжекції можна виділити три ділянки характеристики. Ділянка 1 - низький рівень інжекції в обох базових областях; ділянка 2 - низький рівень інжекції в р-базі і високий рівень інжекції в n-базі; ділянка 3 - високий рівень інжекції в обох базових областях.

Ділянка 1 існує при малих струмах у відкритому стані. Струм неосновних носіїв заряду при низькому рівні інжекції є повністю дифузійним струмом. Як показали теоретичні і експериментальні дослідження [21], ділянка 1 охоплює діапазон струмів, близьких до струму утримання, тому область застосування теорії Молла описує тільки малу частину характеристики відкритого стану.

Ділянка 2 охоплює нижню область навантажувальних струмів. У роботі [21] показано, що у випадку $\gamma = 1$, $h_{21B2} = 1$ для електронів і дірок у високоомній n-базі реалізуються умови, близькі до умов у р-і-n-діоді. Через перехід Π_1 рухаються тільки дірки, через перехід Π_2 , у n-базу - тільки електрони, тому що всі електрони, інжектвані з переходу Π_3 , проходять без рекомбінації р-базу і перекидаються переходом Π_2 в область n-базу. У цьому випадку залежність струму від напруги описується виразом

$$I \sim e^{qU/2kT} . \quad (2.11)$$

Ділянка 3 охоплює основну частину використовуваного на практиці діапазону струмів. Він містить у собі діапазон щільностей струмів від кількох сотень до 1000 A/cm^2 . Його робота в цьому випадку цілком аналогічна роботі р-і-n діода. Тому вольт-амперна характеристика повинна описуватися рівнянням (2.3), але фактично є значне відхилення від експонентного росту, що зі зростанням струму виявляється усе сильніше. Спочатку характеристика описується квадратичною залежністю [21]

$$I \sim [U - (U_1 + U_3)]^2 , \quad (2.12)$$

а потім більш складною степеневою залежністю

$$I \sim [U - (U_1 + U_3)]^{4/3} . \quad (2.13)$$

2.8. Робота діодного тиристора в закритому стані

При роботі тиристора в закритому стані (рис. 2.18) переходи Π_1 і Π_3 знаходяться в закритому стані, перехід Π_2 інжектує електрони в р-область бази, де вони внаслідок виниклого градієнта концентрації дифундують до р-n переходу Π_3 . Там вони перекидаються полем переходу в емітерний n-шар і витікають через катодний контакт. Перехід Π_2 у такий спосіб діє як емітер, перехід Π_3 - як колектор транзисторної структури n-p-n. Коефіцієнт передачі для цього інверсного режиму позначимо h_{21BI} . Перехід Π_2 одночасно інжектує дірки в n-базу, що дифундують до переходу Π_1 і захоплю-

ються там його електричним полем. Таким чином, перехід Π_2 діє одночасно як емітер транзисторної структури р-n-p, що працює в інверсному режимі з коефіцієнтом передачі h_{21BI} .

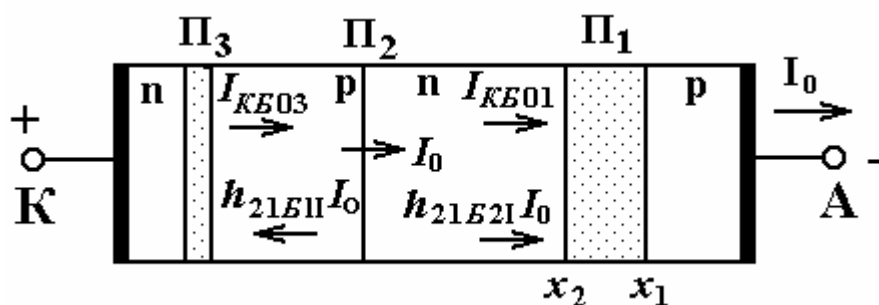


Рис. 2.18. Схема розподілу струмів у закритому стані діодного тиристора

У зворотно-зміщених переходах Π_1 і Π_3 при напругах, близьких до пробивних, можливі процеси лавинного множення носіїв заряду, у результаті чого окремі складові струми, що виходять із замикального шару переходів Π_1 і Π_3 , збільшуються на коефіцієнти множення $M(U_1)$ і $M(U_3)$.

На рис. 2.18 показані струми I_{KB01} і I_{KB03} , які є зворотними струмами переходів Π_1 і Π_3 , кожен з яких протікає відповідно через переходи Π_2 і Π_3 , Π_2 і Π_1 . Уже при малих зворотних напругах перехід Π_3 працює в режимі лавинного пробою [21], тому спад напруги на ньому залишається постійним і приблизно дорівнює пробивному. У цьому стані Π_3 може пропускати досить великий струм, що для р-бази є переважно дірковим струмом і ніякий додатковий струм з р-бази не витікає. Перехід Π_3 у цьому випадку працює як омичний контакт, якщо знехтувати тим, що концентрація неосновних носіїв не підтримується на рівні рівноважної концентрації, а прямує до нуля. Для опису властивостей тиристора перехід Π_3 можна замінити омичним контактом, якому приписується контактна різниця потенціалів, рівна пробивній напрузі цього переходу. Таким чином, зворотна гілка вольт-амперної характеристики визначається тільки транзисторною структурою р-n-p. На підставі транзисторної моделі і виходячи з умови балансу струмів у точках x_1 і x_2 (рис. 2.18), отримуємо вираз для струму, що проходить через Π_1 [23]:

$$I_A = I_{KB01} + Mh_{21BI} I_A, \quad (2.14)$$

чи

$$I_A = \frac{I_{KB01}}{1 - Mh_{21BI}}. \quad (2.15)$$

Оскільки напруга U_1 практично дорівнює зворотній напрузі на тиристорі, то співвідношення (2.15) є рівнянням зворотної гілки вольт-амперної характеристики.

2.9. Перемикання діодного тиристора

У точці перемикання тиристора диференціальний опір дорівнює нулю. Сама точка визначає початок спадної ділянки вольт-амперної характеристики (див. рис. 2.16,в). Спад напруги на тиристорі в точці перемикання є найбільшим, тому при монотонному ході кривої (ділянка 1 на рис. 2.16,в) функція $U = f(I)$ в точці перемикання має максимум, отже, справедливі такі співвідношення:

$$\frac{dU}{dI} = 0, \quad \frac{d^2U}{dI^2} < 0. \quad (2.16)$$

На підставі співвідношень (2.16) визначається критерій вмикання. Відповідно до подання тиристора у вигляді двотранзисторної моделі (див. рис. 2.16,б) у відкритому режимі вольт-амперну характеристику можна подати у вигляді [23]

$$I = (h_{21B1}I + h_{21B2}I + I_{K0})M, \quad (2.17)$$

де h_{21B1} , h_{21B2} - коефіцієнти передачі за струмом в схемі з загальною базою відповідно першого і другого транзисторів, I_{K0} - зворотний струм колекторного переходу, M - коефіцієнт лавинного множення носіїв заряду.

При диференціюванні необхідно врахувати, що h_{21B1} , h_{21B2} залежать від струму I , а коефіцієнт M - від напруги, отже,

$$\frac{dU}{dI} = \frac{1 - M \left(h_{21B1} + I \frac{dh_{21B1}}{dI} \right) - M \left(h_{21B2} + I \frac{dh_{21B2}}{dI} \right)}{(h_{21B1}I + h_{21B2}I) \frac{dM}{dU}}. \quad (2.18)$$

Оскільки всі члени в знаменнику мають кінцеве значення, з умови $\left. \frac{dU}{dI} \right|_{I_{ВИК}} = 0$ випливає [21]:

$$M \left(h_{21B1} + I \frac{dh_{21B1}}{dI} \right) + M \left(h_{21B2} + I \frac{dh_{21B2}}{dI} \right) = 1. \quad (2.19)$$

Вираз (2.19) можна спростити за допомогою диференціальних коефіцієнтів передачі за струмом $\tilde{h}_{21B}$, що для постійного струму можна записати у вигляді

$$I_K = h_{21B} I_e + I_{КВИК}, \quad (2.20)$$

де $I_{КВИК}$ - значення струму колектора в точці перемикавання.

З (2.20) знаходимо

$$\tilde{h}_{21B} = \frac{dI_K}{dI_e} = h_{21B} + I_e \frac{dh_{21B}}{dI_e}. \quad (2.21)$$

Використовуючи (2.21), вираз (2.19) можна подати так [21]:

$$M(\tilde{h}_{21B1} + \tilde{h}_{21B2}) = 1. \quad (2.22)$$

Отже, у точці перемикавання добуток коефіцієнта множення на суму диференціальних коефіцієнтів передачі за струмом дорівнює одиниці, незалежно від того, використовується чи не використовується додатковий електрод керування. Друга вимога максимуму $d^2U/dI^2 < 0$ приводить до додаткової умови [23]:

$$\frac{d}{dI}(\tilde{h}_{21B1} + \tilde{h}_{21B2}) > 0. \quad (2.23)$$

Аналіз (2.23) показує, що в точці перемикавання сума диференціальних коефіцієнтів передачі за струмом повинна зростати зі збільшенням загального струму I , що протікає через прилад. Унаслідок цього коефіцієнт лавинного множення M повинен зменшуватися при переході струму через точку перемикавання.

2.10. Діодний тиристор із зашунтованим катодом

Для поліпшення характеристик діодного тиристора використовують метод шунтування катода, тобто вмикання паралельно емітерному переходу опору частини базової р-області (рис. 2.19). Це дозволяє зменшити значення коефіцієнта передачі за струмом емітерного переходу транзистора VT_1 . Шунтування створюється напилюванням електрода катода не тільки на емітерну область, але і частково на поверхню прилеглої базової області. Таке шунтування знижує значення коефіцієнта передачі за струмом при малих напругах на тиристорі, оскільки весь струм тиристора проходить по

шунтувальному опору, минаючи емітерний перехід Π_3 . При великих напругах на тиристорі перехід Π_3 відкривається і його опір стає меншим шунтувального опору, тому весь струм тиристора проходить через перехід Π_3 .

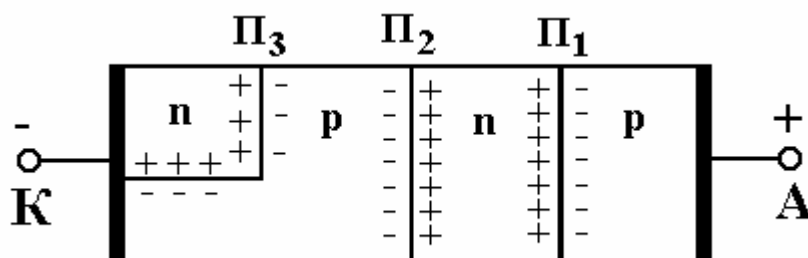


Рис. 2.19. Структура діодного тиристора з зашунтованим катодом

Для зменшення коефіцієнта передачі другої транзисторної структури тиристора намагаються збільшити геометричні розміри її базової області аж до 200 мкм.

У динамічному режимі закритий тиристор може бути ввімкнутий при напругах, набагато нижчих, ніж напруга вмикання. Зменшення напруги вмикання залежить від амплітуди імпульсу анодної напруги і швидкості її наростання. Це явище називається ефектом dU/dt . Його можна використовувати для вмикання тиристора (dU/dt - перемикавання). Ефект dU/dt обумовлений тим, що анодна напруга, що швидко змінюється, приводить до збільшення струму зсуву $d(CU)/dt$, де C - ємність переходу Π_2 . Ємнісний струм, у свою чергу, викликає зростання сумарного коефіцієнта $(\tilde{h}_{21B1} + \tilde{h}_{21B2})$ до одиниці, у результаті чого відбувається вмикання тиристора. У потужних тиристорах, які повинні мати високі значення напруг вмикання, необхідно послабити вплив ефекту dU/dt .

Чинним способом ослаблення ефекту dU/dt є використання зашунтованого катода [24]. Крім того, шунтування катода дозволяє отримати стійку характеристику перемикавання, тобто перехід тиристора з закритого стану у відкритий відбувається при тій самій напрузі вмикання.

2.11. Тріодні тиристори

Тріодний тиристор (тринистор) являє собою конструкцію тиристора з додатковим керувальним електродом, крім електродів анода і катода (рис. 2.20,а). Для перемикавання тріодного тиристора, як і діодного, із закритого стану у відкритий необхідно накопичення рухливих носіїв заряду в базових областях тиристора, збільшити яке в одній з базових областей можна за допомогою омичного керувального електрода, створеного на цій базовій області (рис. 2.20,а). Рівень інжекції через прилеглий до даної базової

області емітерний перехід можна збільшити при подачі позитивної, стосовно катода, напруги на керувальний електрод. Це приводить до того, що тріодний тиристор можна перемкнути з закритого стану у відкритий в потрібний момент часу навіть при невеликій анодній напрузі (рис. 2.20,в).

Процес перемикавання тріодного тиристора при подачі позитивної напруги на керувальний електрод подібний процесу переходу транзисторної n-p-n структури в режим насичення при невеликому базовому струмі. У цьому випадку колекторний перехід транзисторної структури, що також є колекторним переходом тиристора, зміщується в прямому напрямку.

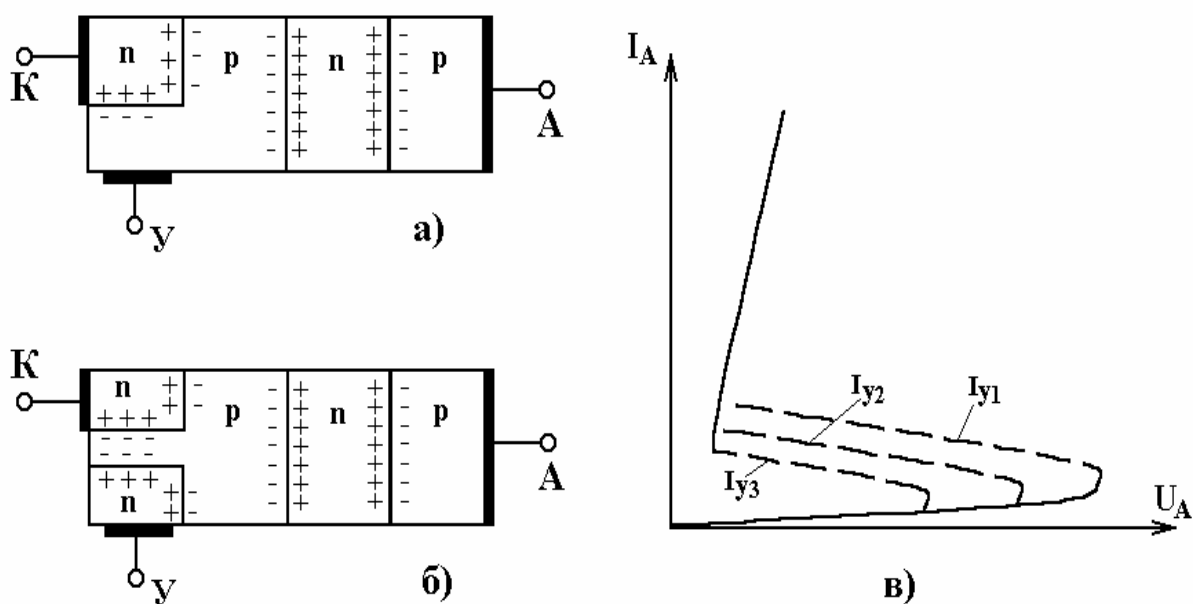


Рис. 2.20. Структури тріодних тиристорів з омічним переходом між керувальним переходом і базою (а), з додатковим р-п переходом (б); вольт-амперні характеристики тріодного тиристора при різних струмах керування (в)

Баланс струмів тиристора (рис. 2.20,а) з урахуванням керувального струму можна за аналогією з діодним тиристором подати у вигляді [22]

$$I_A = h_{21B1}(I_A + I_y) + h_{21B2}I_A + I_{KB0} , \quad (2.24)$$

звідки

$$I_A = \frac{I_{KB0}}{1 - h_{21B1} - h_{21B2}} + \frac{h_{21B1}}{1 - h_{21B1} - h_{21B2}} I_y , \quad (2.25)$$

де $(h_{21B1} + h_{21B2}) < 1$, а анодний струм I_A залежить від керувального струму I_y . Рівняння (2.25) описує вольт-амперну характеристику тиристора в закритому стані.

На підставі (2.25) визначається умова перемикавання тріодного тиристора з закритого стану у відкритий. Ця процедура виконується так само, як і для діодного тиристора. Після диференціювання (2.25) за струмом I_A і виконання необхідних перетворень отримаємо [22]

$$h_{21B1} + h_{21B2} + I_y \frac{dh_{21B1}}{dA_I} = 1 . \quad (2.26)$$

У рівнянні (2.26) коефіцієнт h_{21B1} залежить як від напруги на колекторі першої транзисторної структури (див. рис. 2.16,б), так і від анодного і керувального струмів, а значення h_{21B2} - тільки від напруги на колекторному переході й анодного струму.

Аналіз (2.26) показує, що при збільшенні керувального струму в прямому напрямку перехід тріодного тиристора з закритого стану у відкритий буде проходити при менших напругах на аноді. Крім того, керувальний електрод доцільніше робити в тонкій базі тиристора, тому що коефіцієнтом передачі струму емітера транзисторної структури з тонкою базою значно легше керувати.

Керувальний струм у відкритому стані тиристора практично не впливає на вольт-амперну характеристику, тому що його значення мале в порівнянні з великим значенням струму анода.

Характер керувального електрода може бути не тільки омічним, але і випрямним (рис. 2.20,б). Тому при подачі на керувальний перехід відповідної полярності напруги щодо катода він переходить у відкритий стан і починає інжектувати неосновні носії заряду відносно прилеглої області бази, накопичення яких відбувається в іншій базовій області. Це приводить до перемикавання тиристора у відкритий стан. Якщо на керувальний електрод подається негативний потенціал стосовно катода, то тиристор переходить у відкритий стан за умови, що керувальний електрод з'єднаний з n-областю, найближчою до катода. У цьому випадку конструкція отримала назву тиристора з інжектованим керувальним переходом.

Структуру тріодного тиристора (рис. 2.20,б) можна показати у вигляді двох діодних тиристорів із загальними анодами, однієї емітерною і двома базовими областями. Конструкція основного тиристора виконана таким чином, що емітерний перехід зашунтований опором прилеглої бази, тому напруга його вмикання більша, ніж керувального тиристора. Негативний потенціал при подачі на керувальний електрод, що є катодом керувального тиристора, переводить його із закритого стану у відкритий. Оскільки обидві структури мають загальні області, то перехід керувального тиристора у відкритий стан спричиняє вмикання основного тиристора, тобто перехід його у відкритий стан [22].

2.12. Обмежувальний ефект dI/dt

У початковий момент вмикання тиристора починає проводити невелика область катода біля керувального електрода. Ця область з малим опором створює запускарний струм, необхідний для вмикання близько розташованих областей, поки процес, що характеризується певною швидкістю, не охопить усю площу катода. Миттєва потужність, що розсіюється, на етапі вмикання [24]

$$P = U_{AK} \frac{dI_A}{dt} \left(1 - \frac{t}{t_0} \right) t, \quad (2.27)$$

де U_{AK} – напруга між анодом і катодом тиристора; I_A – струм анода; t_0 – час вмикання; t – час.

Підвищення температури в найбільш гарячій точці дорівнює [24]

$$\Delta T = \frac{1}{\rho C_\gamma} \int_0^\infty P dt \sim \frac{dI_A}{dt}, \quad (2.28)$$

де ρ і C_γ – густина і питома теплоємність кремнію.

З аналізу (2.28) випливає, що при постійній величині U_{AK} підвищення температури пропорційно dI_A/dt . Отже, важливого значення набуває такий параметр, як допустима швидкість наростання струму, що визначає перегрів приладу і його поступове руйнування. Для збільшення допустимої швидкості наростання струму необхідно розширювати площу області початкової провідності чи зменшувати відношення товщини до довжини п-базової області.

Запропоновано ряд гребінчатих конструкцій, у яких відстань від будь-якої частини катода до керувального електрода не перевищує максимально допустимої величини. Як приклад можна навести оригінальну конструкцію тиристора, у якій катоди і керувальні електроди виконані у вигляді евольвенти [24]. Розширити область початкового вмикання також можна, використовуючи додатковий підсилувальний керувальний електрод [24], що виконує роль запускарного приладу. Така структура вмикається набагато швидше, оскільки її подовжні розміри невеликі. Запускарний струм набагато більший вихідного перемикального струму і забезпечує основному приладу підсилений збуджувальний струм, що розширює область початкового вмикання основного тиристора [24].

2.13. Тиристори зі зворотною провідністю

Тиристор зі зворотною провідністю являє собою конструкцію багатошарового тиристора, що проводить великий струм у зворотному напрямку. Звичайні конструкції діодних і тріодних тиристорів при вмиканні їх у зворотному напрямку мають дуже малі зворотні струми. Загальна особливість таких діодних і тріодних тиристорів полягає в шунтуванні всіх емітерних переходів об'ємними опорами прилеглих базових областей (рис. 2.21, а, б). Для зменшення об'ємного опору n-бази (рис. 2.21), яка прилягає до емітерного переходу, її поверхневий шар додатково легують [24].

Шунтування при зворотній напрузі на тиристорі забезпечує паралельне вмикання невеликих опорів базової області щодо емітерних переходів, при цьому колекторний перехід зміщений у прямому напрямку. Тому зворотні струми тиристорів мають великі значення при малих зворотних напругах (рис. 2.21, в).

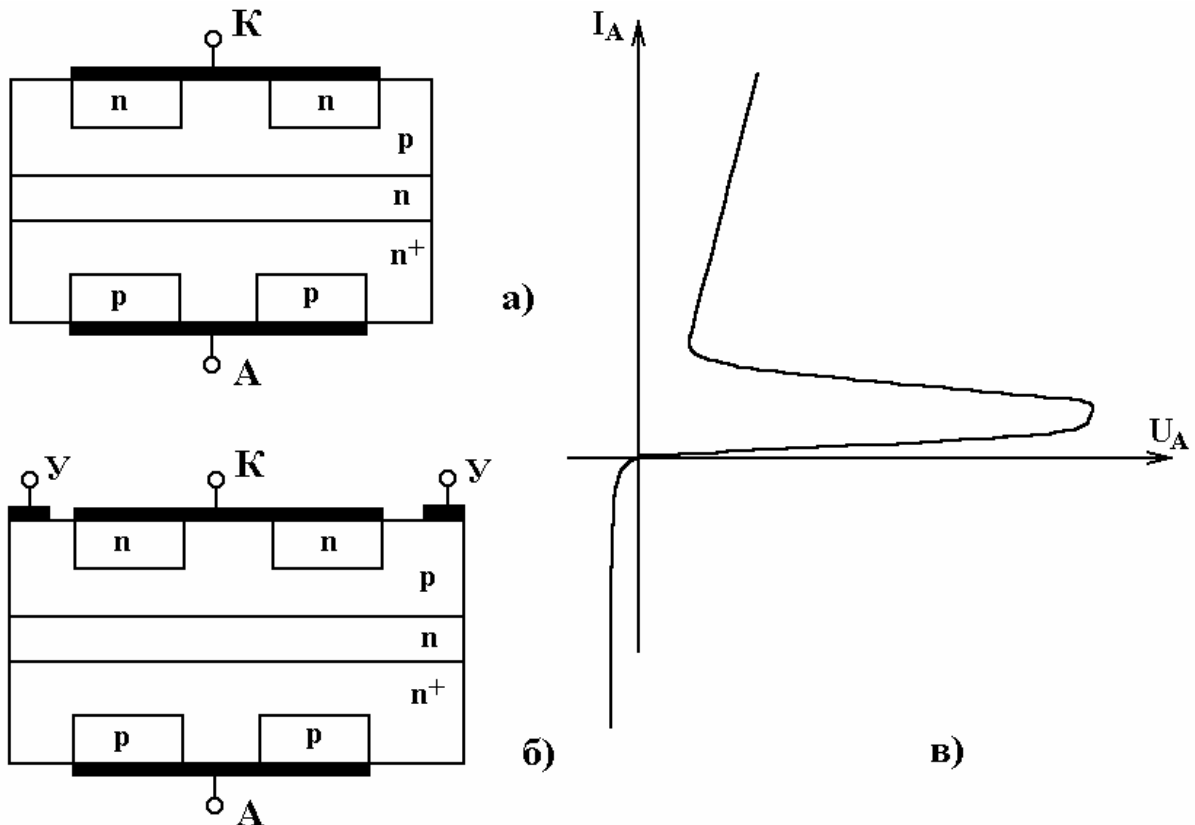


Рис. 2.21. Структури діодного (а) і тріодного (б) тиристорів, що проводять у зворотному напрямку; вольт-амперна характеристика (в)

Оскільки емітерні переходи транзисторів, що складають тиристорну структуру, зашунтовані опорами, значення коефіцієнтів передачі за струмом малі. Тому основним процесом, що приводить до накопичення рухли-

вих носіїв заряду в базових областях і внаслідок цього до переходу тиристора з закритого стану у відкритий, є ударна іонізація в колекторному переході. При розрахунку параметрів даних тиристорів необхідно враховувати залежність коефіцієнта лавинного множення носіїв заряду M від зміни напруги на колекторному переході. У зв'язку з цим умова перемикачності діодного тиристора з закритого стану у відкритий набуває вигляду [24]

$$h_{21B} = h_{21B0} M = \frac{h_{21B0}}{1 - (U_{BKL} / U_{PP})^n}, \quad (2.29)$$

де h_{21B0} – сумарний диференціальний коефіцієнт передачі за струмом при малих напругах, коли не відбувається лавинного множення носіїв заряду на колекторному переході. З (2.29) неважко визначити напругу вмикання діодного тиристора:

$$U_{BKL} = U_{PP} \sqrt[n]{1 - h_{21B0}}. \quad (2.30)$$

Тиристори зі зворотною провідністю мають швидке відновлення, тому що в закритому стані їхні характеристики не залежать від роботи транзисторів. Вони широко використовуються як схеми збудження електролюмінісцентних ламп і двонаправленої схеми перемикача змінного струму [24].

2.14. Симетричні тиристори

Симетричні тиристори отримали свою назву в зв'язку з тим, що їхні вольт-амперні характеристики симетричні при прямій і при зворотній напругах, прикладених до них. Симетричний діодний тиристор (діак) являє собою конструкцію тиристора, що може перемикатися як у прямому, так і в зворотному напрямках; симетричний тріодний тиристор (тріак) – це тріодний тиристор, що при подачі сигналу на його керувальний електрод включається у прямому і у зворотному напрямках.

Структура діака складається з п'яти шарів з почерговими електронним і дірковим типами провідності, що утворюють чотири р-п переходи (рис. 2.22,а). Переходи P_1 і P_4 зашунтовані опорами базових областей з дірковим типом провідності.

Подача на тиристор напруги з позитивним потенціалом на область P_1 і негативним потенціалом на область P_3 приведе до того, що р-п перехід P_1 буде зміщений у зворотному напрямку і весь струм тиристора буде проходити по шунтувальному опору області P_1 . У цьому випадку р-п перехід P_4 зміщується в прямому напрямку і інжектує електрони в область P_2 тиристора. Така полярність зовнішньої напруги дозволяє показати робочу ча-

стину тиристора у вигляді структури р-п-р-п, у якій відбуваються ті ж фізичні процеси, що й у звичайному діодному тиристорі, що приводять до перемикання його з відкритого стану в закритий і навпаки.

При зміні полярності зовнішньої напруги р-п перехід Π_4 зміщується в зворотному напрямку, тому його зворотний великий опір буде шунтовано невеликим об'ємним опором області P_2 . При такій полярності напруги робоча область тиристора являє собою структуру типу н-р-п-р, у якій відбуваються фізичні процеси, що приводять до її перемикання з відкритого стану в закритий і навпаки [22].

Таким чином, симетричний діодний тиристор можна подати у вигляді двох діодних тиристорів, включених паралельно один одному, кожний з яких працює при визначеній полярності напруги. Його вольт-амперна характеристика однакова при різних полярностях прикладеної напруги (рис. 2.22,б).

Симетричний тріодний тиристор має шестишарову структуру з типом провідності, що чергується, і п'ять р-п переходів. При такій конструкції забезпечується шунтування об'ємним невеликим опором базових областей не тільки основних електродів, але й керувального електрода. Тріак може перемикати струм будь-якого напрямку за допомогою низьковольтного імпульсу слабкого струму, прикладеного між керувальним електродом і однією з двох основних клем O_1 чи O_2 (рис. 2.23).

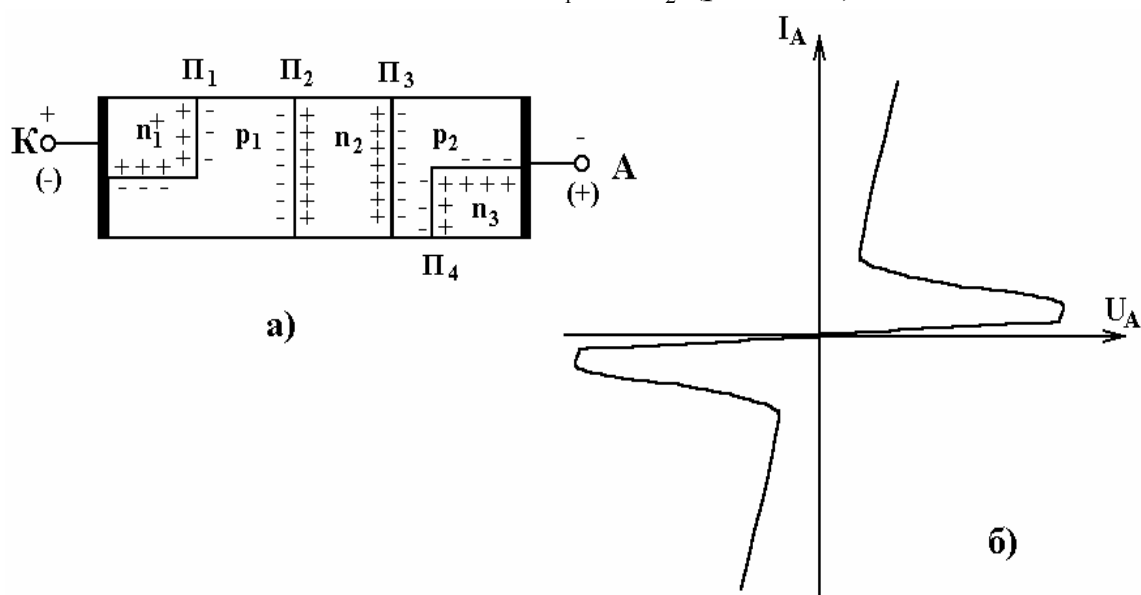


Рис. 2.22. Структура симетричного діодного тиристора (а) і його вольт-амперна характеристика (б)

Розглянемо принцип роботи приладу при різних умовах зсуву з використанням рис. 2.23. Нехай основний електрод O_1 позитивний відносно до O_2 і на керувальному електроді у напруга позитивна також відносно електрода O_2 (рис. 2.23,а). У цьому випадку перехід Π_4 зміщений у зворот-

ному напрямку і керувальний струм протікає шунтувальним опором кола керування поблизу області Π_3 . Оскільки перехід Π_5 також зміщений у зворотному напрямку, то основний струм протікає по лівій частині тиристора $p_1-n_2-p_2-n_2$ [24].

Подача напруги з позитивним потенціалом на електрод O_1 відносно O_2 , а на керувальний електрод негативного потенціалу (рис. 2.23,б) приводить до того, що перехід Π_4 між областями Π_3 і p_2 зміщується в прямому напрямку й електрони інжектуються із шару Π_3 у шар p_2 . Допоміжний тиристор $p_1-n_1-p_2-n_3$ увімкнеться подовжнім струмом, що протікає по базі p_2 до електрода Π_3 при зростанні підсилення за струмом транзистора $n_3-p_3-n_1$. Вмикання допоміжного тиристора приводить до появи струму в напрямку до області n_2 , що слугує запускатим струмом і включає ліву частину тиристора $p_1-p_1-n_1-n_1$ [21].

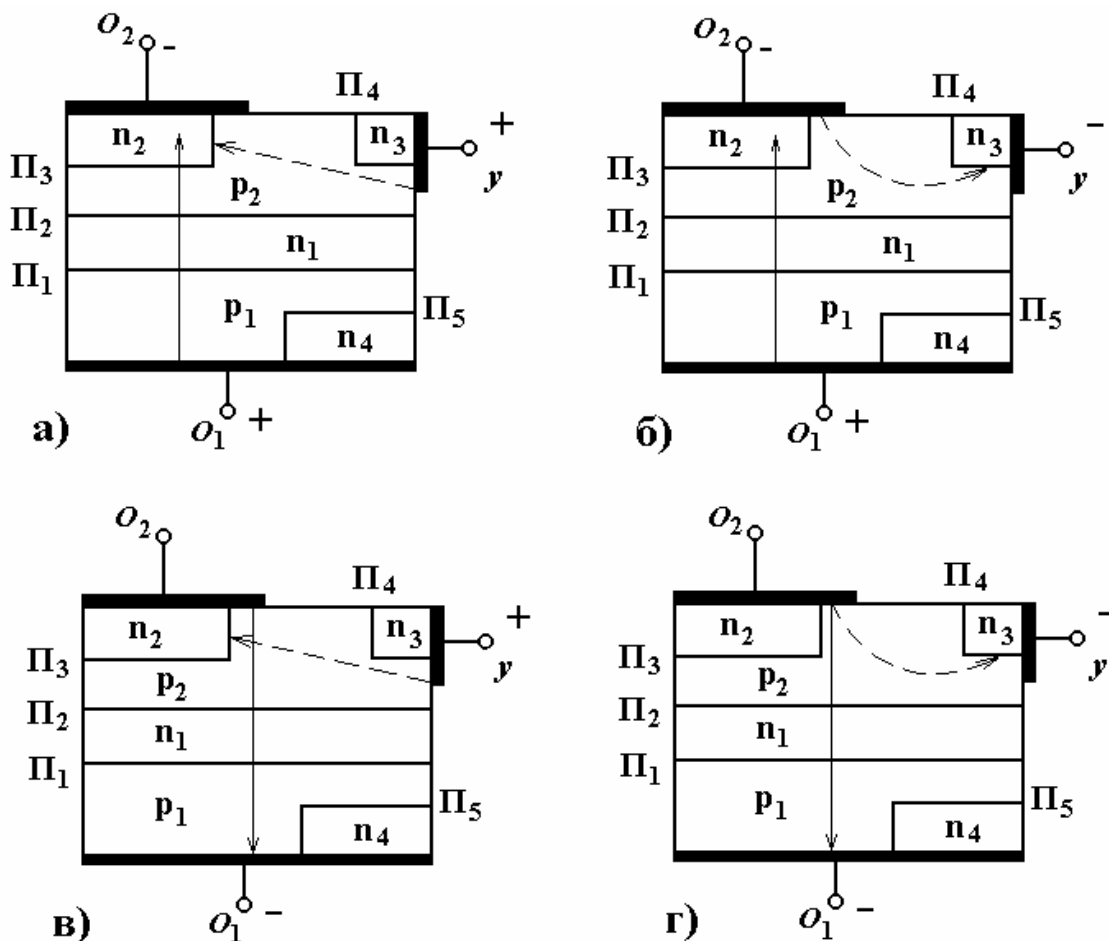


Рис. 2.23. Схема розподілу струму при чотирьох варіантах вмикання симетричного тріодного тиристора [23]

Коли на електрод O_1 поданий негативний потенціал стосовно електрода O_2 , а напруга на керувальному електроді позитивна, то перехід Π_3 виявляється зміщеним у прямому напрямку між електродами O_2 і зашунто-

ваним керувальним електродам O_1 (рис. 2.23,в). Електрони інжектуються з області n_2 в область p_2 і дифундують до шару n_1 , викликаючи збільшення прямого зсуву на переході Π_2 . За рахунок регенеративного процесу повний струм потече через шунтувальний опір до електрода O_2 . Керувальний перехід зміщений у зворотному напрямку, тому повний струм через прилад проходить по правій частині тиристора $p_2-n_1-p_1-n_4$ [23].

На рис. 2.23,г електрод O_1 , як і керувальний електрод, знаходиться під негативним потенціалом стосовно електрода O_2 , а перехід Π_4 зміщений у прямому напрямку. У цьому випадку вмикання спочатку відбувається за рахунок інжекції електронів з області n_3 в область n_1 : потенціал шару n_1 знижується і з області p_2 в область n_1 починають інжектувати дірки, що створюють базовий струм у транзисторі $p_2-n_1-p_1$, що приводить до вмикання правої частини тиристора $p_2-n_1-p_1-n_4$. Оскільки перехід Π_3 зміщений у зворотному напрямку, то основний струм проходить із шунтувального опору до основного електрода O_2 через область n_4 [23].

Вольт-амперна характеристика тріака подібна вольт-амперній характеристиці діака (див. рис. 2.22,б). Тріак є симетричним тріодним перемикачем, який керує навантаженням, що живиться змінним струмом. Розміщення двох тиристорів на одному кристалі дозволяє заощадити один корпус і два зовнішні виводи. Одна з переваг приладу полягає в узгодженні вихідних характеристик. Однак його вхідні характеристики неузгоджені, тому для компенсації вхідної неузгодженості використовується діак. В даний час симетричні тріодні тиристори перекривають широкий діапазон робочих напруг аж до 1600 В і струмів понад 300 А [23].

2.15. Способи вмикання тиристорів

Повільне збільшення напруги між основними електродами до напруги вмикання $U_{ВКЛ}$ – один зі способів вмикання тиристора, тобто перехід його з закритого стану у відкритий. При розгляді фізичних процесів у тиристорах передбачалося повільне збільшення напруги між основними електродами до напруги вмикання.

Другий спосіб вмикання тиристорів полягає у збільшенні струму одного з емітерних переходів за рахунок подачі необхідної напруги на керувальний електрод, який розташований на базовій області, що прилягає до цього емітерного переходу. Кількість нерівноважних рухливих носіїв заряду в базових областях тиристора збільшується, що відповідає ввімкненню тиристора при менших напругах стосовно напруг вмикання при розімкненому керувальному електроді.

Вмикання тиристора відбувається при подачі на керувальний електрод імпульсу необхідної амплітуди і тривалості, не миттєво, а з певною ча-

совою затримкою, обумовленою фізичними процесами, що відбуваються в тиристорі в момент подачі керувального сигналу.

Розглянемо часову діаграму зміни струму і напруги на тиристорі під час подачі на його керувальний електрод імпульсного сигналу (рис. 2.24), з якої видно, що час вмикання за керувальним електродом визначається проміжком часу між моментом, що відповідає 0,1 амплітуди імпульсу керувального струму, і моментом, коли основна напруга падає до 0,1 значення різниці напруг у закритому і відкритому станах тиристора (рис. 2.24,б). З іншого боку, час вмикання за керувальним електродом визначається інтервалом часу наростання струму до 0,9 його значення у відкритому стані (рис. 2.24,в), а також його можна подати у вигляді суми часу затримки за керувальним електродом і часу наростання тиристора.

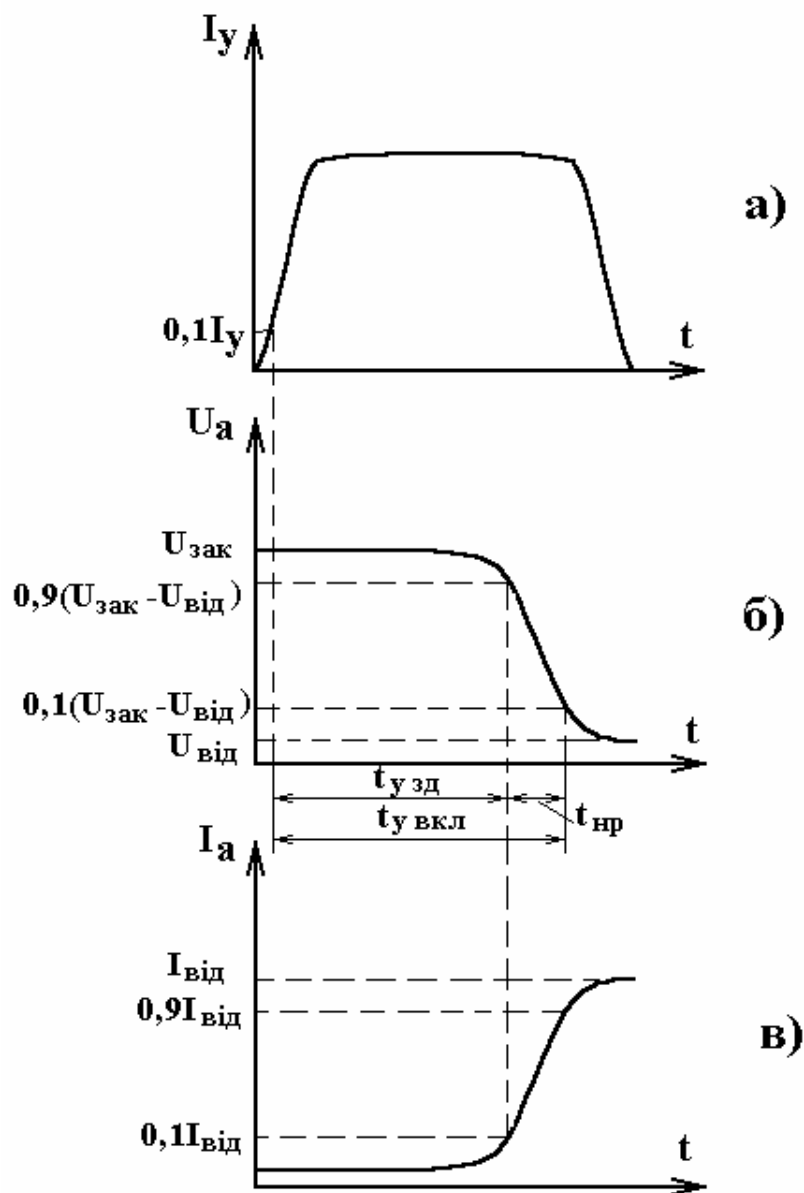


Рис. 2.24. Часові діаграми струму управління (а), основної напруги (б) і основного струму (в) тиристора, що характеризують процеси його вмикання

Час затримки за керувальним електродом $t_{y\text{зам}}$ з фізичної точки зору визначається часом перезарядження бар'єрної ємності емітерного переходу, а також часом проходження інжектованих носіїв заряду через базову область і колекторний перехід. Час наростання t_{HP} тиристора пов'язаний з інерційністю процесів накопичення нерівноважних носіїв заряду в базових областях і часом перезарядження бар'єрної ємності колекторного переходу [21]. Таким чином, проміжок часу, протягом якого напруга і струм змінюються між основними електродами разом з часом наростання тиристора, відповідає перехідній ділянці вольт-амперної характеристики. Для перехідної ділянки сума диференціальних коефіцієнтів передачі за струмом транзисторних структур, що складали тиристор, дорівнює одиниці. Однак у реальних умовах тиристор вмикається в коло, опір якого менший абсолютного значення від'ємного диференціального опору тиристора, тому в період часу наростання струми тиристора перевищують струми перехідної ділянки вольт-амперної характеристики. У результаті сумарний диференціальний коефіцієнт передачі за струмом перевищує одиницю, що відповідає активній ділянці вмикання тиристора. Якщо в даний момент часу вимкнути керувальний електрод, то тиристор сам перейде у відкритий стан. З цього випливає, що тривалість імпульсу струму керування, необхідна для вмикання тиристора, повинна бути більшою часу затримки. Перехідний процес вмикання тиристора вважається закінченим, коли змінюється полярність напруги на колекторному переході [21].

Під час перехідних процесів через тиристор проходять великі струми при великих напругах, що приводить до виділення великої потужності – потужності комутаційних втрат. Цю потужність необхідно знижувати, тому що при великій частоті перемикавання прилад перегрівається і може вийти з ладу.

Третій спосіб вмикання тиристора – швидке збільшення напруги між основними електродами, у результаті чого виникають ємнісні струми, обумовлені бар'єрними ємностями емітерних і колекторного переходів.

Ємнісні емітерні струми $i_e = C_e \frac{dU}{dt}$ не пов'язані з інжекцією носіїв заряду, тому при збільшенні швидкості зміни напруги між основними електродами коефіцієнт передачі за струмом транзисторних структур тиристора зменшується, що приводить до вмикання тиристора при напругах, більших напруг вмикання на постійному струмі $U_{\text{ВКЛ}}$ (рис. 2.25) при врахуванні тільки емітерних ємностей.

Збільшення швидкості наростання основної напруги приводить до росту колекторного ємнісного струму $i_k = C_k \frac{dU}{dt}$, який, проходячи через емітерні переходи, викликає збільшення коефіцієнтів передачі струмів емітера транзисторних структур, що створює умови для вмикання тиристора

при напрузі на основних електродах тиристора, меншій напруги вмикання при постійному струмі (рис. 2.25).

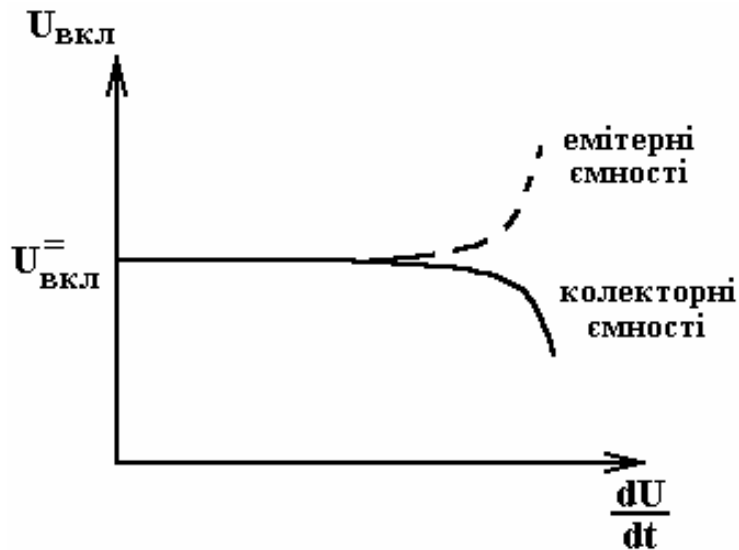


Рис. 2.25. Графік залежності напруги вмикання тиристора від швидкості зміни основної напруги з урахуванням впливу колекторної й емітерної ємностей

Бар'єрна ємність колекторного переходу значно впливає на напругу вмикання, оскільки вона шунтує великий активний опір колекторного переходу, що знаходиться в зворотно-зміщеному стані при закритому стані тиристора. Бар'єрні ємності емітерних переходів зашунтовані малими активними опорами емітерних переходів, зміщених у прямому напрямку при закритому стані тиристора. Таким чином, напруга вмикання тиристора при збільшенні швидкості наростання напруги між основними електродами зменшується.

При великій швидкості наростання основної напруги може відбутися мимовільне вмикання тиристора, наприклад при під'єднанні джерела живлення. У цьому випадку даний спосіб вмикання має негативну властивість, що послабляється шунтуванням емітерного переходу малим опором прилеглої базової області [21].

2.16. Способи вимикання тиристорів

Перший спосіб вимикання тиристорів полягає в зменшенні струму в колі основних електродів до значення, меншого утримувального струму. У цьому випадку тиристор буде вимкнутий, тобто перейде з відкритого стану в закритий, після того як розсмокчуться нерівноважні носії заряду в базових областях. Для їх розсмоктування потрібен певний час. Якщо в даний проміжок часу знову подати напругу між основними електродами тиристора, він опиниться в увімкненому стані [23].

Другий спосіб вимикання тиристора - розрив електричного кола основних електродів, при якому нерівноважні носії заряду зменшуються шляхом рекомбінації. Час вимикання тиристора при цьому не грає істотної ролі.

Третій спосіб переходу тиристора з відкритого стану в закритий полягає в зміні полярності анодної напруги. Для збільшення швидкості розсмоктування нерівноважних носіїв заряду, що нагромадилися в базових областях при роботі тиристора у відкритому стані, необхідно знижувати потенційний бар'єр колекторного переходу. Однак колекторний перехід при роботі тиристора у відкритому стані був зміщений у прямому напрямку і мав малий опір, тому спад напруги на колекторному переході при перемиканні тиристора в закритий стан має дуже невелику зовнішню напругу. Зворотний струм на початковому етапі вимикання з відкритого стану в закритий обмежується зовнішнім опором кола [23].

Тиристори з зашунтованими емітерними переходами дозволяють різко знизити час вимикання навіть при невеликих зворотних напругах у результаті швидкого розсмоктування нерівноважних рухливих носіїв заряду в базових областях.

При четвертому способі вимикання тиристора відбувається зі зміною струму керувального електрода. Суть цього процесу полягає в різкому зменшенні концентрації нерівноважних носіїв заряду в тій базовій області, у якій є керувальний електрод. З іншого боку, струм, що протікає між основними електродами, у відкритому стані тиристора прагне заповнити кількість нерівноважних носіїв заряду в базових областях. Отже, струм вимикання тиристора, обумовлений керувальним електродом, залежить від струму між основними електродами.

У тиристорах з великою площею р-n переходів струми між основними електродами мають великі значення, тому за допомогою струму керувального електрода неможливо вимкнути тиристор. Це відбувається тому, що збільшення струмів керування пов'язано зі зростанням керувальної напруги, що приводить до лавинного пробію емітерного переходу, розташованого біля керувального електрода.

Таким чином, існують конструкції тиристорів, що закриваються і не закриваються за керувальним електродом.

2.17. Максимальна робоча частота тиристорів

Тиристори є більш ефективними перемикальними пристроями при низьких швидкостях перемикання, ніж біполярні транзистори. Тому вони широко використовуються в промисловому регулюванні потужності, де робочі частоти лежать у межах 50 – 60 Гц. У результаті того, що останнім часом області застосування тиристорів розширюються, потрібні були конс-

трукції тиристорів, що працюють при підвищених швидкостях перемикачання.

Розглянемо процеси, якими визначається максимальна робоча частота тиристорів. Основним фактором, що впливає на час вмикання і вимикання тиристора, є швидкість зміни струму dI/dt в процесі вмикання і вимикання [24]. У закритому стані тиристора dI/dt визначається в основному зовнішнім колом. При оптимізації параметрів цього кола необхідно обмежити dI/dt при вмиканні. Час вимикання тиристора [24]

$$t_{ВИК} = \tau_p \ln(I_{np} / I_y) , \quad (2.31)$$

де τ_p – час життя неосновних носіїв; I_{np} – струм тиристора між основними електродами у відкритому стані; I_y – струм утримання. Швидкість наростання прямого спаду напруги на тиристорі dU/dt після періоду відновлення високої провідності обмежується ємнісними струмами. Таким чином, час прямого відновлення визначається сумою зазначених трьох складових [23]

$$t_{npBC} = I_{np} / (dI / dt) + t_{ВИК} + U_{ВКЛ} / (dU / dt) , \quad (2.32)$$

звідки максимальна робоча частота [23]

$$f_{\max} = \frac{1}{2t_{npBC}} . \quad (2.33)$$

Експериментальні дослідження показують, що при напрузі 800 В, струмі 100 А, $W/l = 0,75$ і при $dU/dt = 100$ В/мкс і $dI/dt = 1000$ А/мкс тиристор має $f_{\max} \approx 20$ кГц. Для підвищення значень максимальної робочої частоти необхідно збільшувати dI/dt чи dU/dt , або ускладнювати структуру. При збереженні робочих напруг і струмів у відкритому стані значення $f_{\max}$ можна збільшити за рахунок зниження часу життя носіїв заряду [23].

2.18. Особливості конструкцій тиристорів

Потужні високовольтні тиристори звичайно виготовляються на основі кремнієвої пластини з діаметром порядку 100 мм, що слугує підкладкою одного приладу. Використання кремнію для виготовлення тиристорів дозволяє отримати:

- велику максимальну температуру, що забезпечує високу допустиму щільність струму у відкритому стані;
- високі пробивні напруги, які створюють передумови для виготовлення тиристорів з великою напругою вмикання і максимально допустимою зворотною напругою, а також у порівнянні з германієм, менші значення зворотних струмів р-n переходів, які обумовлюють меншу потужність, що розсіюється в приладі при закритому його стані і при зворотній напрузі. У транзисторних кремнієвих структурах тиристора при малих струмах менший коефіцієнт передачі за струмом. Це забезпечує більш стійку характеристику його перемикавання.

Великі розміри кристалічної підкладки висувають дуже жорсткі вимоги до однорідності вихідного матеріалу. Для зниження розкиду питомого опору і підвищення однорідності розподілу легувальних домішок застосовують спосіб нейтронного опромінення, при якому використовують кремнієві пластини із середнім питомим опором, значно більшим за величиною, ніж потрібно. Після опромінення тепловими нейтронами частина кремнію перетворюється у фосфор і легується домішкою n-типу. У результаті глибокого проникнення нейтронів у кремній домішка рівномірно розподіляється по кристалу. Для кремнію, легованого звичайним способом, неоднорідність питомого опору складала приблизно $\pm 15\%$, а при нейтронному легуванні $\pm 1\%$ [23].

Для збільшення напруги пробою в тиристорних структурах створюються площинні р-n переходи, а не сферичні чи циліндричні, у яких пробивна напруга значна нижча. Але навіть у площинних переходах спостерігається передчасний пробій по поверхні, що приводить до збільшення струму на краю приладу і зниження струмових характеристик. Тому для зниження імовірності поверхневого пробою по периметру кристала знімають фаску. У структурах з фаскою (рис. 2.26) поверхневі електричні поля значно нижчі полів в об'ємі кристала. Позитивна фаска означає зменшення площі поперечного перерізу в напрямку від сильнолегованої до слаболегованої області (рис. 2.26,а). Негативна фаска, навпаки, означає збільшення площі в тому ж напрямку (рис. 2.26,б). У переходах з позитивною фаскою електричне поле по поверхні приблизно знижено в $\sin \theta$ раз. Для того, щоб у переході з негативною фаскою пробій відбувався усередині об'єму, сам перехід повинен бути асиметричним, а кут фаски мати мале значення [23].

Таким чином, підвищення швидкодії вимагає зменшення часу життя нерівноважних носіїв заряду в базах, що приводить до великого спаду напруги у відкритому стані тиристора і зниження допустимого прямого струму. З іншого боку, зменшення спаду напруги у відкритому стані тиристора за рахунок зменшення ширини баз викликає зниження максимальної напруги перемикавання. Це означає, що поліпшення одних параметрів приладу

приводить до погіршення інших, тому при конструюванні тиристорів необхідно шукати компромісне рішення в залежності від конкретних умов роботи приладу.

В даний час створені конструкції тиристорів, що працюють у діапазоні напруг від декількох вольтів до тисяч вольтів, і в діапазоні струмів – від декількох міліамперів до тисяч амперів. Час вмикання швидкодіючих тиристорів складає порядку десятих часток мікросекунди, а час вимикання – порядку одиниць мікросекунд. Подальші роботи ведуться в створенні надпотужних і надшвидкодіючих тиристорів.

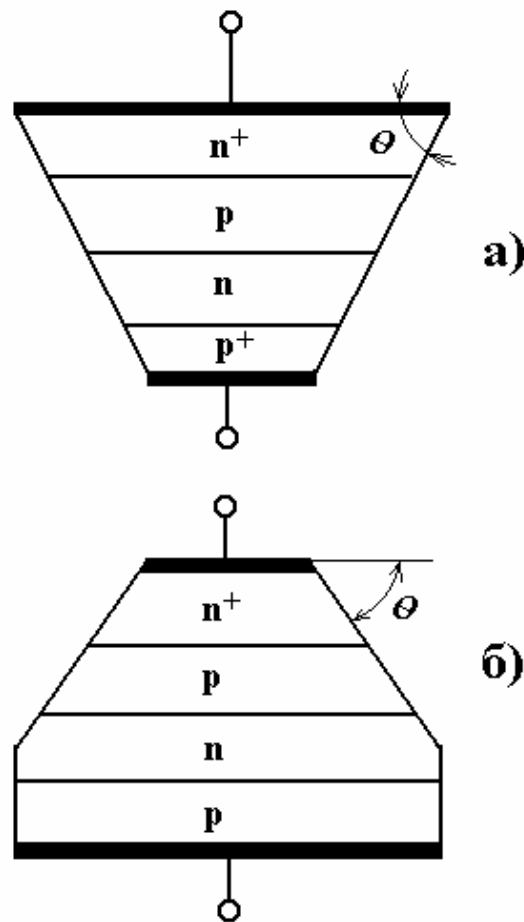


Рис. 2.26. Структура тиристора з позитивною (а) і негативною (б) фаскою

2.19. Одноперехідний транзистор

Одноперехідний транзистор – трьохелектродний прилад, у якого є емітерний перехід і два базових виводи. У процесі розвитку змінювалася його назва. Спочатку він називався нитковидним транзистором, потім двобазовим діодом і, нарешті, одноперехідним транзистором. Це стосується і технології його виготовлення. Перші зразки являли собою сплавні струк-

тури, потім дифузійно-планарні, у даний час одноперехідний транзистор виготовляється за планарно-епітаксійною технологією. Його конструкція схематично зображена на рис. 2.27,а.

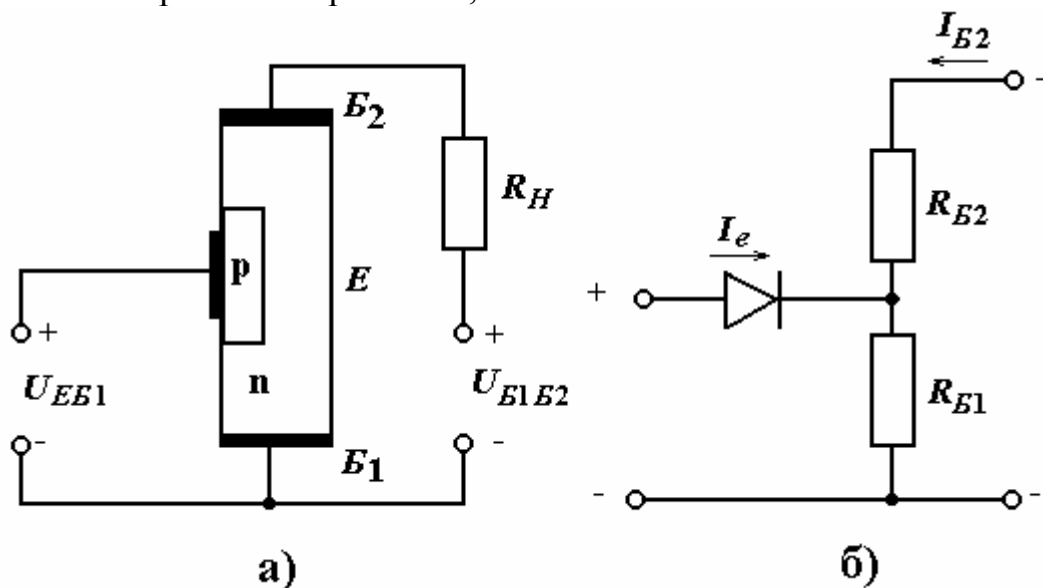


Рис. 2.27. Структурна (а) і еквівалентна (б) схеми одноперехідного транзистора

Два омичних базових контакти називаються базою B_1 і базою B_2 , між якими розташований емітерний p-n перехід. Еквівалентна схема одноперехідного транзистора показана на рис. 2.27, б. При нормальних умовах роботи електрод B_1 з'єднаний з негативними полюсами джерел постійної напруги, один із яких U_{EB1} живить коло емітера, а інший U_{B1B2} – коло бази. Опір між B_1 і B_2 позначимо R_{BB} , між B_2 і E – R_{B2} і між E і B_1 – R_{B1} . Оскільки R_{B1} і R_{B2} увімкнені послідовно, то $R_{BB} = R_{B1} + R_{B2}$. Зовнішня напруга U_{B1B2} визначає значення струму, що протікає від B_1 до B_2 і викликає появу напруги в n-області емітерного переходу, що складає n-у частину прикладеної напруги.

Коефіцієнт n називають внутрішнім коефіцієнтом розподілу, що визначається так [19]:

$$n = \frac{R_{B1}}{R_{B1} + R_{B2}} = \frac{R_{B1}}{R_{BB}}. \quad (2.34)$$

Якщо напруга $U_{EB1} < nU_{B1B2}$, то емітерний перехід зміщений у зворотному напрямку й у колі емітера протікає лише невеликий зворотний струм насичення. Якщо напруга $U_{EB1} > nU_{B1B2}$ на величину, рівну падінню напруги на емітерному переході, то в n-область приладу інжектуються дірки. У результаті дії електричного поля усередині напівпровідникового матеріалу дірки будуть рухатися в напрямку до електрода B_1 , що збільшує провід-

ність n -області напівпровідника на ділянці від емітера до електрода B_1 . Збільшення струму емітера I_e сприяє зменшенню напруги на емітері внаслідок зростання провідності, що еквівалентно появі ділянки з від'ємним опором на вольт-амперній характеристиці приладу (рис. 2.28,а).

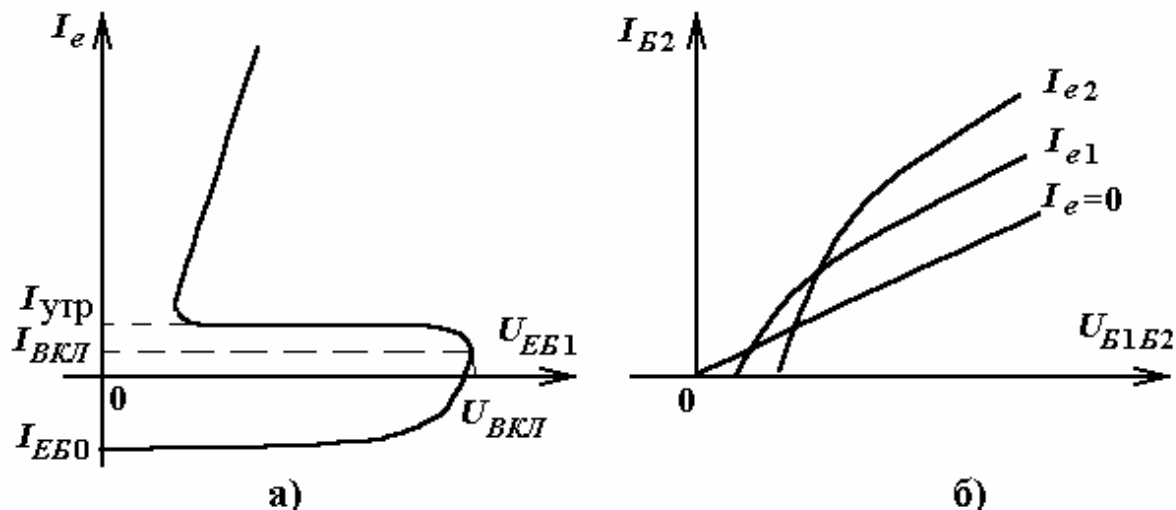


Рис. 2.28. Вхідна (а) і вихідні (б) вольт-амперні залежності одноперехідного транзистора

Таким чином, одноперехідний транзистор може знаходитися в двох стійких станах, один з яких - закритий і характеризується великими опорами між різними електродами транзистора, а інший - відкритий і характеризується малими опорами. У відкритому стані прилад знаходиться доти, поки інжекція носіїв заряду через емітерний перехід буде підтримувати в базі надлишкову концентрацію неосновних і основних носіїв заряду, тобто струм емітера буде перевищувати струм вимикання.

Вихідні статичні характеристики являють собою залежності струму через другий базовий вивід від міжбазової напруги при різних значеннях струму емітера (рис. 2.28,б). Якщо струм емітера дорівнює нулю, то вихідна характеристика являє собою пряму лінію. При струмах I_e , відмінних від нуля, вихідні характеристики нелінійні, тому що загальна напруга на емітерному переході залежить від вихідного струму I_{B2} .

Визначимо коефіцієнт передачі за струмом одноперехідного транзистора. При великих напруженостях електричного поля в базовій області вважаємо, що існують тільки дрейфові струми електронів і дірок, нехтуючи дифузійними струмами. У зв'язку з цим

$$I_{B2} = I_p + I_n = qS(p_n\mu_p + n_n\mu_n)E_n, \quad (2.35)$$

де S – площа поперечного перерізу бази.

Припустимо, що струм емітера збільшився на величину ΔI_e , тоді концентрація дірок зросте на величину Δp_n . Для збереження електричної нейтральності в базову область з омичних контактів повинна ввійти така ж кількість електронів, тобто $\Delta n_n = \Delta p_n$. Отже, можна записати

$$\Delta I_e = qS\Delta p_n\mu_p E_n \quad (2.36)$$

і

$$\Delta I_{B2} = qS(\Delta p_n\mu_p + \Delta n_n\mu_n)E_n. \quad (2.37)$$

Коефіцієнт передачі за струмом

$$K_I = \frac{\Delta I_{B2}}{\Delta I_e} = 1 + \mu_n / \mu_p. \quad (2.38)$$

Вважається, що ефективність емітера і коефіцієнт переносу близькі до одиниці, тому що час життя носіїв заряду значно більше часу дрейфу. З (2.38) випливає, що для отримання максимальних значень коефіцієнта передачі за струмом необхідно вибирати базовий матеріал з електронним типом провідності.

У зв'язку з великим обсягом базової області одноперехідні транзистори значно поступаються біполярним за своїми частотними властивостями. Вони використовуються як перемикачі, підсилювачі і генератори.

2.20. Пристрої на основі одноперехідного транзистора

Напівпровідникові прилади з вольт-амперною характеристикою S-типу мають унікальні властивості, що дозволяють створювати на їхній основі радіотехнічні пристрої більш прості, надійні й ефективні, ніж аналогічні пристрої на звичайних діодах і транзисторах. Розглянемо основні області їхнього застосування.

Індуктивність, керована струмом. Еквівалентна схема одноперехідного транзистора на змінному сигналі визначається його диференціальним опором. Повний диференціальний опір одноперехідного транзистора, включеного в пряму напрямку, складається з трьох доданків. Тому його можна записати: $R_g = r_1 + r_2 + r_3$, де r_1 – диференціальний опір р-п переходу; r_2 і r_3 – позитивна і негативна складові опору бази. У повній еквівалентній схемі варто врахувати дифузійну ємність р-п переходу й індуктивність бази. Індуктивність будь-якого елемента формально визначається як коефіцієнт пропорційності між напругою і швидкістю зміни струму:

$$U = L(dI/dt). \quad (2.39)$$

Наближено оцінимо величину L . Нехай на одноперехідний транзистор у момент $t_1 = 0$ поданий імпульс напруги U . Прикладена напруга розподілиться між базою і р-п переходом. Будемо вважати, що опір бази при відсутності інжекції є великим у початковий момент, тому вся напруга падає на ньому. Тоді $U \approx U_B = I_1 R_0$, де $R_0 = \rho W / S$. Через час t_2 , рівний часу дифузії інжектованих носіїв через базу $t_2 = \tau_D = W^2 / (2D_p)$, носії пройдуть через базу і її опір зменшиться. Будемо вважати, що вся напруга тепер падає на р-п переході, струм через який дорівнює $I_2 \approx I_{HAC} \exp(qU / kT)$. Тоді

$$\frac{dI}{dt} \approx \frac{\Delta I}{\Delta t} = \frac{I_2 - I_1}{\tau_D} = \frac{2D_p}{W^2} \left(I_{HAC} \exp \frac{qU}{kT} - \frac{U}{R_0} \right),$$

$$L = \frac{W^2 R_0}{2D_p \left(\frac{I_{HAC} R_0}{U} \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right)}. \quad (2.40)$$

Слід зазначити, що значення I_1 і I_2 трохи завищені, тому що в першому випадку ми знехтували опором р-п переходу, а в другому – опором бази. Значення t_2 є також завищеним, тому що воно враховує тільки дифузії і не враховує дрейф інжектованих носіїв у полі бази. Тому результуюча помилка при обчисленні L менша, ніж це може здатись на перший погляд. Отримана індуктивність є наслідком зменшення опору бази діода при інжекції, перерозподілу напруги між базою і р-п переходом і зростання струму з часом ($dI / dt > 0$).

Для оцінювання залежності L від частоти врахуємо, що при змінній напрузі струм через р-п перехід дорівнює

$$j_1 = j_0 (qU_1 / kT) \sqrt{1 + i\omega\tau_p}.$$

Отже, $|I_2| = I_0 (qU_1 / kT) (1 + \omega^2 \tau_p^2)^{1/4}.$

На підставі

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} - \frac{p_1}{L_p^2} = 0$$

коефіцієнт дифузії за змінним струмом

$$D_p^* = L_p^* / \tau_p = L_p^2 (1 + i\omega\tau_p) / \tau_p = D_p (1 + i\omega\tau_p),$$

$$|D_p^*| = D_p (1 + \omega^2 \tau_p^2)^{1/2}.$$

Тоді

$$L = \frac{U}{\Delta I / \Delta t} = \frac{W^2 R_0}{2D_p \left[I_0 (qU / kT) (1 + \omega^2 \tau_p^2)^{1/4} - U / R_0 \right] (1 + \omega^2 \tau_p^2)^{1/2}}. \quad (2.41)$$

При великому R_0 і малій змінній напрузі

$$L = \frac{W^2}{2D_p \left[I_0 (qU / kT) (1 + \omega^2 \tau_p^2)^{3/4} \right]} = \frac{L_0}{(1 + \omega^2 \tau_p^2)^{3/4}}, \quad (2.42)$$

де L_0 – значення індуктивності на низьких частотах. У результаті еквівалентна схема одноперехідного транзистора може бути показана у вигляді рис. 2.29. Як випливає з (2.42), зі зростанням струму через діод індуктивність зменшується. Це дозволяє використовувати одноперехідний транзистор як індуктивність, керовану струмом.

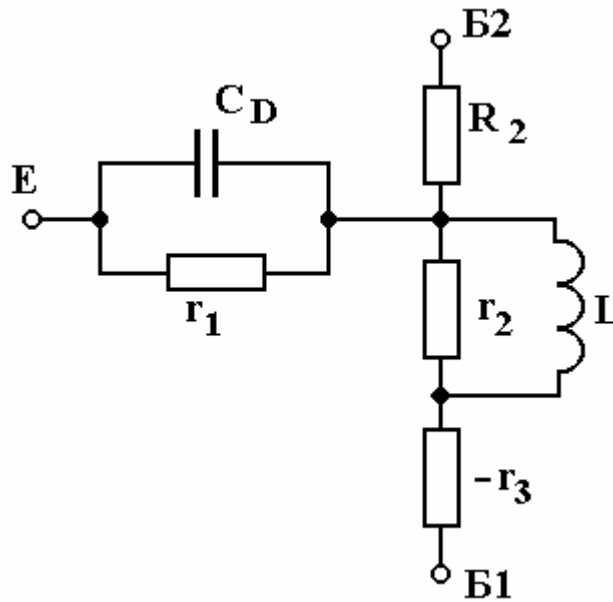


Рис. 2.29. Еквівалентна схема одноперехідного транзистора

Добротність реактивного елемента Q є відношенням реактивної складової X повного опору до активної. У даному випадку активну складову можна записати як $R - r_3$, де R – позитивна частина активного опору діода, а r_3 – від’ємна. Тоді $Q = X / (R - r_3)$. У звичайних діодах величина r_3 невелика і Q не перевищує одиниці, внаслідок чого вони практичного застосування як індуктивності не знаходять. Значно перспективніші в цьому

напрямку одноперехідні транзистори, величина r_3 яких значно вища, відповідно добротність також вища.

Таким чином, одноперехідний транзистор може бути використаний як індуктивність. З найбільшим ефектом вони можуть використовуватися в інтегральних схемах, де створення індуктивностей іншими методами утруднено.

Перемикач. Як перемикач може бути використаний будь-який прилад з ділянкою від'ємного опору на вольт-амперній характеристиці. Розглянемо роботу перемикача на основі одноперехідного транзистора (рис. 2.30). Напруга джерела живлення E розподілиться між резистором і одноперехідним транзистором.

Значення струму в колі і спадання напруги на транзисторі й опорі визначаються точками перетинання вольт-амперної характеристики транзистора й опору. Оскільки $U_H = E - U_D$, то вольт-амперна характеристика резистора (яка зазвичай називається навантажувальною прямою) виходить із точки E і позитивна вісь напруг протилежна позитивній осі для транзистора.

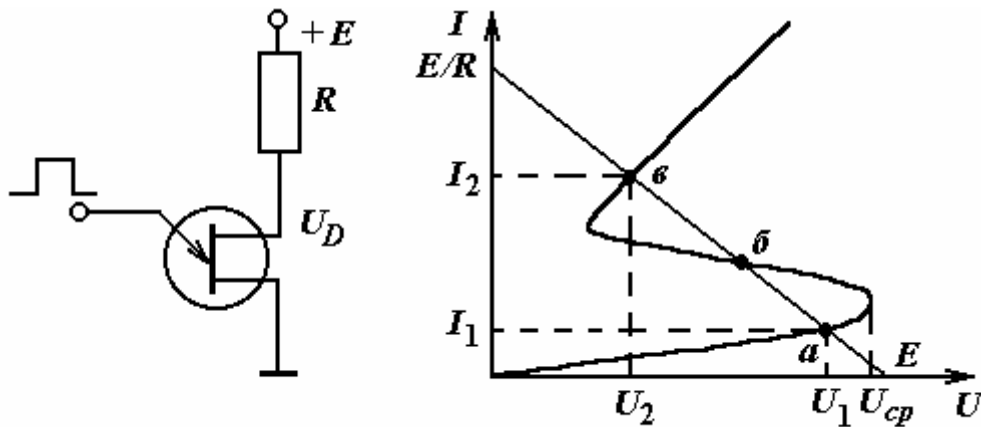


Рис. 2.30. Перемикач на одноперехідному транзисторі

Якщо диференціальний опір одноперехідного транзистора на ділянці від'ємного опору $|R_D| > R$, то при відповідній величині E може бути три точки перетину вольт-амперної характеристики одноперехідного транзистора з навантажувальною прямою. Після включення джерела живлення встановлюється робоча точка a й у колі протікає малий струм I_1 . Якщо подати тепер на одноперехідний транзистор позитивний імпульс, величина якого $U_i > U_{cp} - U_1$, то напруга на транзисторі стане більше U_{cp} і транзистор увімкнеться. Відбувається наростання струму, і робоча точка стрибкоподібно переходить у точку $в$. У колі встановлюється струм $I_2 > I_1$. Переключення струму в зворотну сторону від I_2 до I_1 виробляється подачею від'ємного імпульсу на транзистор. Неважко показати, що робоча точка $б$ є нестійкою. Поява будь-якої флуктуації струму в цій точці буде приводити

до подальшого зростання цієї флуктуації. Якщо флуктуація позитивна, то робоча точка переміщається з точки $\bar{b}$ в точку $\bar{e}$, якщо негативна – то з точки $\bar{b}$ в точку $\bar{a}$. Таким чином, при перемиканні система переходить з одного стійкого стану в інший.

Релаксаційний генератор. Велике поширення отримала схема релаксаційного генератора на одноперехідному транзисторі (рис. 2.31,а). Робота кола емітера нічим не відрізняється від роботи S-діода в аналогічній схемі. Величини U_0 і U_{cp} одноперехідного транзистора більш стабільні до змін температури, ніж аналогічні параметри інших приладів з характеристикою S-типу. Тому період, а, відповідно, і частота коливаний релаксаційного генератора досить стабільні. Деяка залежність частоти від температури все-таки існує, наприклад, унаслідок зміни U_{p-n} з температурою. Зміна U_{p-n} з температурою може бути компенсована застосуванням замість резистора R_2 терморезистора. Зменшення $U_{cp} = U_{p-n} + U_l$ за рахунок зменшення U_{p-n} зі зростанням температури компенсується зростанням U_l за рахунок збільшення U_{BB} . Використовуючи цей метод, у даний час створені релаксаційні генератори на одноперехідному транзисторі з високою стабільністю частоти [19].

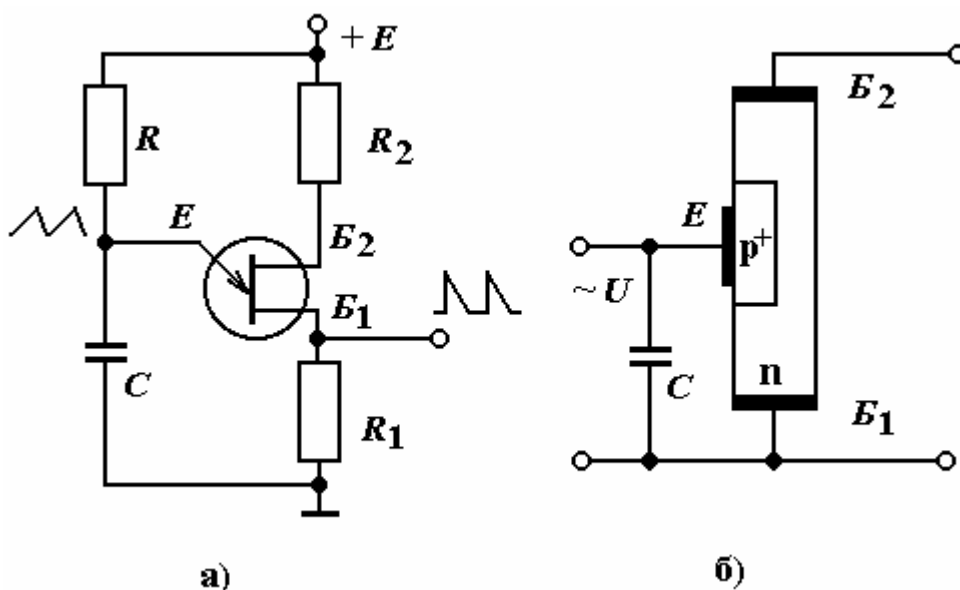


Рис. 2.31. Схема релаксаційного генератора (а) і генератора гармонічних коливаний на одноперехідному транзисторі (б)

Якщо необхідний великий ступінь лінійності наростання напруги на конденсаторі з часом, то замість резистора R може бути включений каррентор. У цьому випадку струм під час зарядження конденсатора є постійним і напруга на ньому збільшується лінійно з часом. Релаксаційні генератори на одноперехідному транзисторі використовуються як генератори пилоподібної напруги, мультівібратори, реле часу.

Генератор гармонічних коливань. Найпростіша схема генератора гармонічних коливань може бути зібрана, наприклад, на одноперехідному транзисторі (див. рис. 2.31,б). Конденсатор у цьому випадку заряджається зворотним струмом емітерного р-п переходу і розряджається через опір нижньої частини бази. При великій ємності коливання стають релаксаційними.

Фотоприймачі. В одноперехідних транзисторах світло може змінювати як концентрацію носіїв у базовій області, так і параметри, що визначають їхній розподіл, час життя, біполярну рухливість носіїв тощо. Оскільки ці величини дуже сильно впливають на струм, то на основі одноперехідних транзисторів можливе створення високочутливих приймачів випромінювання в області як власного, так і домішкового поглинання.

В області власного поглинання світло створює додаткові носії в базовій області і знижує її опір. Внаслідок цього відбувається перерозподіл напруг, причому напруга на р-п переході зростає і збільшується інжекційний струм. Це приводить до нового зниження опору бази, до нового перерозподілу напруг і до нового зростання інжекційного струму. У такий спосіб забезпечується висока фоточутливість одноперехідних транзисторів.

Домішкове поглинання приводить до зміни заповнення домішкових центрів з відповідною зміною часу життя нерівноважних носіїв і біполярної рухливості. Зміна цих параметрів істотно впливає на розподіл інжектованих носіїв і сильно змінює провідність базової області з усіма наслідками, що випливають з цього. Фоточутливість одноперехідних транзисторів в області домішкового поглинання підсилюється значно сильніше, ніж в області власного поглинання.

Параметром, залежним від інтенсивності світла, може бути не тільки амплітуда коливань напруги генератора, але й частота. Найпростішим генератором такого типу є генератор на одноперехідному транзисторі (рис. 2.32). При роботі в режимі релаксаційних коливань період коливань визначається часом заряджання конденсатора.

У даному випадку конденсатор заряджається зворотним струмом емітерного р-п переходу, що слабо залежить від напруги. Освітлення збільшує концентрацію неосновних носіїв у базі, зворотний струм емітера, а відповідно і частоту коливань. Застосування напівпровідникових фотоприймачів з вольт-амперною характеристикою S-типу в оптопарах дозволяє значно розширити можливості оптоелектроніки.

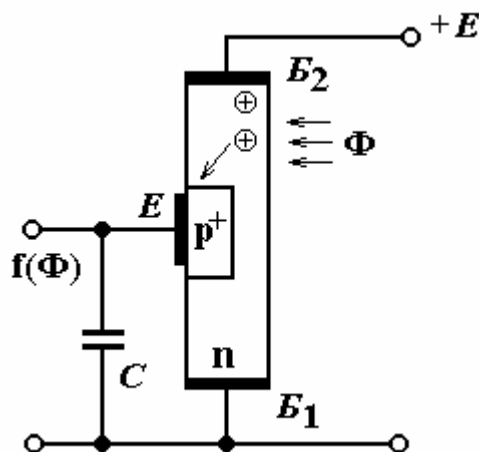


Рис. 2.32. Схема генератора на одноперехідному транзисторі з частотою коливань, що залежить від освітлення

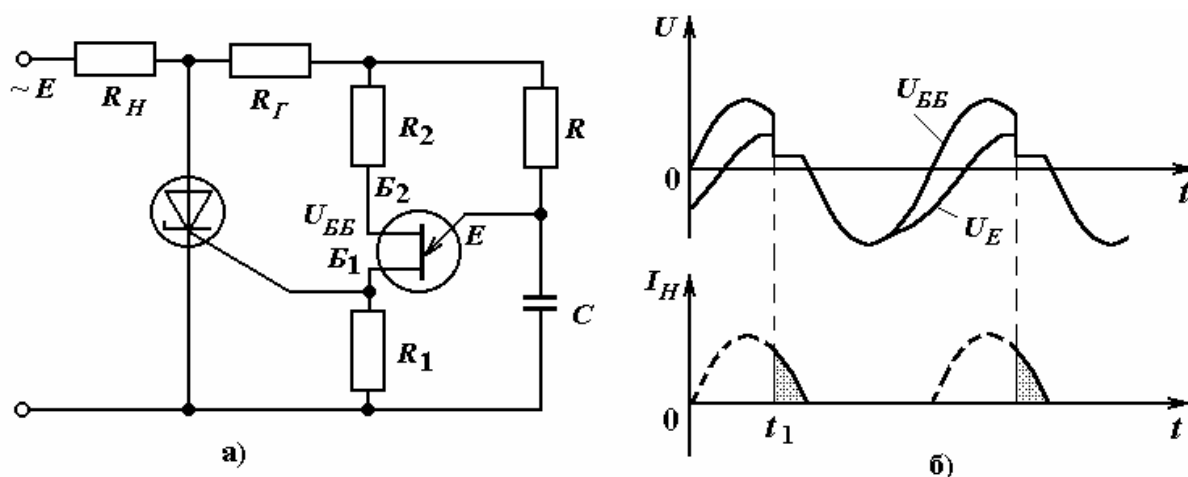


Рис. 2.33. Схема керування струмом із застосуванням генератора на одноперехідному транзисторі для включення тиристора (а) і осцилограма струму в навантаженні (б)

Для регулювання струму в межах усього позитивного півперіоду велике поширення отримала схема керування з генератором на одноперехідному транзисторі (рис. 2.33). При від'ємному півперіоді напруги на аноді тиристора емітерний p-n перехід одноперехідного транзистора включений у прямому напрямку і конденсатор C заряджається через резистор R_2 ($R_2 < R$) до напруги U_{BB} . Оскільки опір p-n переходу при прямому зсуві малий, то напруга на конденсаторі практично повторює хід напруги U_{BB} , яка змінюється у відповідності із зміною напруги E .

При позитивній напрузі на аноді емітерний p-n перехід включений у зворотному напрямку і конденсатор перезаряджається через опір R . Оскільки $R > R_2$, то напруга на конденсаторі сильно запізнюється відносно U_{BB} . Як тільки U_E збільшиться до значення U_{cr} , одноперехідний транзис-

тор включиться і на резисторі R_1 з'явиться позитивний імпульс, що, у свою чергу, ввімкне тиристор, і струм через навантаження різко збільшиться, а напруга на тиристорі і U_{BB} зменшаться. При від'ємному півперіоді зовнішньої напруги тиристор виключається.

Крім можливості регулювання струму зміною опору протягом усього позитивного півперіоду, істотною перевагою даної схеми керування є стабільність точки ввімкнення при зміні температури, що обумовлено стабільністю генератора на одноперехідному транзисторі.

2.21. Лавинний транзистор

Лавинний транзистор являє собою конструкцію біполярного транзистора, що працює при таких напругах на колекторі, коли виникає ефект ударної іонізації в сильному електричному полі шару об'ємного заряду колекторного р-п переходу. Проаналізуємо механізм роботи лавинного транзистора.

Неосновні носії заряду переміщуються в напрямку до колекторного р-п переходу, який знаходиться під зворотним зсувом, де потрапляють в область сильного електричного поля. У цій області відбувається прискорення носіїв заряду і в результаті їхньої взаємодії з атомами кристалічної ґратки виникають електронно-діркові пари. Рух електронів і дірок, що виникли в результаті взаємодії зарядів із ґраткою, викликає появу нових електронів і дірок, тобто цей процес носить лавинний характер. При збільшенні напруги на колекторному переході розширюється шар об'ємного заряду, збільшується електричне поле, зростає швидкість генерації електронно-діркових пар. При певному значенні зворотної напруги, яка називається напругою пробою U_{np} , коефіцієнт множення неосновних носіїв заряду нескінченно зростає. Тоді струм, що протікає через р-п перехід, різко збільшується й обмежується зовнішнім опором. Кількістю неосновних носіїв, які різко зросли в результаті ударної іонізації, можна керувати за допомогою емітерного переходу.

Коефіцієнт множення для різких р-п переходів, що знаходяться під зворотним зсувом, має вигляд:

$$M = [1 - (U / U_{np})^n]^{-1}, \quad (2.43)$$

де U_{np} – пробивна напруга; n – параметр, значення якого залежить від значення і типу провідності базової області транзисторів. Якщо базова область виготовлена з р-типу германія, то $4,5 \leq n \leq 6,5$, а якщо з n-типу, $n \approx 3$.

Згідно з (2.43) коефіцієнт передачі за струмом можна записати як [29]

$$h_{21B} = h_{21B0} M = \frac{h_{21B0}}{1 - \left(\frac{U}{U_{np}} \right)^n}, \quad (2.44)$$

де h_{21B0} – значення коефіцієнта передачі за струмом при дуже низькій напрузі. Це рівняння охоплює значення $h_{21B} > 1$.

З (2.44) напруга, при якій $h_{21B} = 1$, визначається так [19] :

$$U_{HAC} = U_{np} \sqrt{1 - h_{21B0}}. \quad (2.45)$$

Отже, транзистор, що працює на основі ефекту ударної іонізації, повинен мати найбільш високе і найбільш низьке значення параметра n . Цій вимозі в більший мірі відповідають германієві транзистори типу р-п-р.

Розглянемо роботу лавинного транзистора, ввімкнутого за схемою, яка показана на рис. 2.34,а. Його вольт-амперна характеристика містить ділянки високого, низького і від'ємного опорів (рис. 2.34,б). Поява від'ємного опору обумовлена тим, що явище пробію може спостерігатися в двох різних випадках. У першому випадку, коли напруга прикладена між колекторним і базовим електродами, то визначальним процесом є лавинне множення. В другому – напругу прикладено між колекторним і емітерним выводами і, крім лавинного множення, істотну роль відіграє інжекція неосновних носіїв у базову область. Перший випадок характеризується тим, що пробій настає при напрузі U_{np} , коли коефіцієнт лавинного множення стає рівним нескінченності. В другому – пробій між емітером і колектором виникає при напрузі U_{HAC} , коли $h_{21B0} M = 1$. У схемі, де спостерігається поступовий перехід від першого випадку до другого, спостерігається область від'ємного опору.

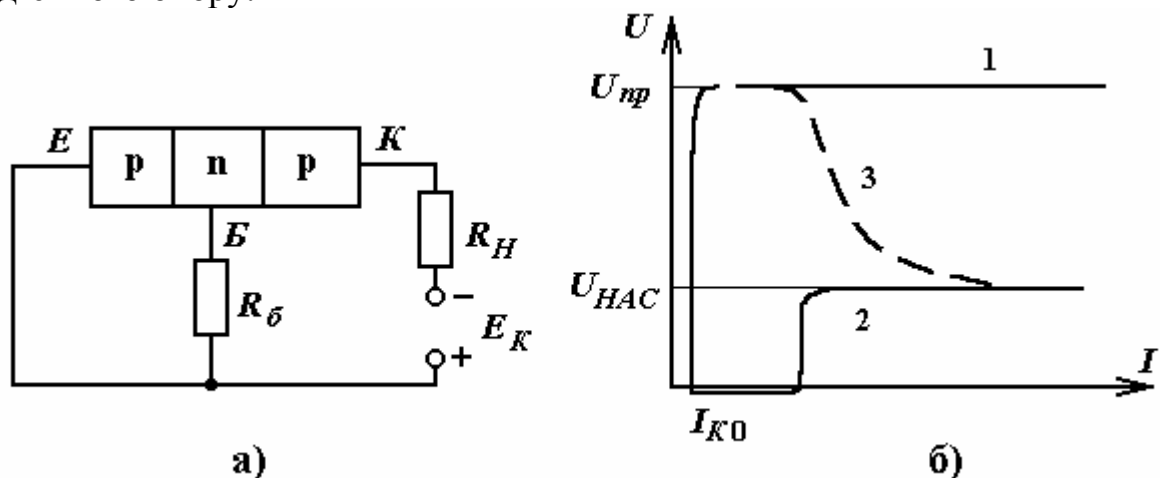


Рис. 2.34. Схема вмикання лавинного транзистора (а) і його вольт-амперна характеристика (б)

На рис. 2.34,б крива 1 - звичайна вольт-амперна характеристика колекторного переходу, коли напруга прикладена між базою і колектором при розімкнутому емітері. Вона описується виразом

$$I_K = MI_{K0} = \frac{I_{K0}}{1 - (U/U_{np})^n} . \quad (2.46)$$

Крива 2 є зворотною характеристикою колектора, коли напруга прикладена між емітером і колектором при розімкнутому базовому колі. Струм колектора

$$I = \frac{I_{K0}M}{1 - h_{21B0}M} . \quad (2.47)$$

Поява від'ємного опору в колі емітер-колектор обумовлена тим, що при малих струмах опір емітерного переходу є значним і частина струму протікає через опір у колі бази (рис. 2.34,а). При досить великих напругах реалізується крива 1 на рис. 2.34,б. В області пробивних напруг струм зростає, напруга в колі емітер-база підвищується й опір емітерного переходу стає меншим в порівнянні з опором бази, що приводить до збільшення струму емітера. Таким чином, крива 3 відхиляється від кривої 1 і асимптотично наближається до кривої 2.

На підставі (2.47) визначається диференціальний опір лавинного транзистора [30]:

$$R_g = \frac{\partial U}{\partial I} = \frac{1 - h_{21B0}M - IM \frac{\partial h_{21B0}}{\partial I}}{\frac{\partial M}{\partial U}(Ih_{21B} + I_{K0})} . \quad (2.48)$$

Як видно з (2.48), опір приймає від'ємне значення при виконанні умови

$$M \left[h_{21B0} + I \frac{\partial h_{21B0}}{\partial I} \right] > 1 . \quad (2.49)$$

Оскільки $I_K = h_{21B}I_e$, то можна записати

$$h'_{21B} = \frac{\partial I_K}{\partial I_K} = h_{21B} + I_e \left(\frac{\partial h_{21B}}{\partial I_e} \right) . \quad (2.50)$$

Тоді з врахуванням (2.50) вираз (2.49) набуває вигляду [30]

$$h'_{21Б} = h_{21Б0} M > 1 . \quad (2.51)$$

Існування від'ємного опору в лавинних транзисторах дозволяє використовувати їх як активні елементи в генераторах, підсилювачах, перемикачах і інших пристроях мікроелектроніки. Значний недолік лавинних транзисторів - відносно велике значення залишкової напруги, що призводить до великого розсіювання потужності на транзисторі а також викликає значні шуми.

2.22. Індуктивний транзистор

Одним із методів підвищення добротності і розширення діапазону значень індуктивності є включення позитивної реактивності в коло бази [31, 6, 7]. Проте це суперечить нашим завданням отримання індуктивності без зовнішніх пасивних індуктивностей. Це протиріччя усувається, якщо в якості позитивної реактивності використовувати індуктивний транзистор, включений у коло бази.

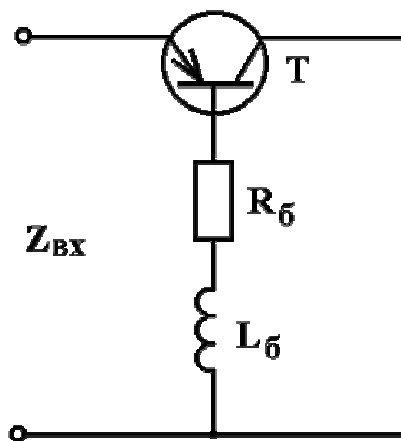


Рис. 2.35. Електрична схема транзистора з позитивною реактивністю в колі бази

На основі теоретичного розрахунку й експериментальних досліджень покажемо, що включення позитивної реактивності в коло бази індуктивного транзистора дозволяє підвищити його добротність і значення індуктивності. На рис. 2.35 наведена схема такого пристрою. Його еквівалентне коло можна подати у вигляді, зображеному на рис. 2.36, вважаючи при цьому, що опір бази є комплексною величиною і входить у повні провідності теоретичної моделі. Отже, повний вхідний опір виражається рівнянням

$$Z_{\text{вх}} = \frac{1 + (r_{\text{б}} + j\omega \cdot L) \sum Y^{TM}}{Y_{11}^{TM} + (r_{\text{б}} + j\omega \cdot L) \Delta^{TM}} . \quad (2.52)$$

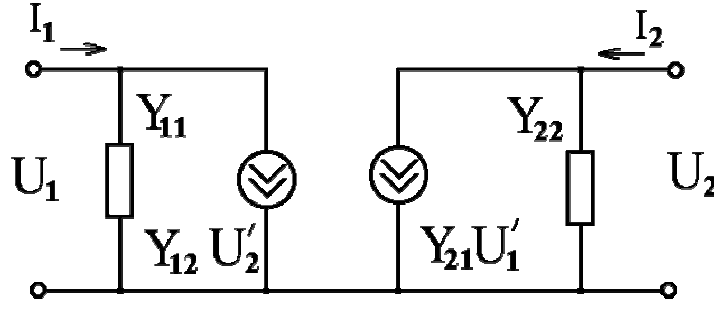


Рис. 2.36. Еквівалентна схема, в якій опір бази включено в повні провідності

Провівши поділ виразу (2.52) на дійсну і уявну частини при підстановці значень

$$\begin{aligned}\Delta^{TM} &= g_{11}g_{22}(1+k)(1+hk) - g_{11}g_{22}(\alpha_o^{TM})^2(1-mk)^2 = \\ &= g_{11}g_{22}\left(\left(1 - (\alpha_o^{TM})^2\right) + k\left(1 + h + (\alpha_o^{TM})^2\right) + k^2\left(h - (\alpha_o^{TM})^2 m^2\right)\right), \\ \sum Y^{TM} &= g_{11}\left(1 - \alpha_o^{TM} + k(1 + \alpha_o^{TM} m)\right),\end{aligned}$$

отримаємо значення активної і реактивної складових

$$R = \frac{(C - \omega^2 T_o L D'')(1 - \omega^2 T_o (L A'' + T_o B)) + \omega^2 T_o (L C'' + T_o D)(A - \omega^2 T_o L B'')}{g_{11}((1 - \omega^2 T_o (L A'' + T_o B))^2 + (\omega T_o)^2 (A - \omega^2 T_o L B'')^2)}. \quad (2.53)$$

$$X = \frac{\omega((L C'' + T_o D)(1 - \omega^2 T_o (L A'' + T_o B)) - (C - \omega^2 T_o L D'')T_o (A - \omega^2 T_o L B''))}{g_{11}((1 - \omega^2 T_o (L A'' + T_o B))^2 + (\omega T_o)^2 (A - \omega^2 T_o L B'')^2)}. \quad (2.54)$$

Величини, що входять у рівняння (2.53) і (2.54), мають такий зміст:

$$A = 1 + r_o g_{22}(1 + h + 2m\alpha_o^2). \quad (2.55)$$

$$A'' = g_{22}(1 + h + 2m\alpha_o^2). \quad (2.56)$$

$$B = r_o g_{22}(h - (m\alpha_o)^2). \quad (2.57)$$

$$B'' = g_{22}(h - (m\alpha_o)^2). \quad (2.58)$$

$$C = 1 + r_o g_{11}(1 - m\alpha_o). \quad (2.59)$$

$$C'' = g_{11}(1 - m\alpha_o). \quad (2.60)$$

$$D = r_o g_{11}(1 + m\alpha_o). \quad (2.61)$$

$$D'' = g_{11}(1 + m\alpha_o). \quad (2.62)$$

Під L розуміється значення індуктивності, включеної в коло бази. На основі формул (2.53) і (2.54) визначимо значення еквівалентної індуктивності і добротності

$$L_{екв} = \frac{((L C'' + T_o D)(1 - \omega^2 T_o (L A'' + T_o B)) - (C - \omega^2 T_o L D'')T_o (A - \omega^2 T_o L B''))}{g_{11}((1 - \omega^2 T_o (L A'' + T_o B))^2 + (\omega T_o)^2 (A - \omega^2 T_o L B'')^2)}, \quad (2.63)$$

$$Q_{\text{екв}} = \frac{\omega((LC'' + T_o D)(1 - \omega^2 T_o(LA'' + T_o B)) - (C - \omega^2 T_o LD'')T_o(A - \omega^2 T_o LB''))}{(C - \omega^2 T_o LD'')((1 - \omega^2 T_o(LA'' + T_o B)) + \omega^2 T_o(A - \omega^2 T_o LB''))(LC'' + T_o D)}. \quad (2.64)$$

Аналіз рівнянь (2.53) і (2.54) показує залежність активної і реактивної складових від частоти. При значеннях індуктивного опору, зрівняного з опором бази транзистора, доданок $C < \omega^2 T_o LD''$. Це приводить до того, що абсолютне значення чисельника (2.53) із зростанням частоти зменшується і навіть може набути від'ємного значення, тому що $1 \gg \omega^2 T_o(LA'' + T_o B)$ і $A \gg \omega^2 T_o LB''$. Реактивна складова зі збільшенням частоти зростає в силу пропорційності її значення частоті, крім того величина чисельника рівняння (2.54) приймає позитивні значення і росте зі збільшенням частоти [7].

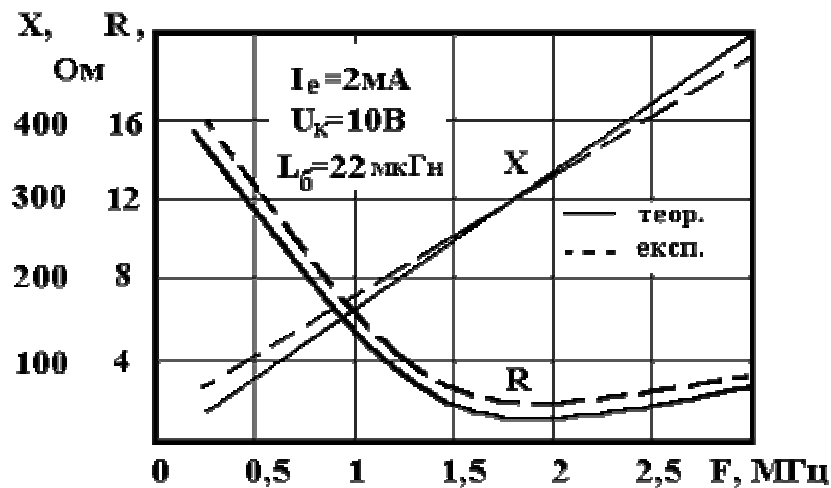


Рис. 2.37. Експериментальна та теоретична залежності активної і реактивної складових від частоти

На рис. 2.37 наведена експериментальна і розрахункова залежності активної і реактивної складових від частоти для транзистора МП25А. Як очевидно з графіка, спостерігається зростання реактивної складової, зменшення активної складової і потім перехід її в область від'ємних значень. На частоті, при якій активна складова близька до нуля, можна отримати максимальне значення добротності еквівалентної індуктивності. Її величина в області малих значень добротності зменшується з частотою, а в області великих значень зростає зі збільшенням частоти (рис. 2.38). Зміна режиму живлення постійним струмом впливає на величину еквівалентної індуктивності і добротності (рис. 2.39). Це дозволяє проводити електричне регулювання параметрів транзисторної індуктивності. Підключення ємності до вхідних затисків цього пристрою дозволяє побудувати генератор синусоїдних коливань при компенсації втрат енергії в ньому за рахунок від'ємних значень активної складової.

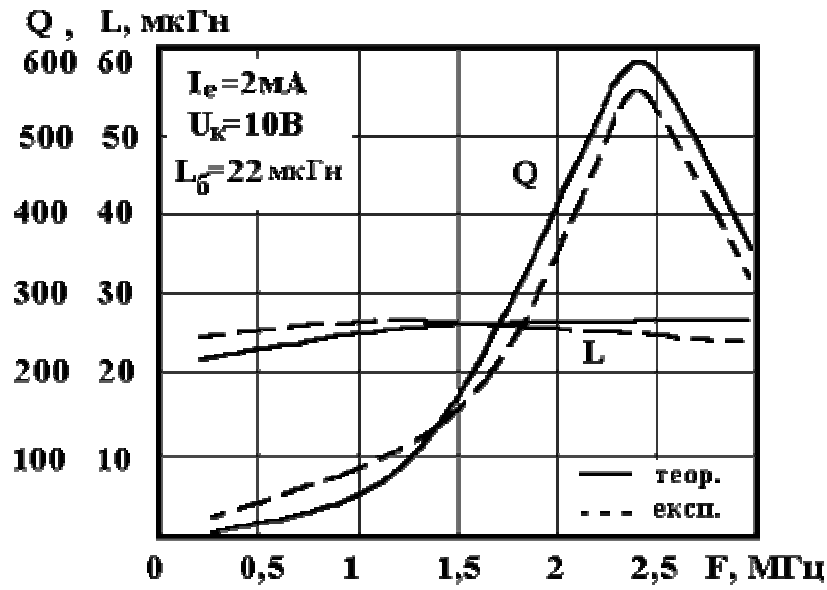
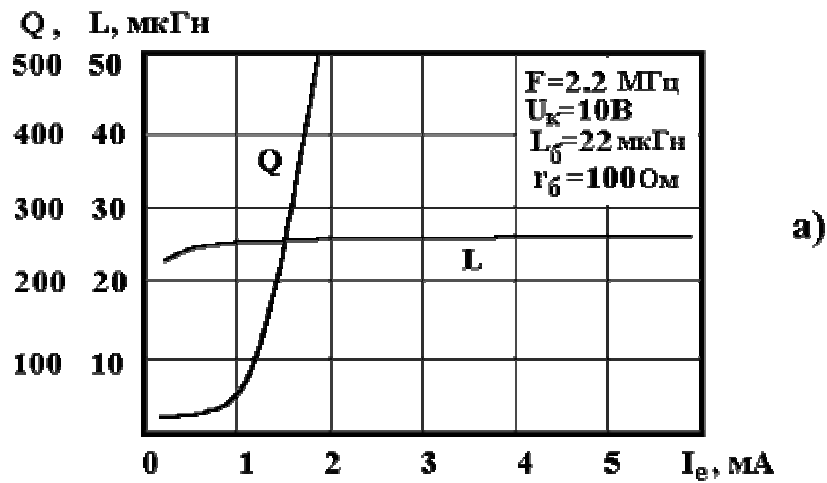
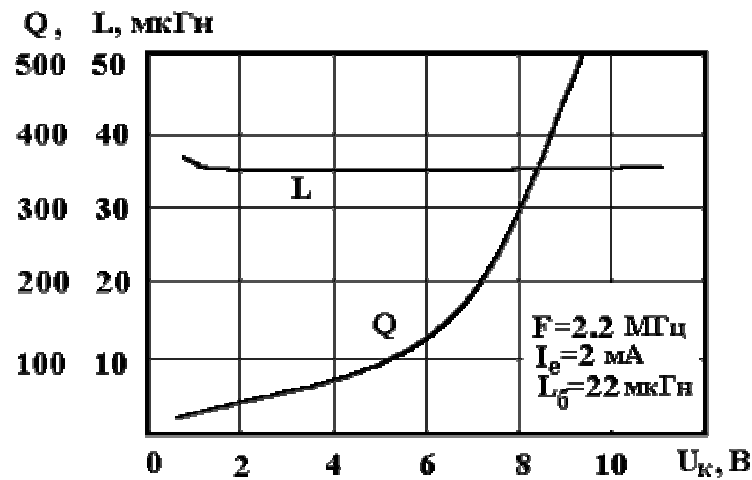


Рис. 2.38. Теоретична і експериментальна залежності індуктивності і добротності від частоти



а)



б)

Рис. 2.39. Залежність індуктивності і добротності від струму емітера (а) і напруги на колекторі (б)

2.23. Складовий транзистор

Позитивний реактивний опір, що включається в коло бази транзистора для підвищення добротності й індуктивності, можна замінити транзистором [7].

Таким чином, ми отримуємо схему складового транзистора, наведену на рис. 2.40. Вхідний опір цієї схеми неважко розрахувати і він визначається рівнянням

$$Z_{\text{вх}} = \frac{C' + j\omega T_o D'}{g_{11}(1 + j\omega T_o A' - (\omega T_o)^2 B')} , \quad (2.65)$$

де

$$A' = 1 + (r_{\text{б1}} + R)g_{22}(1 + h + 2m\alpha_o^2) + jxg_{22}(1 + h + 2m\alpha_o^2) , \quad (2.66)$$

$$B' = (r_{\text{б1}} + R)g_{22}(h - m^2\alpha_o^2) + jxg_{22}(h - (m\alpha_o)^2) , \quad (2.67)$$

$$C' = 1 + (r_{\text{б1}} + R)g_{11}(1 - m\alpha_o) + jxg_{11}(1 - m\alpha_o) , \quad (2.68)$$

$$D' = (r_{\text{б1}} + R)g_{11}(1 + m\alpha_o) + jx(1 + m\alpha_o) . \quad (2.69)$$

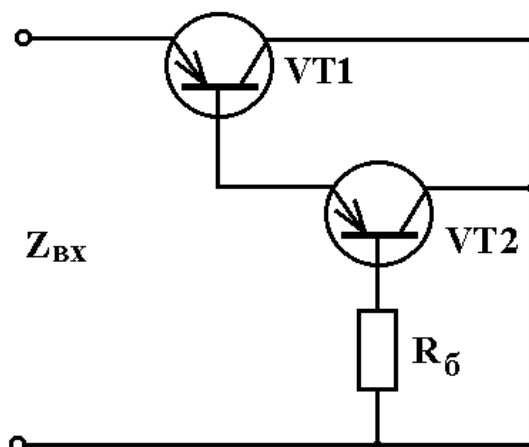


Рис. 2.40. Електрична схема складового транзистора

У свою чергу, для зручності запису, рівняння (2.66) - (2.69) подамо у вигляді

$$A' = A_1 + jxA_2 . \quad (2.70)$$

$$B' = B_1 + jxB_2 . \quad (2.71)$$

$$C' = C_1 + jxC_2 . \quad (2.72)$$

$$D' = D_1 + jxD_2 . \quad (2.73)$$

Величини R і X , що входять у вирази (2.66) - (2.69), є активною і реактивною складовими поодинокого транзистора і розраховуються за формулами

$$R_e(Z_{ex}) = R = \frac{C(1 - (\omega \cdot T_o)^2 B) + (\omega \cdot T_o)^2 DA}{g_{11} \left((1 - (\omega \cdot T_o)^2 B)^2 + (\omega \cdot T_o A)^2 \right)},$$

$$I_m(Z_{ex}) = X = \frac{\omega \cdot T_o (D(1 - (\omega \cdot T_o)^2 B) - AC)}{g_{11} \left((1 - (\omega \cdot T_o)^2 B)^2 + (\omega \cdot T_o A)^2 \right)}.$$

Підставляючи (2.70) - (2.73) у (2.65) і провівши поділ цього виразу на дійсну і уявну частини, отримаємо значення активної і реактивної частин повного вхідного опору складового транзистора

$$R_{ck} = \frac{(C_1 - \omega T_o D_2)(1 - \omega T_o (XA_2 + \omega T_o B_1)) + (XC_2 - \omega T_o D_1)(\omega T_o A_1 - \omega^2 T_o^2 XB_2)}{g_{11} \left((1 - \omega T_o (XA_2 + \omega T_o B_1))^2 + (\omega T_o A_1 - (\omega T_o)^2 XB_2)^2 \right)}, \quad (2.74)$$

$$X_{ck} = \frac{(XC_2 + \omega T_o D_1)(1 - \omega T_o (XA_2 + \omega T_o B_1)) + (C_1 - \omega T_o XD_2)(\omega T_o A_1 - \omega^2 T_o^2 XB_2)}{g_{11} \left((1 - \omega T_o (XA_2 + \omega T_o B_1))^2 + (\omega T_o A_1 - (\omega T_o)^2 XB_2)^2 \right)}. \quad (2.75)$$

Значення індуктивності і добротності визначаються з рівнянь (2.74) і (2.75)

$$L_{ck} = \frac{1}{\omega g_{11}} \frac{(XC_2 + \omega T_o D_1)(1 - \omega T_o (XA_2 + \omega T_o B_1)) + (C_1 - \omega T_o XD_2)(\omega T_o A_1 - \omega^2 T_o^2 XB_2)}{(1 - \omega T_o (XA_2 + \omega T_o B_1))^2 + (\omega T_o A_1 - (\omega T_o)^2 XB_2)^2}. \quad (2.76)$$

$$Q_{ck} = \frac{(XC_2 + \omega T_o D_1)(1 - \omega T_o (XA_2 + \omega T_o B_1)) + (C_1 - \omega T_o XD_2)(\omega T_o A_1 - \omega^2 T_o^2 XB_2)}{(C_1 - \omega T_o D_2)(1 - \omega T_o (XA_2 + \omega T_o B_1)) + (XC_2 - \omega T_o D_1)(\omega T_o A_1 - \omega^2 T_o^2 XB_2)}. \quad (2.77)$$

Рівняння (2.74) - (2.77) можна значно спростити, вважаючи ємності емітерного і колекторного переходів рівними нулю. Це приводить до розгляду низькочастотної еквівалентної схеми, що справедлива в області частот, які не перевищують f_α . При різних значеннях параметрів складових транзисторів отримаємо такі рівняння

$$R_{ck} = r_{e1} + \left((r_{\delta 1} + r_{e2}) + (r_{\delta} + R_{\delta}) \cdot \left(1 - \frac{\alpha_{o2}}{1 + (f/f_{\alpha 2})^2} \right) \right) \cdot \left(1 - \frac{\alpha_{o1}}{1 + (f/f_{\alpha 1})^2} \right) -$$

$$- (r_{\delta 2} + R_{\delta}) \frac{\alpha_{o1} \alpha_{o2} f^2 / f_{\alpha 1} f_{\alpha 2}}{(1 + (f/f_{\alpha 1})^2)(1 + (f/f_{\alpha 2})^2)}, \quad (2.78)$$

$$X_{ck} = \left((r_{\delta 1} + r_{e2}) + (r_{\delta 2} + R_{\delta}) \cdot \left(1 - \frac{\alpha_{o2}}{1 + (f/f_{\alpha 2})^2} \right) \right) \cdot \left(\frac{\alpha_{o1} f / f_{\alpha 1}}{1 + (f/f_{\alpha 1})^2} \right) +$$

$$+ (r_{\delta 2} + R_{\delta}) \left(1 - \frac{\alpha_{o1}}{1 + (f/f_{\alpha 1})^2} \right) \cdot \left(\frac{\alpha_{o2} f / f_{\alpha 2}}{1 + (f/f_{\alpha 2})^2} \right). \quad (2.79)$$

Вирази (2.78) і (2.79) дозволяють визначити величину індуктивності і добротності

$$L_{ck} = \frac{1}{\omega} \left(\left((r_{\delta 1} + r_{e2}) + (r_{\delta 2} + R_{\delta}) \cdot \left(1 - \frac{\alpha_{o2}}{1 + (f/f_{\alpha 2})^2} \right) \right) \cdot \left(\frac{\alpha_{o1} f / f_{\alpha 1}}{1 + (f/f_{\alpha 1})^2} \right) + \right. \\ \left. + (r_{\delta 2} + R_{\delta}) \cdot \left(1 - \frac{\alpha_{o1}}{1 + (f/f_{\alpha 1})^2} \right) \cdot \left(\frac{\alpha_{o2} f / f_{\alpha 2}}{1 + (f/f_{\alpha 2})^2} \right) \right). \quad (2.80)$$

$$Q_c = \frac{(r_{\delta 1} + r_{e2} + (r_{\delta 2} + R_{\delta}) \cdot D1) \cdot \left(\frac{\alpha_{o1} f / f_{\alpha 1}}{1 + (f/f_{\alpha 1})^2} \right) + (r_{\delta 2} + R_{\delta}) D2 \cdot \left(\frac{\alpha_{o2} f / f_{\alpha 2}}{1 + (f/f_{\alpha 2})^2} \right)}{r_{e1} + (r_{\delta 1} + r_{e2} + (r_{\delta 2} + R_{\delta}) \cdot D1) \cdot D2 - (r_{\delta 2} + R_{\delta}) \frac{\alpha_{o1} \alpha_{o2} f^2 / f_{\alpha 1} f_{\alpha 2}}{(1 + (f/f_{\alpha 1})^2)(1 + (f/f_{\alpha 2})^2)}}, \quad (2.81)$$

де

$$D1 = \left(1 - \frac{\alpha_{o2}}{1 + (f/f_{\alpha 2})^2} \right), \quad D2 = \left(1 - \frac{\alpha_{o1}}{1 + (f/f_{\alpha 1})^2} \right).$$

Таким чином, ми отримали основні рівняння для індуктивного елемента, побудованого на складовому транзисторі [6, 7]. Розглянемо можливі шляхи збільшення добротності такого елемента. З виразу (2.78) видно, що величиною активної частини повного опору можна управляти зміною зовнішнього опору R_{δ} усередині частотного діапазону, коли виконується умова

$$\frac{(r_{\delta 2} + R_{\delta}) \alpha_{o1} \alpha_{o2} f^2 / f_{\alpha 1} f_{\alpha 2}}{(1 + (f/f_{\alpha 1})^2)(1 + (f/f_{\alpha 2})^2)} > r_{\delta 1} + r_{e2} + (r_{\delta 2} + R_{\delta}) \left(1 - \frac{\alpha_{o2}}{1 + (f/f_{\alpha 2})^2} \right) \left(\frac{\alpha_{o1}}{1 + (f/f_{\alpha 1})^2} \right).$$

Добротність індуктивного елемента буде нескінченною при рівності активної частини нулю. Необхідна для цього величина R_{δ} , рівна R_o , визначається з (2.78)

$$R_o = \frac{r_{e1} + (r_{e2} + r_{\delta 1}) \left(1 - \frac{\alpha_{o1}}{1 + (f/f_{\alpha 1})^2} \right) + r_{\delta 2} \left(1 - \frac{\alpha_{o1}}{1 + (f/f_{\alpha 1})^2} \right) \left(1 - \frac{\alpha_{o2}}{1 + (f/f_{\alpha 2})^2} \right)}{\frac{\alpha_{o1} \alpha_{o2} f^2 / f_{\alpha 1} f_{\alpha 2}}{(1 + (f/f_{\alpha 1})^2)(1 + (f/f_{\alpha 2})^2)} - \left(1 - \frac{\alpha_{o2}}{1 + (f/f_{\alpha 2})^2} \right) \left(\frac{\alpha_{o1}}{1 + (f/f_{\alpha 1})^2} \right)} - \\ - \frac{r_{\delta} \frac{\alpha_{o1} \alpha_{o2} f^2 / f_{\alpha 1} f_{\alpha 2}}{(1 + (f/f_{\alpha 1})^2)(1 + (f/f_{\alpha 2})^2)}}{\frac{\alpha_{o1} \alpha_{o2} f^2 / f_{\alpha 1} f_{\alpha 2}}{(1 + (f/f_{\alpha 1})^2)(1 + (f/f_{\alpha 2})^2)} - \left(1 - \frac{\alpha_{o2}}{1 + (f/f_{\alpha 2})^2} \right) \left(\frac{\alpha_{o1}}{1 + (f/f_{\alpha 1})^2} \right)}. \quad (2.82)$$

Експериментальні і розрахункові залежності відповідно до формул (2.74) і (2.75), для активної і реактивної складових від частоти подані на рис. 2.41.

Реактивна складова досягає максимального значення на частоті, рівній граничній для даного типу транзистора. Такий характер поведінки реактивної складової зумовлений процесами переносу носіїв заряду в базі транзистора. Активна складова зі зростанням частоти зменшується, досягаючи мінімуму, а потім зростає.

Пояснення цьому можна знайти, розглянувши рівняння (2.78). Перші два доданки цього виразу завжди позитивні, тому що низькочастотне значення коефіцієнта підсилення за струмом α_o практично завжди менше одиниці. Третій доданок приймає від'ємне значення. Зі збільшенням частоти до певного значення (250 кГц) цей доданок за абсолютною величиною зростає швидше, ніж другий, у результаті чого в цілому активна частина зменшується. Мінімальне значення вона буде мати в той момент, коли різниця між сумою двох доданків і третім досягне найменшого значення. Подальше збільшення частоти спричиняє зростання активної частини, тому що переважну роль починає грати другий доданок.

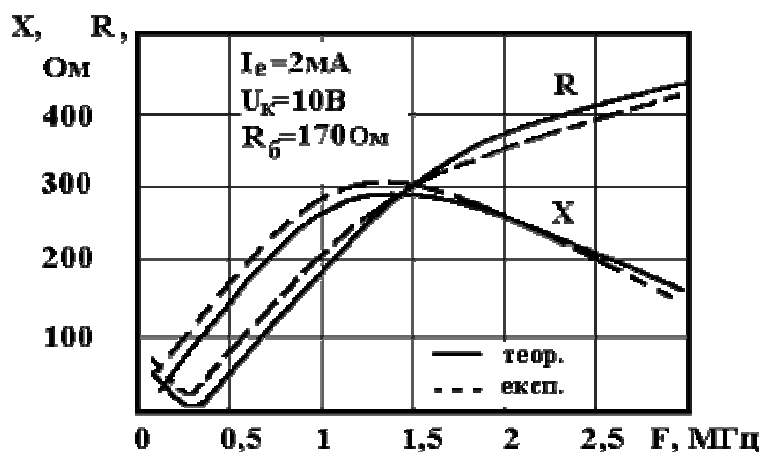


Рис. 2.41. Експериментальна та розрахункова залежності активної і реактивної складових повного опору складового транзистора від частоти

Залежність добротності й індуктивності від частоти наведені на рис. 2.42. Добротність зростає зі збільшенням частоти за рахунок збільшення реактивної і зменшення активної складових. На частоті 250 кГц, при якій активна частина досягає максимуму, добротність має максимальне значення (>500), а потім швидко зменшується в результаті збільшення активної складової. Величина індуктивності зі зростанням частоти збільшується, досягає максимуму і потім зменшується. Це відбувається в результаті того, що ефект збільшення реактивної частини вхідного опору в області частот до 600 кГц більше впливає на величину індуктивності у бік її зростання, ніж ефект збільшення частоти, що прагне її зменшити. В області частот 600 кГц ці ефекти взаємно компенсуються і індуктивність досягає максимального значення. При подальшому збільшенні частоти, понад 600 кГц, другий ефект починає переважати над першим і індуктивність починає зменшуватися.

Індуктивність і добротність залежать від струму емітера. З виразів (2.79) і (2.78) видно, що параметрами, які впливають на значення індуктивності і добротності, є r_e , α_o , f_α і r_b . Найбільший вплив мають r_e , α_o і f_α . Індуктивність і добротність зростають зі збільшенням струму емітера.

На рис. 2.43 подана залежність активної і реактивної складових від величини зовнішнього базового опору. Реактивна складова, а, отже, і індуктивність зростають пропорційно збільшенню опору бази. Це впливає з виразу (2.79). З цього ж графіка очевидно, що активна складова в області значень опору бази (>225 Ом) має мінімальне значення, що еквівалентно максимальному значенню добротності даної системи. Підключення ємності до вхідних затисків у випадку від'ємного значення активної складової дозволяє створити генератор синусоїдальних коливань, амплітуда коливань якого визначається величиною від'ємного опору.

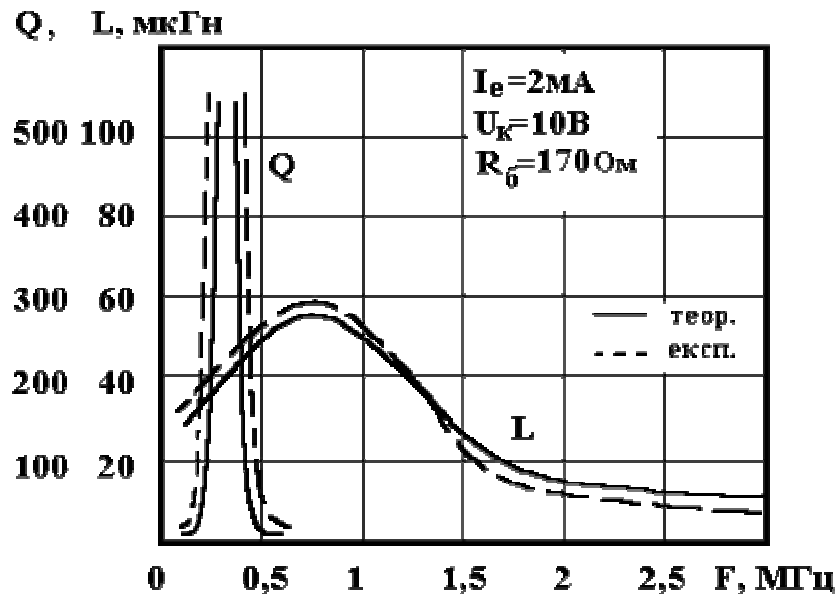


Рис. 2.42. Експериментальна та розрахункова залежності індуктивності і добротності складового транзистора від частоти

Індуктивність і добротність практично не залежать від зміни напруги на колекторі, оскільки ця зміна не викликає істотних змін параметрів, що входять у вирази (2.78) і (2.79).

Недоліком індуктивного елемента на основі складового транзистора є його температурна нестабільність. Такі важливі його характеристики, як індуктивність і добротність залежать від температури. Майже всі параметри, що входять у формули (2.78) і (2.79), залежать від температури, але найбільшу зміну зазнають r_{e1} , r_{e2} , α_o і f_α . Зміна базового опору транзисторів позначається в меншому ступені, тому що величина зовнішнього базового опору є достатньо великою. Із збільшенням температури емітерний опір r_{e1} , r_{e2} різко зростає, що викликає зростання активної складової вхідного опору і, отже, зменшення добротності. Величина індуктивності із

збільшенням температури змінюється в силу тих же причин. Це приводить до зміни резонансної частоти при постійній величині ємності контуру.

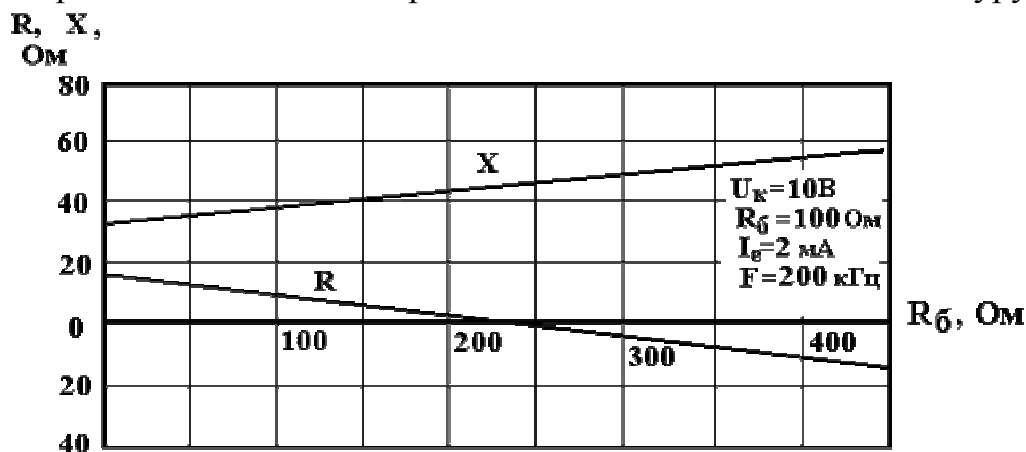


Рис. 2.43. Залежність активної і реактивної складових повного опору складового транзистора від зміни опору в колі бази

Температурну нестабільність можна послабити відповідним добром величини R_b і струму емітера, але повністю компенсувати її не вдається. У зв'язку з цим для стабілізації температурних характеристик L і Q у колі бази включалися спеціальні напівпровідникові опори з від'ємним температурним коефіцієнтом. На рис. 2.44 наведена залежність добротності від температури для германієвого складового транзистора, отриманого на базі транзистора типу МП15. З графіка видно, що температурну стабільність вдається здійснити до $+60^\circ\text{C}$.

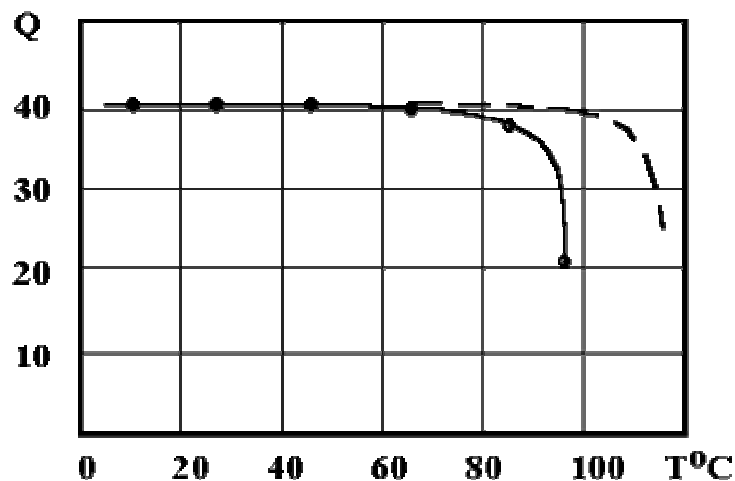


Рис. 2.44. Залежність добротності від температури для транзистора МП15

Без температурної стабілізації добротність починає зменшуватися з $+40^\circ\text{C}$. На рис. 2.45 наведена залежність добротності від температури для кремнієвого складового транзистора, створеного на базі транзистора КТ209. Температурна стабілізація дозволяє працювати кремнієвим індуктивним елементам до $+90^\circ\text{C}$. Резонансна частота контурів з індуктивними елементами

на основі кремнієвих і германієвих складових транзисторів залежить від температури. Зі збільшенням температури зменшується резонансна частота. Використання напівпровідникових термостабілізуювальних опорів у колі бази дозволяє підтримати незмінною резонансну частоту для германієвих індуктивностей до $+60^{\circ}\text{C}$, а для кремнієвих – до $+90^{\circ}\text{C}$.

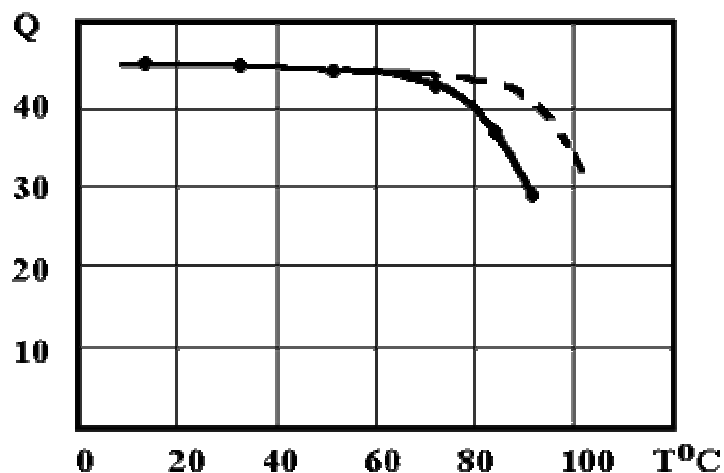


Рис. 2.45. Залежність добротності від температури для транзистора КТ209

2.24. Реактивний транзистор

Одним із методів підвищення добротності індуктивного транзистора є включення додаткової ємності між базовим опором і емітером при відповідному виборі режиму живлення транзистора з постійного струму. Даний метод є більш простим у порівнянні з методом, що використовує від'ємний опір для компенсації втрат енергії на активному опорі за рахунок ефекту лавинного множення носіїв струму на колекторному переході. Він не потребує спеціальних технологічних операцій при виготовленні індуктивного елемента. Схема індуктивного транзистора з додатковою ємністю для змінного струму подана на рис. 2.46 [6]. На основі цього кола еквівалентна схема буде мати вигляд, показаний на рис. 2.47.

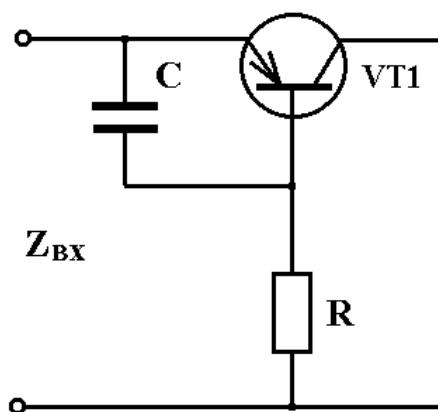


Рис. 2.46. Електрична схема транзистора з додатковою ємністю

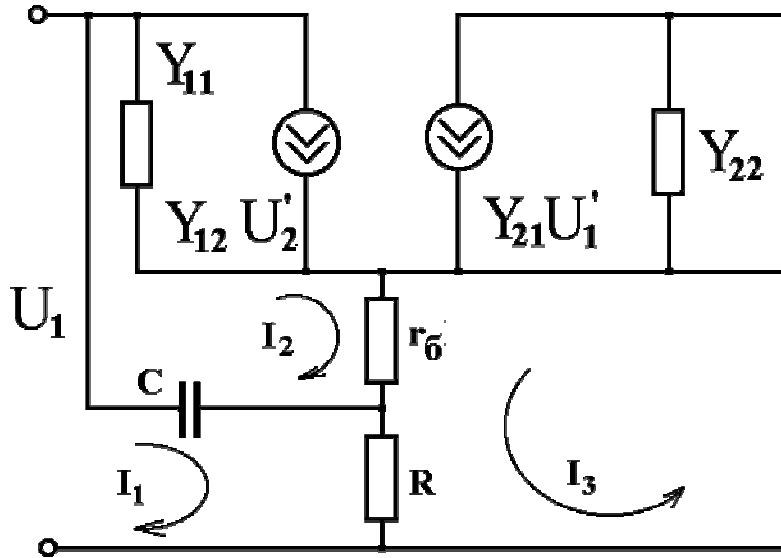


Рис. 2.47. Еквівалентна схема транзистора з додатковою ємністю в колі бази

Відповідно до обраних напрямків струмів систему рівнянь Кірхгофа можна записати в такому вигляді:

$$\begin{aligned}
 U_1 &= \left(R + \frac{1}{j\omega C} \right) I_1 - \frac{1}{j\omega C} I_2 + R I_3, \\
 0 &= -\frac{1}{j\omega C} I_1 + \left(r_6 + \frac{1}{j\omega C} + \frac{1}{Y_{11}} \right) I_2 + r_6 I_3 - \frac{Y_{12} U_2'}{Y_{11}}, \\
 0 &= R I_1 + r_6 I_2 + \left(\frac{1}{Y_{22}} + r_6 + R \right) I_3 - \frac{Y_{21} U_1'}{Y_{22}}.
 \end{aligned} \quad (2.83)$$

Для розв'язання системи рівнянь (2.83) визначимо значення

$$\begin{aligned}
 U_1' &= \frac{\frac{I_2}{Y_{11}} - \frac{Y_{12}}{Y_{22} Y_{11}} I_3}{1 - \frac{Y_{12} Y_{21}}{Y_{11} Y_{22}}} = \frac{I_2 Y_{22} - Y_{12} I_3}{\Delta Y}, \\
 U_2' &= \frac{I_3}{Y_{22}} - \frac{Y_{21}}{Y_{22}} \left(\frac{I_2 Y_{22} - Y_{12} I_3}{Y_{22} Y_{11} - Y_{12} Y_{21}} \right).
 \end{aligned} \quad (2.84)$$

Підстановка (2.84) у (2.83) приводить нас до такої системи рівнянь

$$\begin{aligned}
U_1 &= \left(R + \frac{1}{j\omega C} \right) I_1 - \frac{1}{j\omega C} I_2 + R I_3, \\
0 &= -\frac{1}{j\omega C} I_1 + \left(r_6 + \frac{1}{j\omega C} + \frac{1}{Y_{11}} + \frac{Y_{21}Y_{12}}{Y_{11}\Delta Y} \right) I_2 + \left(r_6 - \frac{Y_{12}}{Y_{11}Y_{22}} \left(1 + \frac{Y_{21}Y_{12}}{\Delta Y} \right) \right) I_3, \\
0 &= R I_1 + \left(r_6 - \frac{Y_{21}}{\Delta Y} \right) I_2 + \left(\frac{1}{Y_{22}} + r_6 + R + \frac{Y_{21}Y_{12}}{Y_{22}\Delta Y} \right) I_3.
\end{aligned} \tag{2.85}$$

Систему рівнянь (2.85) можна записати в більш компактній формі, зручній для подальших перетворень

$$\begin{aligned}
U_1 &= a_1 I_1 - a_2 I_2 + a_3 I_3, \\
0 &= -b_1 I_1 + b_2 I_2 + b_3 I_3, \\
0 &= c_1 I_1 + c_2 I_2 + c_3 I_3.
\end{aligned} \tag{2.86}$$

де

$$\begin{aligned}
a_1 &= R + \frac{1}{j\omega C}, & a_2 &= b_1 = \frac{1}{j\omega C}, & a_3 &= c_1 = R, \\
b_2 &= r_6 + \frac{1}{j\omega C} + \frac{1}{Y_{11}} + \frac{Y_{12}Y_{21}}{Y_{11}\Delta Y}, & b_3 &= r_6 - \frac{Y_{12}}{\Delta Y}, & c_2 &= r_6 - \frac{Y_{21}}{\Delta Y}, \\
c_3 &= \left(\frac{1}{Y_{22}} + r_6 + R \right) + \frac{Y_{21}Y_{12}}{Y_{22}\Delta Y}.
\end{aligned} \tag{2.87}$$

Розв'язання системи рівнянь (2.86) з урахуванням (2.87) дозволяє отримати значення повного вхідного опору з індуктивним характером

$$Z_{\text{вх}} = a_1 - a_2 \frac{c_1}{c_2} + \frac{b_1 c_2 - b_2 c_1}{b_3 c_2 - c_2 c_3} \left(\frac{a_2 c_3}{c_2} + a_3 \right). \tag{2.88}$$

Для визначення значень індуктивності і добротності необхідно знати активну і реактивну складові виразу (2.88). Для цього введемо такі позначення:

$$\begin{aligned}
b_2 &= A_3 + jA_4, \\
b_3 &= C_4 + jC_5, \\
c_2 &= D_3 + jD_4, \\
c_3 &= B_3 + jB_4.
\end{aligned} \tag{2.89}$$

Значення параметрів a_1, a_2, a_3 визначаються з (2.87). Таким чином, підставляючи (2.87) і (2.89) у (2.88) і провівши його поділ на дійсну і уявну частини отримаємо значення активної і реактивної складових

$$R_{ex} = R + \frac{(RX_c(D_3 + C_4) - A_4R + X_c^2 B_4)(A_4 B_3 + A_3 B_4 - C_4 D_4 - C_5 D_3)}{(A_3 B_3 - A_4 B_4 - C_4 D_3 + C_5 D_4)^2 + (A_4 B_3 + A_3 B_4 - C_4 D_4 - C_3 D_3)^2} - \frac{(A_3 B_3 - A_4 B_4 - C_4 D_3 + C_5 D_4)(RX_c(D_4 + C_5) + A_3 R^2 - X_c^2 B_3)}{(A_3 B_3 - A_4 B_4 - C_4 D_3 + C_5 D_4)^2 + (A_4 B_3 + A_3 B_4 - C_4 D_4 - C_3 D_3)^2}, \quad (2.90)$$

$$X_{ex} = -X_c + \frac{(A_4 B_3 + A_3 B_4 - C_4 D_4 - C_5 D_3)(RX_c(D_4 + C_5) + A_3 R^2 - X_c^2 B_3)}{(A_3 B_3 - A_4 B_4 - C_4 D_3 + C_5 D_4)^2 + (A_4 B_3 + A_3 B_4 - C_4 D_4 - C_3 D_3)^2} + \frac{(A_3 B_3 - A_4 B_4 - C_4 D_3 + C_5 D_4)(RX_c(D_3 + C_4) - A_4 R + X_c^2 B_4)}{(A_3 B_3 - A_4 B_4 - C_4 D_3 + C_5 D_4)^2 + (A_4 B_3 + A_3 B_4 - C_4 D_4 - C_3 D_3)^2}. \quad (2.91)$$

На рис. 2.48 наведені експериментальні і розрахункові залежності активної і реактивної складових вхідного опору від частоти. Хід реактивної складової повторює хід кривої реактивної складової для індуктивного транзистора. Спостерігається максимум реактивної складової, обумовлений частотними властивостями транзистора. Активна складова має мінімальне значення на певній частоті, що еквівалентно максимальному значенню добротності індуктивного опору при даних параметрах RC -кола в режимі живлення транзистора за постійним струмом. Порівняння експериментальних і теоретичних кривих показує їхній задовільний збіг.

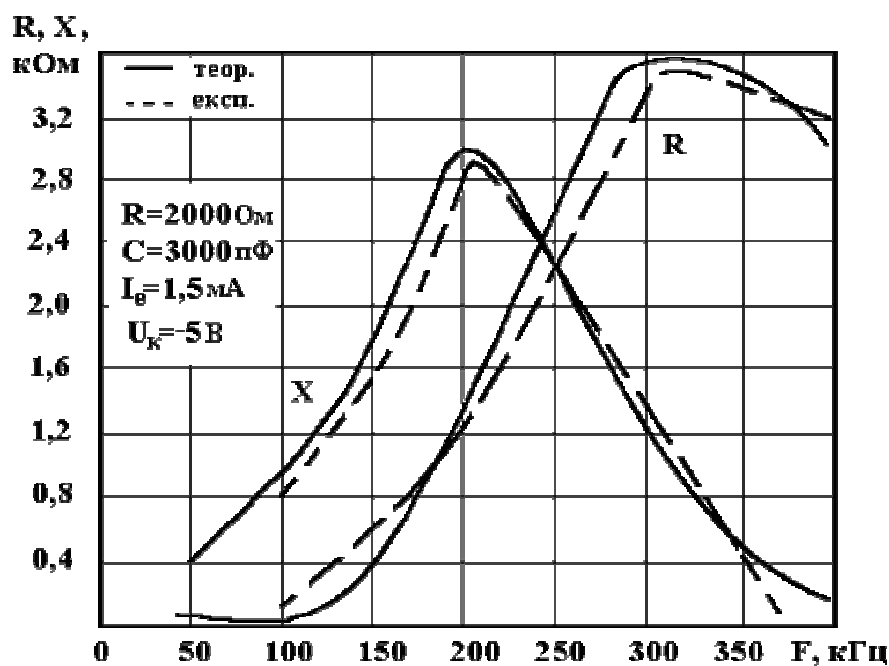


Рис. 2.48. Експериментальна і теоретична залежності активної і реактивної складових від частоти

Практичний інтерес викликає залежність індуктивності і добротності від зовнішнього базового опору і ємності. Відповідно до формули (2.91) індуктивність зростає зі збільшенням ємності й опору. Дійсно, це підтверджують експериментальні дослідження, подані на рис. 2.49 і 2.50. Добротність визначається постійною часу RC -кола, що приводить до додаткового фазового зсуву напруги стосовно струму, наявного в транзисторі, що збільшує добротність. У момент компенсації втрат енергії на активній частині повного вхідного опору, за рахунок додаткового фазового зсуву RC -кола, добротність різко зростає (рис. 2.49 і 2.50), схема самозбуджується і підключення ємності до зовнішніх затискачів дозволяє отримати генератор синусоїдальних коливань. Амплітуда вихідної напруги управляється струмом емітера і напругою на колекторі.

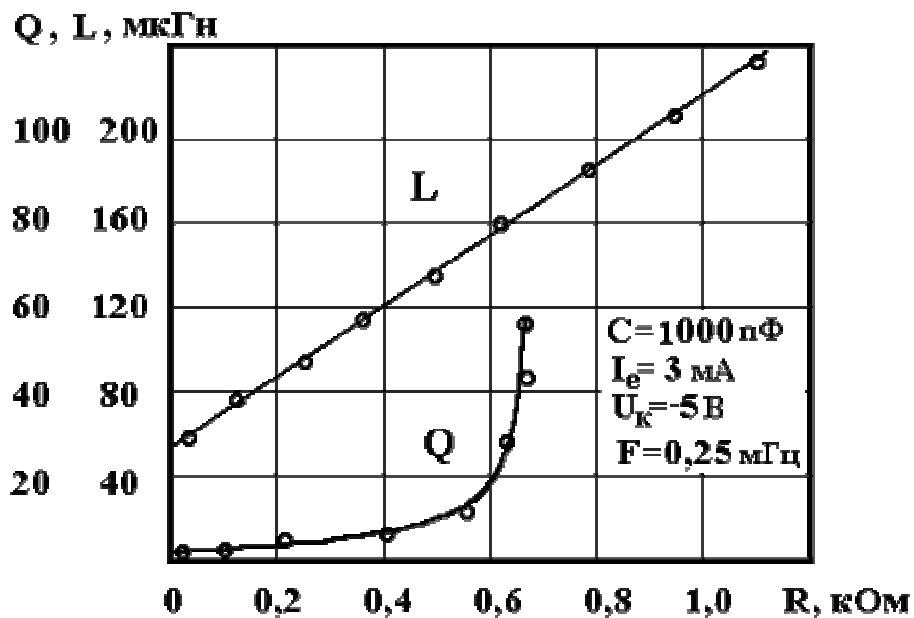


Рис. 2.49. Залежність індуктивності і добротності від опору RC -кола для транзистора КТ106

На рис. 2.51 подана залежність індуктивності від струму емітера. Із збільшенням струму емітера значення індуктивності зменшується, причому в області струмів від 1 до 2 міліампер спостерігається більш різка залежність. Зміна індуктивності зі струмом обумовлена зміною внутрішніх параметрів транзистора. Зі збільшенням струму емітера (рис. 2.52) добротність зростає. Це відбувається в результаті зменшення активної складової вхідного опору.

Як показали експериментальні дослідження (рис. 2.53), індуктивність і добротність залежать від напруги на колекторі. Із збільшенням колекторної напруги індуктивність зменшується, а добротність зростає. Це пояснюється впливом ємності колекторного переходу транзистора.

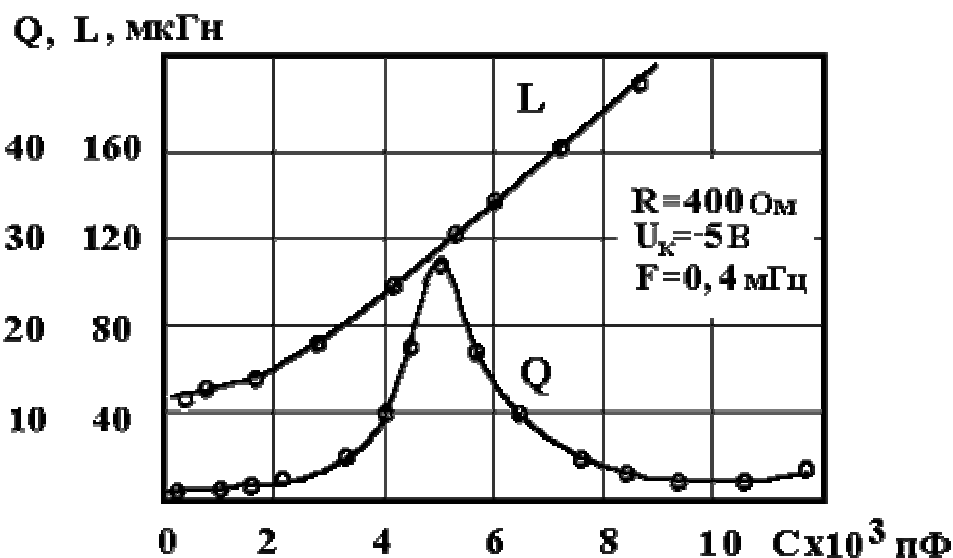


Рис. 2.50. Залежність індуктивності і добротності від опору RC -кола для транзистора МП42

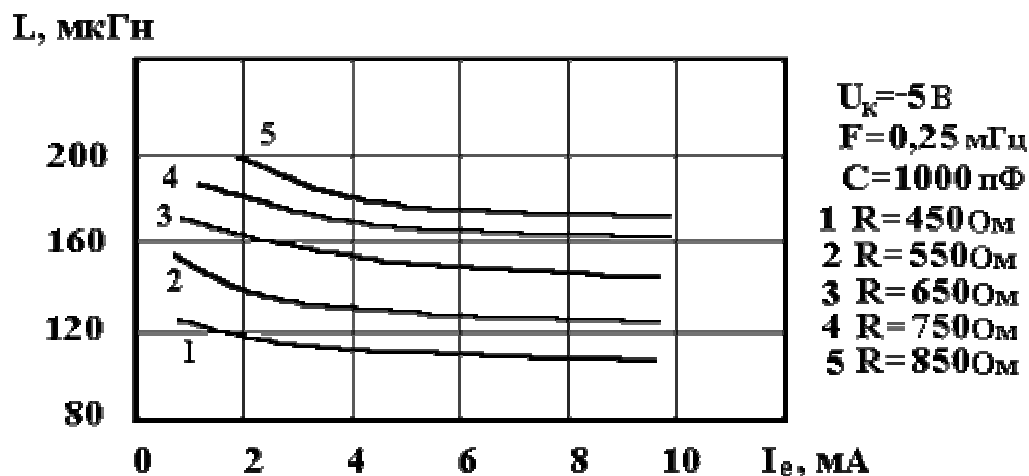


Рис. 2.51. Залежність індуктивності від зміни струму емітера (КТ106)

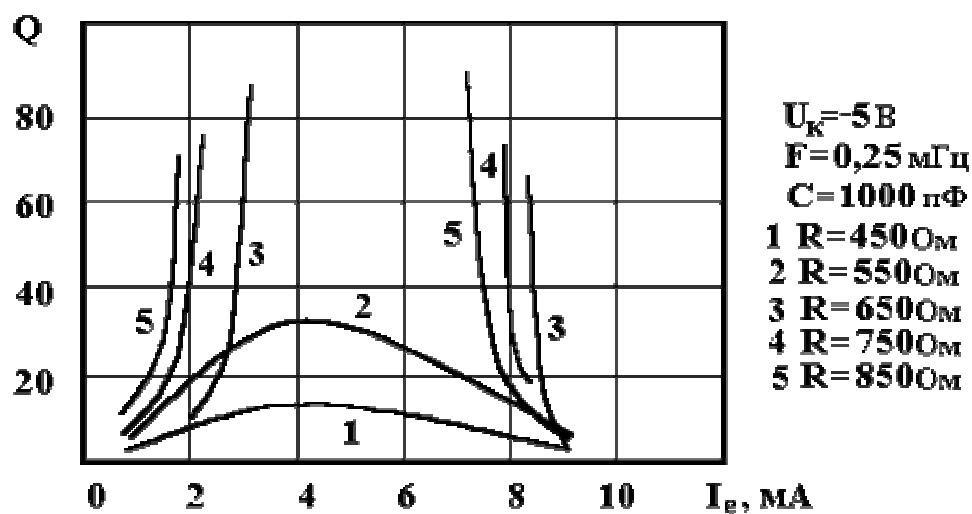


Рис. 2.52. Залежність добротності від зміни струму емітера (КТ106)

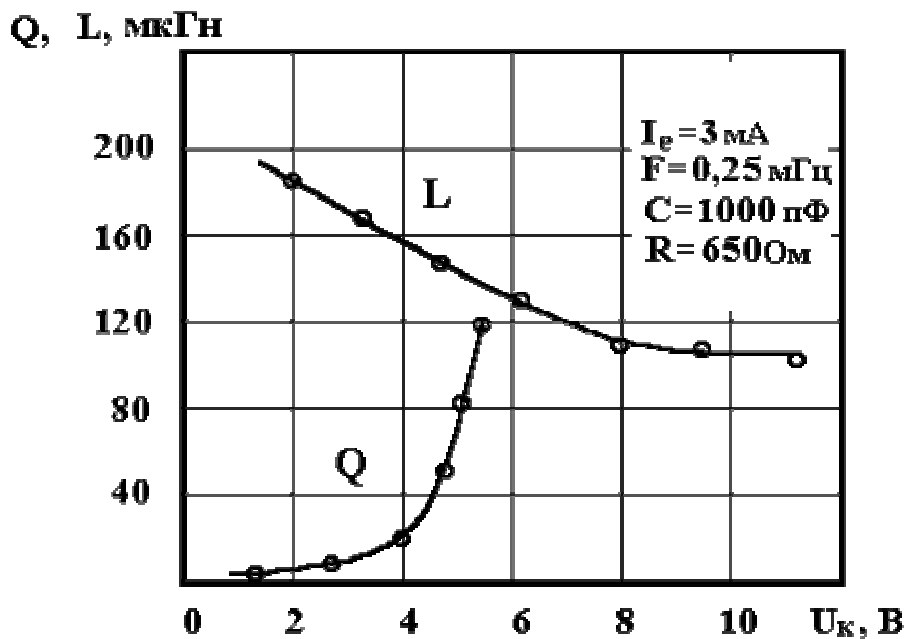


Рис. 2.53. Залежність індуктивності і добротності від зміни колекторної напруги (КТ106)

Зміна температури впливає на параметри індуктивного опору (рис. 2.54 і 2.55). Індуктивність має позитивний температурний коефіцієнт, зумовлений залежністю параметрів транзистора від температури. Добротність зменшується зі збільшенням температури за рахунок зростання опору емітерного переходу транзистора.

Розглядаючи в цілому індуктивний опір на основі транзистора з додатковою ємністю, можна сказати, що такому елементу характерна велика керованість параметрів в порівнянні з іншими напівпровідниковими індуктивними елементами.

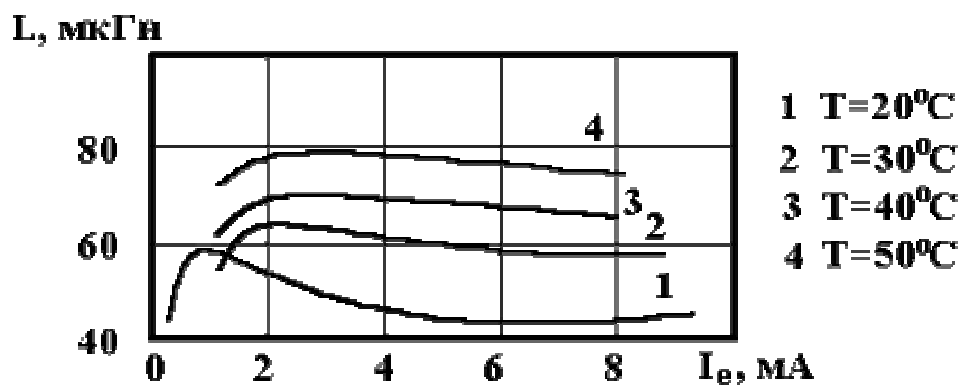


Рис. 2.54. Залежність індуктивності від зміни струму емітера при різних значеннях температури

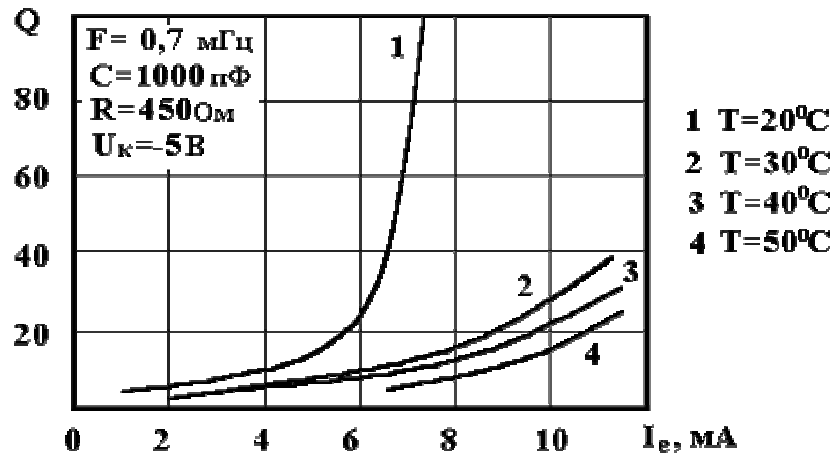


Рис. 2.55. Залежність добротності від зміни струму емітера при різних значеннях температури

2.25. Пристрої на основі індуктивного ефекту транзисторів

Напівпровідникові аналоги індуктивності на основі складового транзистора, транзистора з додатковою ємністю мають від'ємний опір. При компенсації втрат енергії в коливальному контурі за рахунок від'ємного опору аналога індуктивності в контурі можуть виникати синусоїдальні коливання.

Схема генератора на основі індуктивного транзистора з додатковою ємністю наведена на рис. 2.56 [7]. Коливальний контур утворений транзистором VT1 з додатковою ємністю C_2 і конденсатором C_1 . Опір R_1 разом із джерелом постійної напруги здійснює живлення транзистора за постійним струмом. Конденсатор C_3 здійснює коротке замикання кола бази з колектором за змінним струмом. При відповідному виборі R_1 , конденсатора C_2 і режиму живлення за постійним струмом в коливальному контурі виникають синусоїдальні коливання. Частота коливань визначається величиною індуктивності напівпровідникового аналога і значенням ємності конденсатора C_1 .

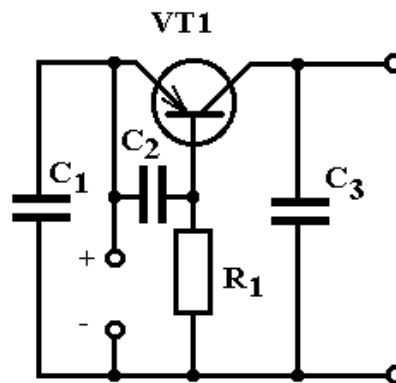


Рис. 2.56. Електрична схема генератора на індуктивному транзисторі з додатковою ємністю

На рис. 2.57 показані залежності вихідної напруги генератора від струму емітера. Як видно з графіків, із збільшенням струму емітера зростає величина вихідної напруги. Це пояснюється тим, що зростання струму емітера приводить до зменшення опору емітера, що рівнозначно зменшенню активного опору контуру. Втрати енергії в коливальному контурі зменшуються, і вихідна напруга, що знімається з контуру, зростає. Збільшення струму емітера приводить до зменшення величини індуктивності, внаслідок чого зростає резонансна частота (рис. 2.58). Зміна напруги на колекторі приводить до зміни резонансної частоти і вихідної напруги (рис. 2.59 і 2.60).

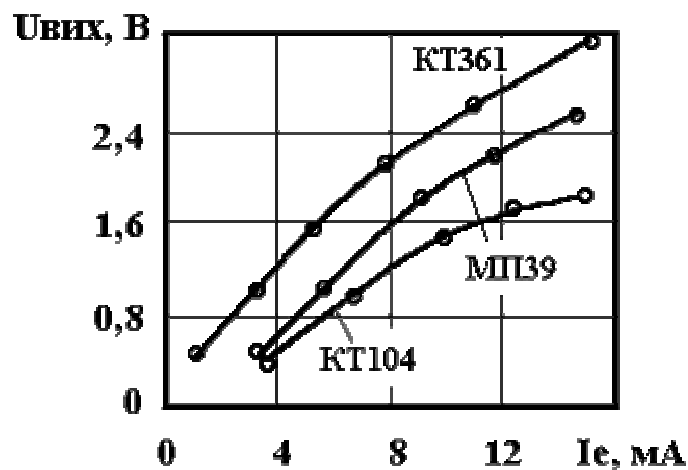


Рис. 2.57. Залежність вихідної напруги генератора від зміни струму емітера

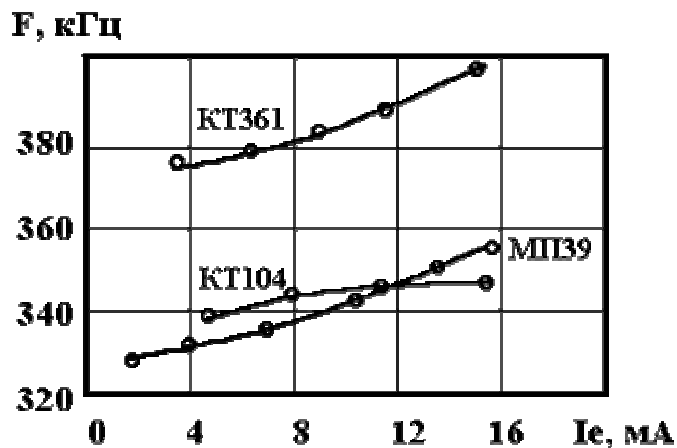


Рис. 2.58. Залежність резонансної частоти генератора від зміни струму емітера

На рис. 2.61 наведена залежність вихідної напруги від зміни величини додаткової ємності C_2 . Існує оптимальне значення ємності, при якій вихідна напруга має максимальне значення. Резонансна частота зі збільшенням ємності C_2 зменшується, тому що зростає величина індуктивності (рис. 2.62).

Збільшення базового опору приводить до зростання вихідної напруги (рис. 2.63). Для кожного типу транзисторів існує оптимальне значення R_2 , при якому вихідна напруга має максимальне значення. Збільшення опору приводить до зменшення резонансної частоти (рис. 2.64), тому що зростає величина індуктивності контуру. Потужність, створювана генератором такого типу, лежить у межах від десятих до декількох міліватів і управляється струмом емітера (рис. 2.65 і 2.66).

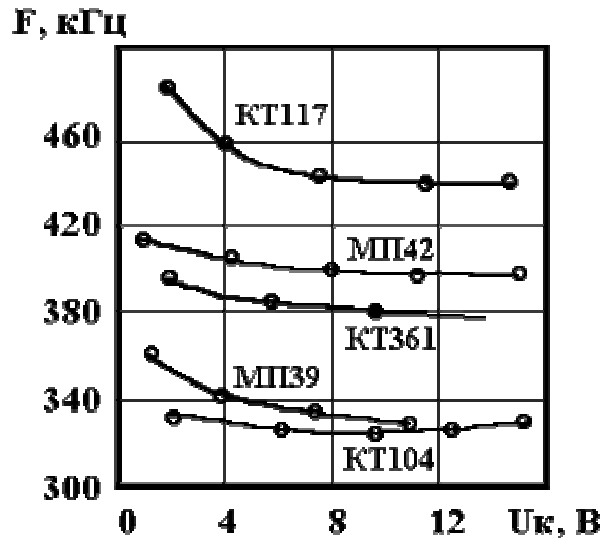


Рис. 2.59. Залежність резонансної частоти генератора від зміни напруги колектора

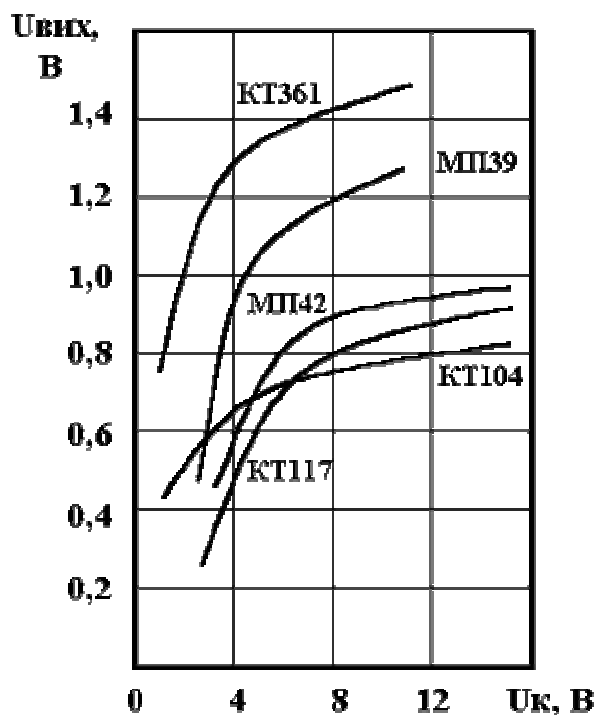


Рис. 2.60. Залежність вихідної напруги генератора від зміни колекторної напруги

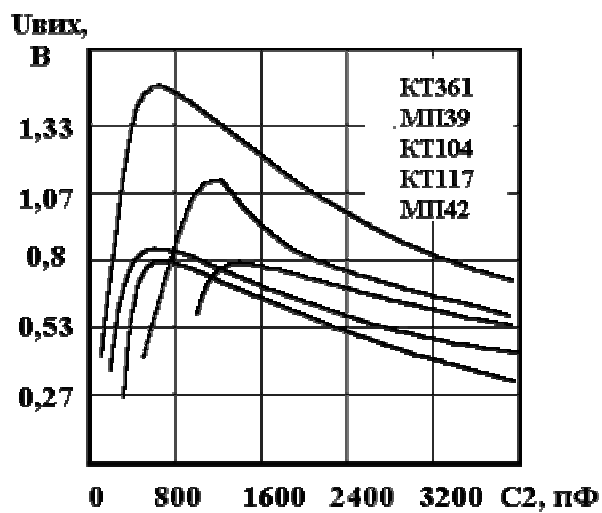


Рис. 2.61. Залежність вихідної напруги генератора від зміни величини додаткової ємності C_2

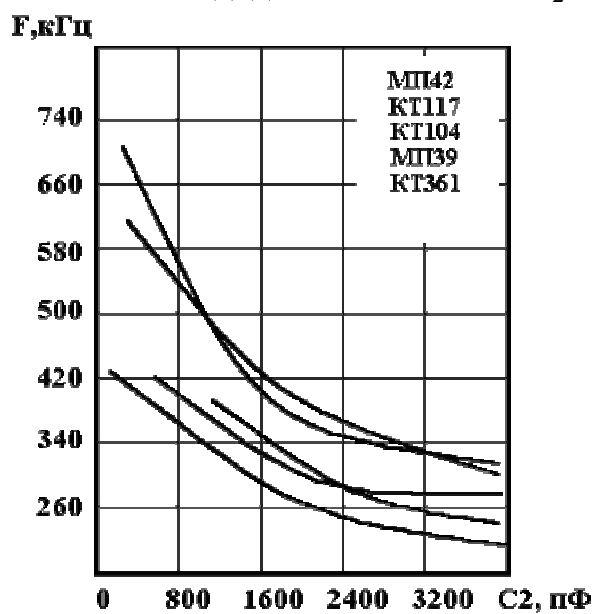


Рис. 2.62. Залежність резонансної частоти генератора від зміни величини додаткової ємності C_2

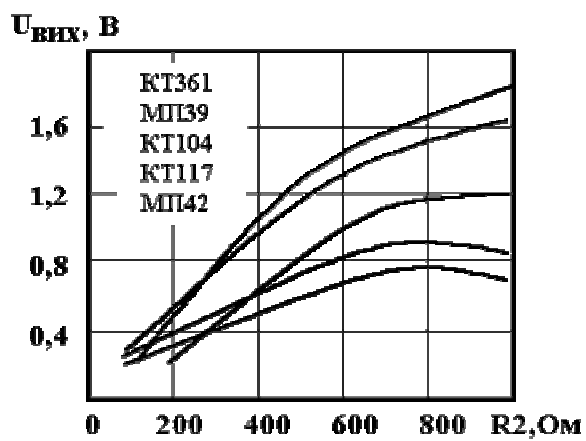


Рис. 2.63. Залежність вихідної напруги генератора від зміни величини опору в колі бази

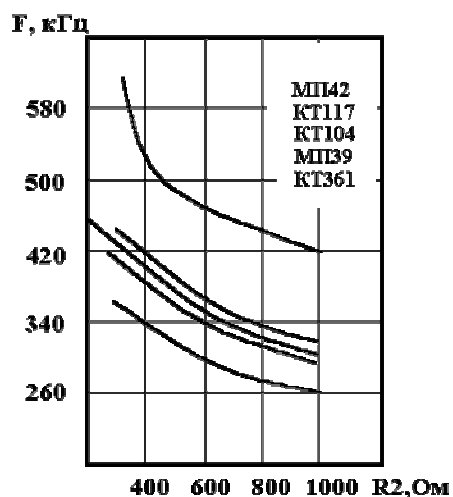


Рис. 2.64. Залежність резонансної частоти генератора від зміни величини опору в колі бази

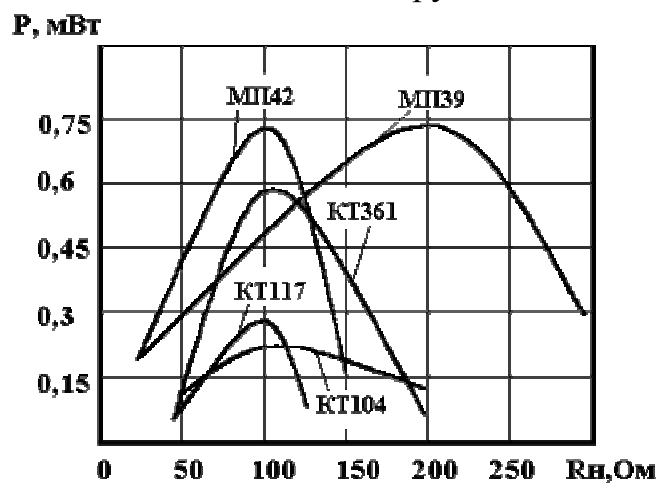


Рис. 2.65. Залежність вихідної потужності генератора від зміни величини опору в колі навантаження

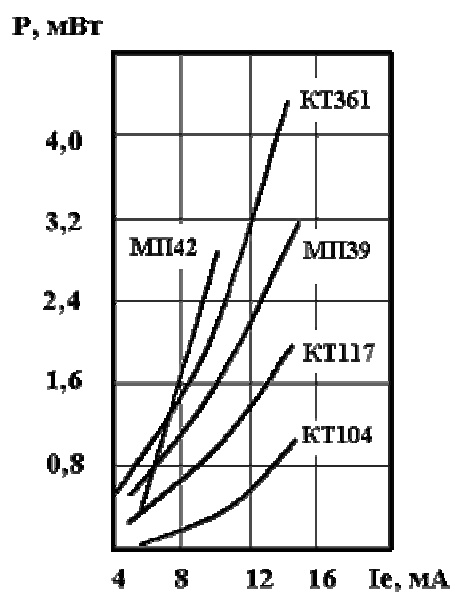


Рис. 2.66. Залежність вихідної потужності генератора від зміни струму емітера

Схема генератора синусоїдальних коливань на основі складового транзистора наведена на рис. 2.67 [7]. Він складається з підсилювача потужності, резонатора, що визначає частоту генерації, і кола зворотного зв'язку. Підсилювач утворений транзисторами VT1 і VT2. Вхідний опір складового транзистора в схемі із загальною базою має індуктивний характер і разом із ємністю C_1 утворить коливальний контур, що є резонатором. Для складового транзистора коефіцієнт підсилення за струмом у визначеному частотному діапазоні має значення більше одиниці, що приводить до позитивного значення коефіцієнта зворотного зв'язку.

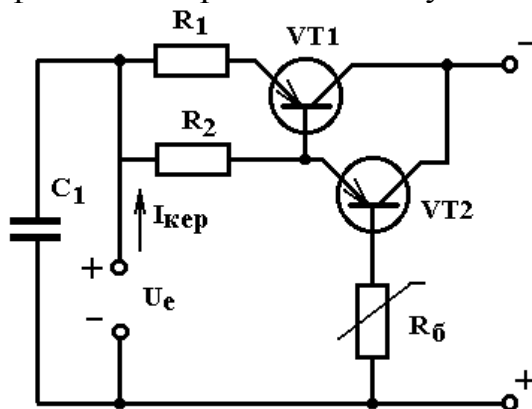


Рис. 2.67. Схема генератора на складовому транзисторі

Зворотний зв'язок за напругою виявляється в складовому транзисторі сильніше, ніж в одиночному і це значною мірою полегшує самозбудження схеми. Величина індуктивності складового транзистора визначається формулою (2.80). З даної формули видно, що існує можливість електричного регулювання частоти генерації і вихідної напруги. На рис. 2.68 подані графіки залежності частоти генерації і вихідної напруги від струму керування.

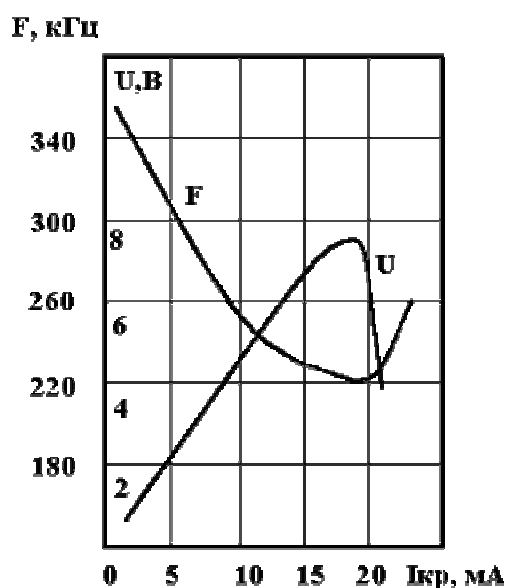


Рис. 2.68. Залежність резонансної частоти і вихідної напруги генератора від зміни струму керування

Як видно з графіків, існує оптимальна величина струму керування, при якій можна отримати максимальну вихідну напругу. Крива частоти генерації має точку мінімуму, що відповідає величині струму керування, при котрій спостерігається максимальна вихідна напруга. Перебудову частоти генератора і зміну величини вихідної напруги можна здійснити шляхом зміни зовнішнього базового опору R_6 .

На рис. 2.69 подані графіки залежності частоти генерації і вихідної напруги від зміни зовнішнього базового опору й опору навантаження. Частота генерації зменшується зі збільшенням опору R_6 , а вихідна напруга росте і досягає насичення при значеннях R_6 , більших 11 кОм. Це пояснюється тим, що зі збільшенням R_6 зменшується величина f_α , а це, у свою чергу, приводить до зменшення частоти генерації. Аналіз виразу (2.82) показує, що у визначеному частотному діапазоні регулюваннями R_6 можна домогтися мінімального значення активної складової, а це відповідає максимальному значенню добротності коливального контуру. Розрахунок схеми генератора не відрізняється від типових розрахунків транзисторних генераторів, за винятком параметрів коливального контуру, тому що в схемі генератора використовується не звичайна індуктивність, а напівпровідниковий аналог. Схема генератора (рис. 2.67) зібрана на транзисторах типу УКТ3107.

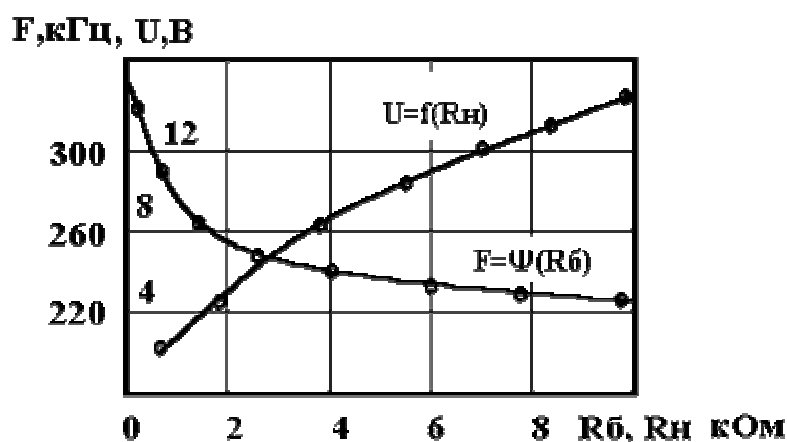


Рис. 2.69. Залежність резонансної частоти генератора від зміни опору в колі бази і вихідної напруги від опору навантаження

Режим транзисторів VT1 і VT2 за постійним струмом був таким: струм у колі емітера транзистора T_1 дорівнює 15 мА, а в колі емітера VT2 дорівнює 2,5 мА, напруга на колекторі – 11 В. Зовнішній базовий опір дорівнював 6 кОм. Цьому режиму відповідала частота генерації 760 кГц. При даній величині напруг живлення і опорів, схема генератора працювала в нормальному режимі, що відповідає синусоїдальній формі вихідної напруги. Описана схема генератора дозволяє отримати вихідну напругу 15 В у широкому діапазоні частот. Нестабільність частоти дорівнює $2 \cdot 10^{-3}$ [7, 32].

Контрольні питання

1. Поясніть фізичний механізм виникнення від'ємного опору у напівпровідникових діодів з широкою базою.
2. Поясніть принцип роботи пристроїв на основі S-діодів.
3. Як виникає спадна ділянка на вольт-амперній характеристиці лямбда-діодів?
4. Нарисуйте електричну схему і поясніть принцип роботи лямбда-транзисторів.
5. Який механізм роботи пристроїв на основі лямбда-діодів?
6. Поясніть принцип роботи діодних тиристорів у відкритому і закритому станах.
7. Принцип роботи тріодних тиристорів і визначення їх вольт-амперної характеристики.
8. Як працюють симетричні тиристири і визначте їх вольт-амперні характеристики?
9. Розкажіть способи вмикання і вимикання тиристорів.
10. Чим визначається максимальна робоча частота тиристорів?
11. Поясніть особливості конструкцій тиристорів?
12. Як виникає від'ємний опір в одноперехідних транзисторах?
13. Які умови необхідно виконати для роботи перемикачів і генераторів на основі одноперехідних транзисторів?
14. Нарисуйте конструкцію і поясніть принцип роботи лавинного транзистора.
15. Як визначаються індуктивність і добротність індуктивного транзистора?
16. Як створюється індуктивний складовий транзистор?
17. Чим відрізняється індуктивний транзистор від транзистора з додатковою ємністю?
18. Поясніть принцип роботи генераторів на основі індуктивних транзисторів.
19. Чим визначається потужність і робоча частота генераторів на основі індуктивних транзисторів?
20. Яким чином регулюється перебудова частоти генерації і вихідна потужність генераторів на основі індуктивних транзисторів?

3. НВЧ НАПІВПРОВІДНИКОВІ ПРИЛАДИ З ВІД'ЄМНИМ ОПОРОМ

3.1 Тунельні діоди

Тунельні діоди – напівпровідникові прилади, принцип роботи яких заснований на тунельному механізмі проходження носіїв заряду через потенціальний бар'єр р-п переходу, р- і п-області якого сильно леговані ($N_a = N_d = 10^{19} \text{ см}^{-3}$). У сильно легованих напівпровідниках, що отримали назву вироджених, рівень Фермі лежить на $5kT$ нижче стелі валентної зони для р-напівпровідників і на $5kT$ вище дна зони провідності для п-напівпровідників. Імовірність тунельного проходження потенціального бар'єра носіями заряду збільшується зі зменшенням його ширини, тому для створення тунельних діодів використовуються р-п переходи з вузьким шаром об'ємного заряду і сильним легуванням р- і п-областей.

Принцип роботи тунельного діода без прикладення зовнішньої напруги такий (рис. 3.1,а). Електрони з зони провідності напівпровідника п-типу тунельним способом переходять на вільні енергетичні рівні у валентній зоні напівпровідника р-типу. Аналогічна картина спостерігається і для електронів валентної зони р-напівпровідника, що тунелюють на вільні енергетичні рівні зони провідності п-напівпровідника. У зв'язку з відсутністю зовнішньої напруги зустрічні потоки електронів рівні між собою і сумарний струм через р-п перехід дорівнює нулю.

При подачі на р-п перехід напруги прямої полярності (рис. 3.1,б) зона провідності п-напівпровідника зміщується вгору відносно валентної зони р-напівпровідника, що відповідає розміщенню заповнених рівнів зони провідності п-області напроти вільних рівнів валентної зони р-області. Це сприяє збільшенню імовірності тунельних переходів електронів з п-області в р-область і зменшенню імовірності переходів електронів у зворотному напрямку. Тому струм через р-п перехід утворюють електрони, що переходять з п-області в р-область. Зі збільшенням прикладеної напруги зростає тунельний струм, який досягає свого максимального значення I_{max} (рис. 3.2) у випадку, коли заповнена частина зони провідності розташовується напроти незаповненої частини валентної зони.

Подальше збільшення напруги ($U_{\text{max}} < U < U_{\text{зал}}$) викликає зменшення взаємного перекриття цих частин зон, що приводить до зменшення тунельного струму до нульового значення (рис. 3.1,в). Таким напругам відповідає звичайний дифузійний чи рекомбінаційний струм через перехід (рис. 3.1 - штрихова лінія з початку координат). При напругах $U_{\text{зал}}$ струм збільшується за рахунок експонентного росту дифузійної складової струму р-п переходу.

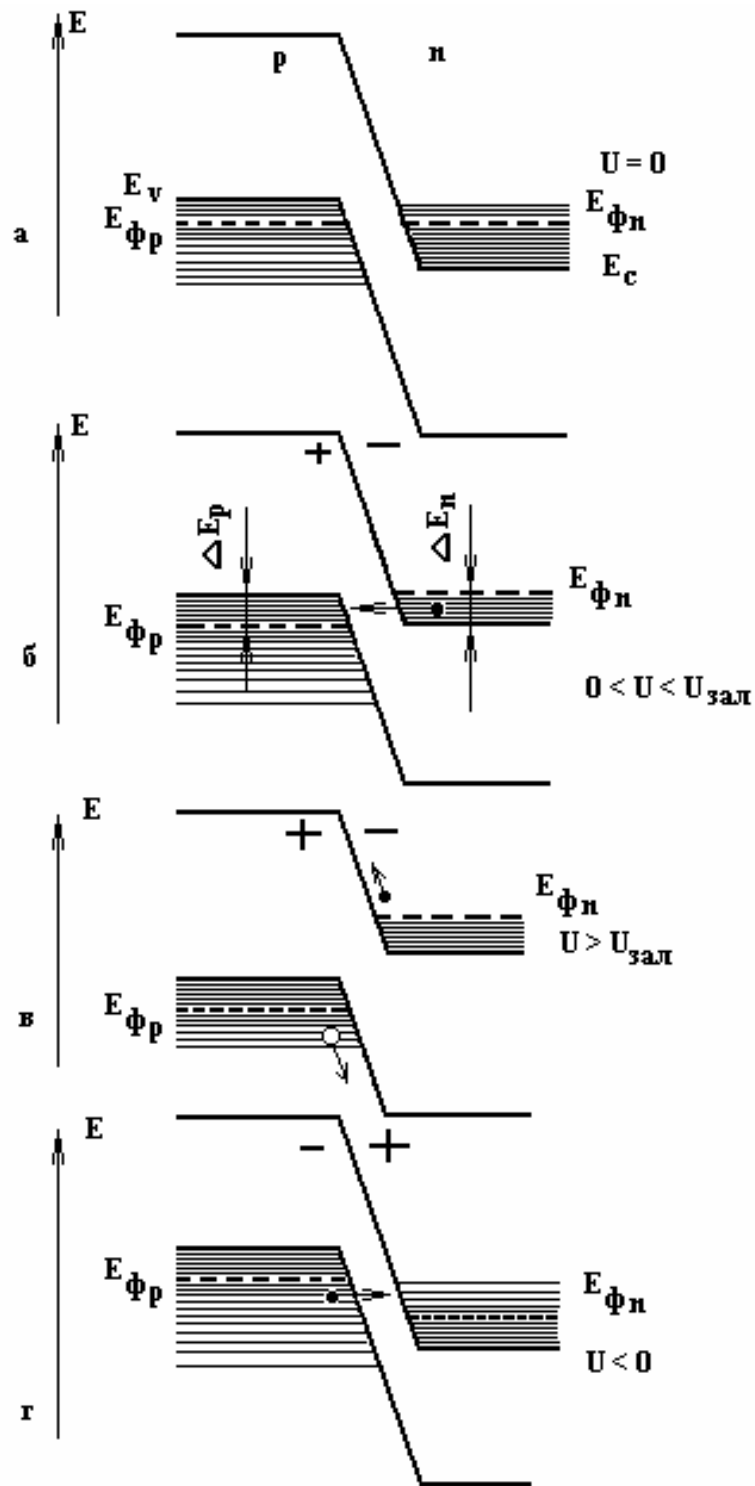


Рис. 3.1. Енергетична діаграма тунельного діода без напруги (а), при прямому (б, в) і при зворотному режимах роботи (г)

При зворотній полярності напруги на р-п переході (рис. 3.1,г) тунельний струм зростає зі збільшенням напруги, тому що все більша частина електронів валентної зони р-області тунельним шляхом переходить у зону провідності n-області.

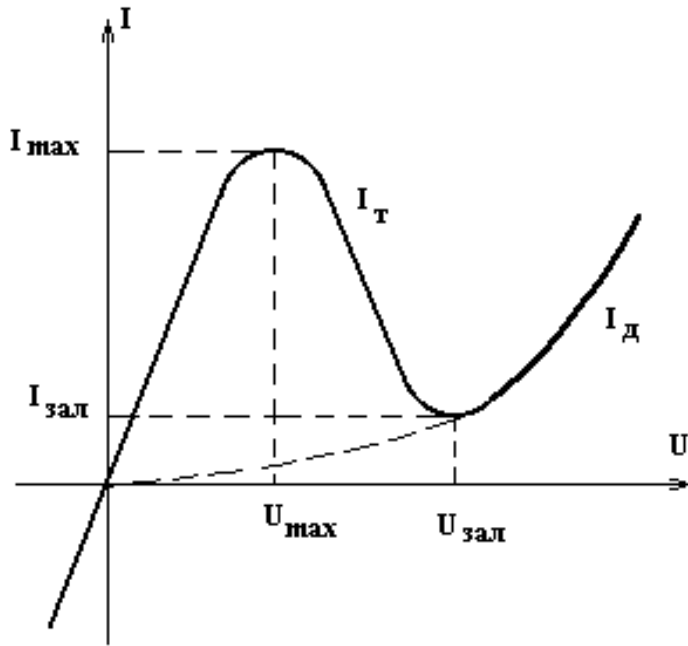


Рис. 3.2. Вольт-амперна характеристика тунельного діода

На прямій гілці вольт-амперної характеристики тунельного діода спостерігається ділянка диференційного від'ємного опору, на якій збільшенню напруги відповідає зменшення струму. Це пояснюється наявністю зворотного позитивного зв'язку за напругою в діоді: збільшення напруги викликає зменшення кількості тунельних електронів і збільшення опору р-п переходу. Внаслідок зростання опору р-п переходу все більша частина зовнішньої напруги буде падати на ньому, що викликає подальше зростання опору.

Тепер перейдемо до розгляду виведення вольт-амперної характеристики тунельного діода. Щільність струму електронів dj_{np} , що мають енергію в інтервалі dE і тунелюють з п-області в р-область, можна знайти, використовуючи метод визначення рухливих носіїв заряду в зоні провідності і валентній зоні. Для цього необхідно знати число вакансій у р-області, кількість електронів, що їх заповнюють, та імовірність тунелювання. Число електронів, що тунелюють з п-області, визначається добутком функції Фермі $f_n(E)$ на щільність квантових станів у цій області $g_n(E)$, а число вакансій у р-області – як $g_p(E)[1 - f_p(E)]$. Отже, можна записати

$$dj_{n-p} = AP_{np}f_n(E)g_n(E)[1 - f_p(E)]g_p(E)dE, \quad (3.1)$$

де A – постійний коефіцієнт, P_{pn} – імовірність тунелювання.

Щільність струму електронів з р-області в п-область знаходимо аналогічним чином:

$$dj_{p-n} = AP_{pn}f_p(E)g_p(E)[1-f_n(E)]g_n(E)dE. \quad (3.2)$$

Остаточна щільність струму через p-n перехід

$$dj = dj_{n-p} - dj_{p-n}. \quad (3.3)$$

Повний струм визначимо інтегруванням (3.3) за енергіями, причому вважаємо рівними імовірності тунелювання електронів $P_{np} = P_{pn}$, тоді

$$I = A_1 \int_E [f_n(E) - f_p(E)] g_n(E) g_p(E) dE, \quad (3.4)$$

де постійна A_1 складається з заряду електрона, площі p-n переходу і постійної A .

У загальному вигляді такий інтеграл не обчислюється, тому доводиться робити спрощення. Для цього скористаємося розкладанням функції виду e^x в ряд, у результаті отримуємо

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_f}{kT}}} \approx \frac{1}{2} + \frac{E - E_f}{4kT}, \quad (3.5)$$

$$f_p(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_f-E}{kT}}} \approx \frac{1}{2} + \frac{E_f - E}{4kT}. \quad (3.6)$$

Дане розкладення справедливе для не дуже вироджених напівпровідників, коли $E - E_f < 2kT$. Для щільності станів скористаємося

$$g_n(E) = 4\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2}$$

і

$$g_p(E) = 4\pi \left(\frac{2m_p^*}{h^2} \right)^{3/2} (E_V - E)^{1/2},$$

що, без врахування постійних, мають вигляд

$$g_n(E) \sim (E - E_C)^{1/2}, \quad (3.7)$$

$$g_p(E) \sim (E_V - E)^{1/2}. \quad (3.8)$$

Прикладення зовнішньої напруги зміщує рівень Фермі на величину qU ,

тоді

$$f_n(E) = \frac{1}{2} + \frac{E - (E_f + qU)}{kT}, \quad (3.9)$$

$$g_n(E) \sim (E - E_c - qU)^{1/2}. \quad (3.10)$$

Значення функцій $f_p(E)$ і $g_p(E)$ в цьому випадку залишаються без змін. Підставляючи (3.6), (3.8), (3.9) і (3.10) у (3.4), отримуємо

$$I = A_2 \int_{E_c + qU}^{E_v} \frac{qU}{4kT} (E - E_c - qU)^{1/2} (E_v - E)^{1/2} dE. \quad (3.11)$$

Проінтегрувавши (3.11), знайдемо залежність тунельного струму від напруги [3]:

$$I = A_3 U (\Delta E_n + \Delta E_p - qU)^2. \quad (3.12)$$

де ΔE_n і ΔE_p – енергетичні проміжки, що визначають положення рівня Фермі у відповідних зонах (див. рис. 3.1,б). Імовірність тунелювання електронів дуже слабо залежить від напруги в інтервалі від нуля до $U_{\max}$, тому вона входить у постійну A_3 . На підставі (3.12) визначаємо $U_{\max}$ при виконанні операції $\left. \frac{dI}{dU} \right|_{U=U_{\max}} = 0$, отже

$$U_{\max} = \frac{1}{3q} (\Delta E_n + \Delta E_p). \quad (3.13)$$

Експериментальні дослідження підтвердили справедливність (3.13). Еквівалентна схема тунельного діода зображена на рис. 3.3.

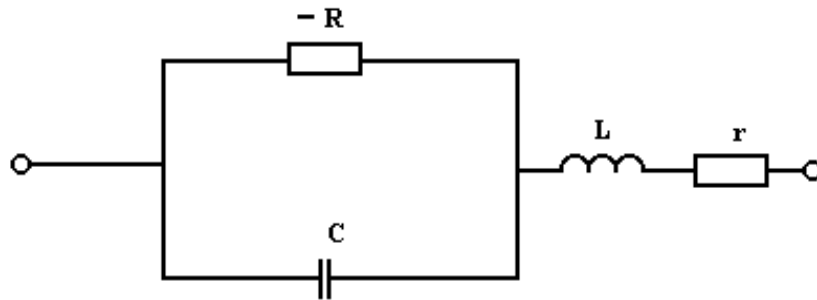


Рис. 3.3. Еквівалентна схема тунельного діода

В еквівалентну схему тунельного діода входять зарядна ємність C , диференційний від'ємний опір $(-R)$ р-п переходу, опір втрат r , індуктивності виводів L . Всі елементи ланцюга практично не залежать від частоти. Впливом дифузійної ємності нехтуємо, тому що швидкість переносу струму в тунельному діоді визначається часом релаксації ($10^{-12} \dots 10^{-13}$ с), що не обмежує частотні властивості приладу.

Визначимо повний опір діода на підставі еквівалентної схеми [33]:

$$Z = \left(r + \frac{-R}{1 + \omega^2 C^2 R^2} \right) + i \left(\omega L - \frac{\omega C R^2}{1 + \omega^2 C^2 R^2} \right). \quad (3.14)$$

Прирівнявши до нуля дійсну частину (3.14), знайдемо граничну частоту:

$$\omega_n^2 = \frac{1}{R^2 C^2} \left(\frac{R}{r} - 1 \right), \quad (3.15)$$

а резонансну частоту визначимо на підставі рівності нулю уявної складової (3.36):

$$\omega_p^2 = \frac{1}{LC} \left(1 - \frac{L}{R^2 C} \right). \quad (3.16)$$

При виконанні умов $\omega_p > \omega_n$ і $\omega_n \gg \omega$ (ω – кругова робоча частота) тунельний діод працює в області від'ємних опорів. Для збільшення значень ω_p необхідно зменшувати величину індуктивності виводів.

Ступінь легування напівпровідника впливає на вольт-амперну характеристику тунельного діода. Наприклад, при зменшенні концентрації домішок у п-області прямий тунельний струм знижується через зменшення кількості електронів у зоні провідності п-напівпровідника. При певній концентрації домішки в п-області може відбутися зникнення максимуму на прямій гілці вольт-амперної характеристики (рис. 3.4), причому зворотний струм буде досить великим, тому що він визначається тунелюванням електронів з р-області в п-область. У цьому випадку робота діода подібна роботі звичайного діода, але в якого пряма і зворотна гілка помінялися місцями. Такі діоди отримали назву зворотних. У них спостерігається незначне падіння напруги в прямому напрямку і зберігаються високочастотні властивості тунельних діодів. Однак їхній недолік – невеликі значення допустимих зворотних напруг, тому вони знайшли застосування при роботі на малих сигналах як детекторні і змішувальні діоди у НВЧ діапазоні.

Тунельні і зворотні діоди виготовляються з германію й арсеніду галію через високу рухливість їхніх носіїв заряду в порівнянні з кремнієм, у

якого рухливість носіїв заряду різко зменшується з підвищенням ступеня легування.

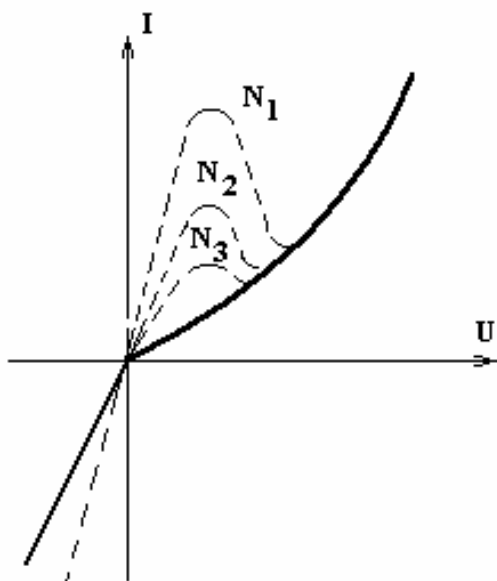


Рис. 3.4. Зміна вольт-амперної характеристики тунельного діода при різних концентраціях домішки ($N_1 > N_2 > N_3$) у n-області

Тунельний механізм перенесення струму можливий і в інших конструкціях напівпровідникових приладів, що дозволяють отримувати від'ємний диференційний опір. До них відноситься конструкція контакту сильно легованого напівпровідника з металом, розділеним шаром діелектрика (рис. 3.5,а).

У цій конструкції максимальне значення струму буде відповідати напрузі, при якій рівень Фермі в металі розташований напроти стелі валентної зони в напівпровіднику. Подальше збільшення напруги приводить до зменшення струму внаслідок росту висоти потенціального бар'єра, обумовленого різницею енергій дна зони провідності і рівня, з якого тунелюють електрони. При зворотній напрузі відбувається тунельний перехід електронів з валентної зони напівпровідника в метал, причому струм зростає зі збільшенням напруги, як і в тунельному діоді. Аналогічні процеси тунельного протікання струму спостерігаються в структурі, що складається з двох контактів типу метал-діелектрик-напівпровідник (рис. 3.5,б). Вольт-амперна характеристика N-типу є симетричною як при прямій, так і при зворотній напрузі. Якщо шар діелектрика дуже тонкий, то можливе тунельне проходження носіїв заряду з металу в метал.

Тунельні діоди знайшли широке застосування як перемикачі, підсилювачі і генератори надвисокочастотних коливань. При використанні діода як схеми переключення необхідно, щоб навантажувальна пряма перетинала вольт-амперну характеристику в трьох точках, а опір навантаження був більшим від'ємного диференційного опору.

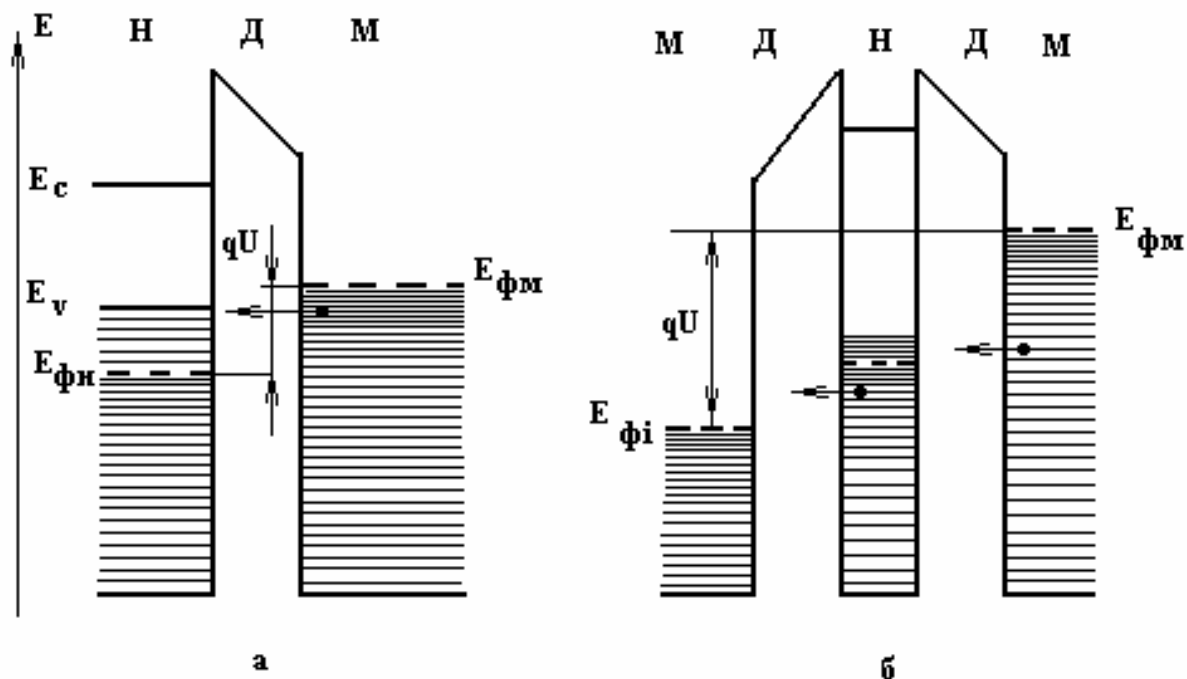


Рис. 3.5. Тунельний ефект у структурах: метал-діелектрик-напівпровідник (а), метал-діелектрик-напівпровідник-діелектрик-метал (б) [19]

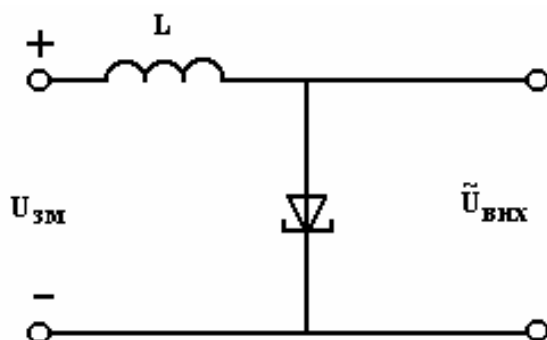


Рис. 3.6. Схема генератора на тунельному діоді

Схема генератора НВЧ коливань показана на рис. 3.6. Діоди на основі арсеніду галію, використовувані в генераторах, дозволяють отримувати при кращих температурних характеристиках амплітуду змінної напруги майже в 2 рази більшу в порівнянні з германієвими. Однак германієві тунельні діоди мають менший рівень власних шумів. Характер повного опору тунельного діода – ємнісний, тому при створенні генератора необхідно включати зовнішню індуктивність. Навантажувальний опір повинен бути меншим від'ємного, що відповідає перетинанню вольт-амперної характеристики з навантажувальною прямою в одній точці. Як навантажувальний опір використовується опір втрат діода й індуктивності.

3.2. Лавинно-прогонні діоди. Загальна характеристика, конструкції

Лавинно-прогонні діоди (ЛПД) являють собою конструкцію напівпровідникових діодів, принцип роботи яких засновано на виникненні від'ємного опору в діапазоні надвисоких частот, який утворюється внаслідок лавинного множення носіїв заряду та їх проходження через структуру напівпровідника. Утворення від'ємного опору пов'язано з запізненням в часі цих двох процесів, що приводить до фазового зсуву між струмом і напругою. Дійсно, лавина носіїв заряду формується не миттєво, а впродовж певного проміжку часу, так само як і дрейф лавини носіїв заряду через напівпровідник. Від'ємний опір виникає на тій частоті, коли півперіод коливань дорівнюватиме сумі часу утворення лавини носіїв заряду та їх дрейфу через напівпровідник. У лавинно-прогонному діоді при лавинному пробі в зворотно зміщеному р-n переході виникають надлишкові носії в області дрейфу, тобто в області, де носії заряду рухаються під впливом прикладеної напруги. Якщо розмір області дрейфу обраний правильно, то надлишкові носії проходять через неї протягом негативного півперіоду напруги змінного струму. Далі струм збільшується при зменшенні напруги. При цьому існує свого роду від'ємна провідність, яку можна використовувати в об'ємному резонаторі для генерації НВЧ коливань.

Процеси утворення від'ємного опору в діодних та транзисторних структурах за рахунок прогонного механізму вперше були розглянуті в 1954 році німецьким вченим В. Шотткі. В 1959 році група вчених під керівництвом О.С. Тагера розробила лавинно-прогонні діоди в Російській Федерації.

Основні конструкції лавинно-прогонних діодів, які отримали практичне застосування, мають структуру: $p^+ - n - i - n^+$ (діод Ріда), $p^+ - n - n^+$ (різкий несиметричний р-n перехід), $p^+ - p - n - n^+$ (діод з двома дрейфовими областями), $p^+ - n - n_1 - n^+$ (діод з двошаровою базою), $p^+ - n - n_1 - n^+$ (діод з тришаровою базою), $p - i - n$ діод.

Іншим приладом на прогонному ефекті є інжекційно-прогонний діод (ІПД). Оскільки в ІПД немає запізнювання, зв'язаного з кінцевим часом наростання лавини, передбачається, що ці прилади будуть генерувати менші потужності при більш низькому ККД у порівнянні з лавинно-прогонними діодами. З іншої сторони, шум, зв'язаний з інжекцією носіїв заряду через бар'єр, менший лавинного шуму ЛПД. Низький рівень шуму і гарна стабільність дозволяють застосовувати ІПД як гетеродин. Інклекційно-прогонні діоди мають більшу потужність і меншу величину мінімального сигналу, чим ЛПД або прилади на ефекті міждолинного переходу електронів при їхньому використанні як доплерівські детектори. Схожим до інжекційно-прогонного діода є двошвидкісний прогонний діод (ДШПД), у якому швидкість носіїв в одному контакті значно менша, ніж в іншому. За теоретичними оцінками ці прилади мають більш високий ККД у порівнянні з інже-

кційно-прогонними діодами, оскільки в ДШПД є додаткове запізнювання на час прольоту області, у якій швидкість носіїв відносно низька.

Схожим з ЛПД приладом є також прогонний діод із захопленням об'ємним зарядом лавини. Робоча частота цього приладу набагато менша пролітної, а ККД значно вищий, ніж у ЛПД. У результаті теоретичних досліджень було встановлено, що при роботі в режимі великого сигналу лавинний процес починається в області високого поля, а потім швидко поширюється на весь зразок, у результаті чого останній заповнюється високوپровідною електронно-дірковою плазмою, просторовий заряд якої знижує напругу на діоді до дуже малих величин. Оскільки плазма не може бути швидко виведена з приладу, цей режим роботи названий режимом із захопленням об'ємним зарядом лавини. Прогонні діоди з захопленням об'ємним зарядом лавини застосовуються в імпульсних передавачах і в радарх з фазними ґратками.

Конструкція ЛПД. Лавинно-прогонні діоди зазвичай конструюються так, щоб вихідна потужність і ККД були максимальними. На рис. 3.7 показані деякі типові структури потужних ЛПД.

Діодна структура, зображена на рис. 3.7,а, отримана за допомогою подвійної епітаксії або дифузії в епітаксійний шар. Для зниження послідовного опору використовують n-підкладку. Товщину епітаксiального шару потрібно контролювати, щоб при пробі була відсутня область незмикання. При роботі на високих частотах навіть підкладка n-типу повинна бути досить тонкою (порядку декількох мікрометрів), щоб знизити втрати і вплив неоднорідностей через скін-ефект.

На рис. 3.7,б показаний ЛПД із бар'єром Шотткі, що являє собою прямий контакт метал-напівпровідник. Незважаючи на те, що розподіли електричного поля в структурах, показаних на рис. 3.7,а і б, схожі, діод з бар'єром Шотткі має ряд переваг. По-перше, напруженість електричного поля максимальна на металургійній границі розділу, і тому тепло, що виділяється, легко відводиться через металевий контакт. Діод може бути виготовлений у формі зрізаного конуса (рис. 3.7,б) з метою зниження впливу крайових ефектів, зв'язаних з великою напруженістю електричного поля і отриманням однорідної області лавинного пробію. По-друге, діод з бар'єром Шотткі можна створити при відносно низьких температурах, при яких не відбувається порушення високоякісної структури епітаксiального шару. Однак такі діоди мають істотний недолік. Справа в тому, що в присутності електронів і дірок високих енергій атоми напівпровідника можуть хімічно впливати на метал, що призводить до погіршення характеристик контакту.

Бар'єр Шотткі можна також використовувати в модифікованому діоді Ріда, якщо замість p^+ -шару нанести металевий контакт (рис. 3.7,в). Оскільки в бар'єрах Шотткі головну роль грають основні носії, ефект накопичення неосновних носіїв, що має місце в звичайних структурах Ріда, тут несуттєвий, а ККД може бути навіть вищим.

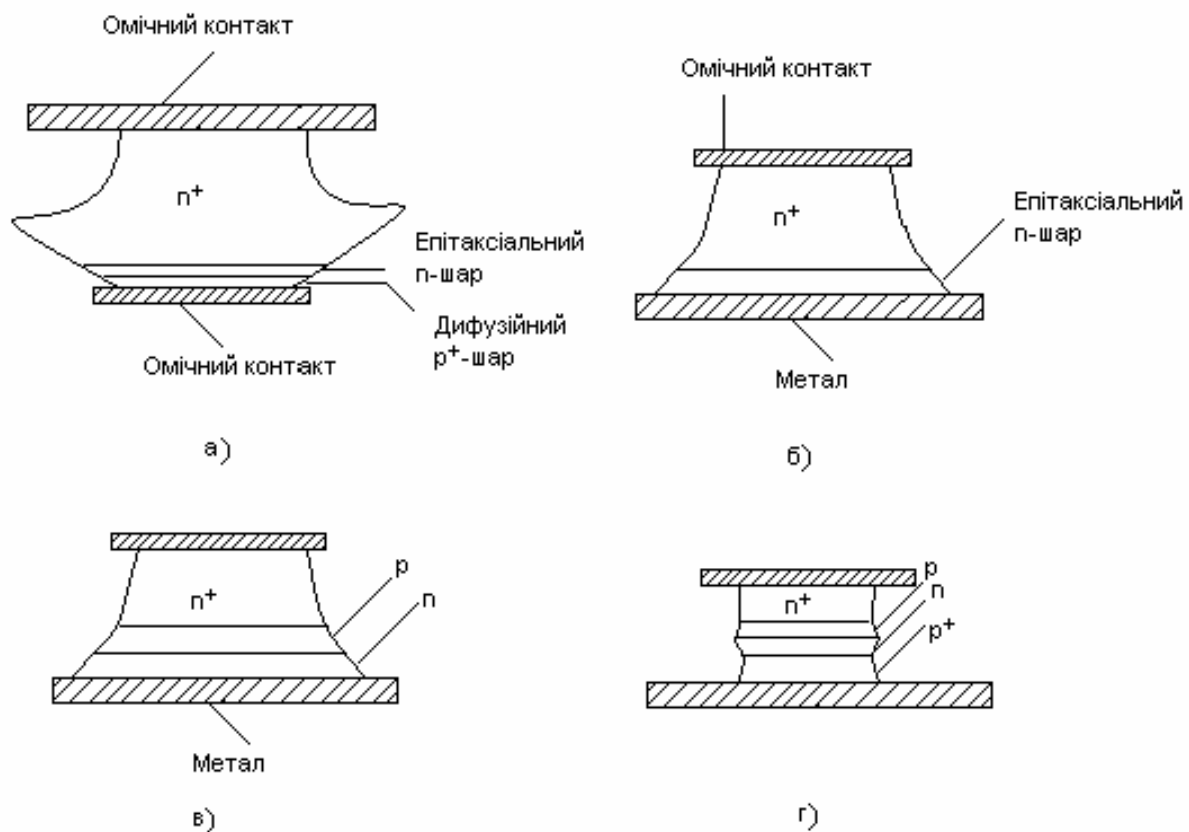


Рис. 3.7. Структури ЛПД: а – діод, створений за допомогою дифузії або подвійної епітаксії; б – бар'єр Шотткі; в – діод з двошаровою базою; г – діод з двома областями дрейфу, створений за допомогою іонної імплантації

Використовуючи модифіковані структури Ріда, можна отримати значно більші ККД у порівнянні зі звичайними діодами з постійним профілем домішки. Однак при виготовленні модифікованих діодів Ріда потрібний більш строгий контроль профілю домішки, щоб отримати прилад з потрібною частотною характеристикою. Метод самообмеженого анодного травлення використовується для зменшення товщини високолегованого шару (у діоді з двошаровою базою) і низьколегованого шару (у діоді з тришаровою базою) з метою отримання потрібної напруги пробою (тобто робочої частоти) [19, 30]. У більшості бар'єрів Шотткі на GaAs висота бар'єра велика, а зворотний струм насичення малий. Однак платина реагує з арсенідом галію при робочих температурах, утворивши $PtAs_2$ і викликаючи зміщення поверхні бар'єра. Це «введення» платини в арсенід галію змінює напругу пробою і приводить до деградації приладу. Ефект можна контролювати, якщо нанести на підкладку шар платини товщиною 200 – 500 Å з наступним нанесенням шару ртуті або танталу для обмеження реакції платини з арсенідом галію.

На рис. 3.7,г показана структура діода, створеного за допомогою методу іонної імплантації. У випадку легування бором або фосфором, які

найбільш часто використовуються при легуванні напівпровідників, глибина проникнення іонів складає 0,5 мкм/100 кеВ. Тому шар шириною 1 мкм можна легко отримати на установці для іонної імплантації з енергією іонів, рівною декільком сотням кілоелектронвольтів. Такі джерела використовуються при виготовленні ЛПД, що працюють у діапазоні міліметрових довжин хвиль. До переваг цього методу варто віднести можливість виготовлення структур із двома дрейфовими областями (рис. 3.7,г), у яких вихідна потужність та імпеданс, віднесені до одиничної площі, приблизно в 2 рази більші. Тому такі структури будуть генерувати великі вихідні потужності з більш високими ККД.

ЛПД можуть бути виготовлені методом молекулярно-променевої епітаксії. Оскільки при цьому можна контролювати рівень легування і товщину аж до атомних розмірів, передбачається, що даний метод виявиться досить корисним при створенні ЛПД, що працюють у міліметровому і субміліметровому діапазонах довжин хвиль [27].

ЛПД дуже надійні при роботі у високотемпературних умовах, якщо при їхньому виготовленні застосовується поліпшена технологія.

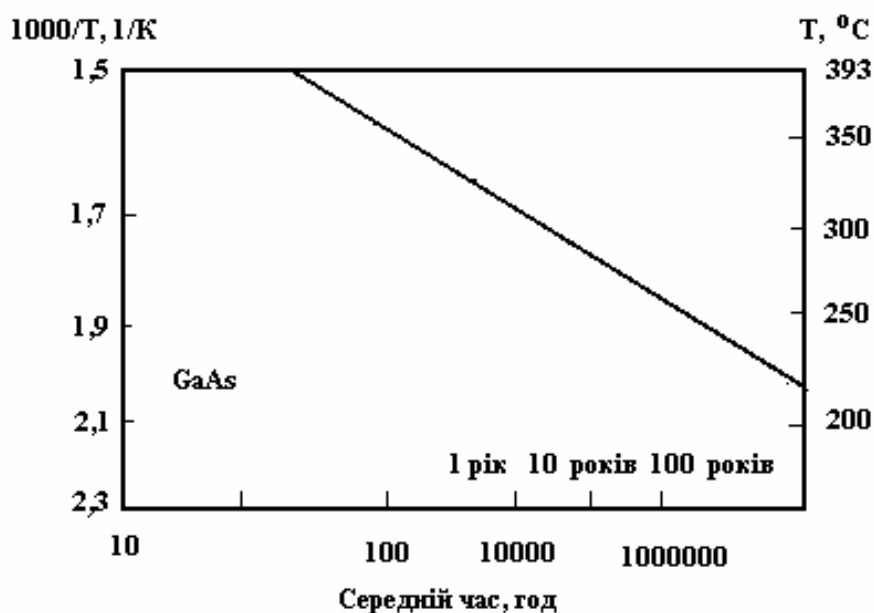


Рис. 3.8. Залежність середнього часу роботи GaAs-ЛПД до виходу з ладу від температури

На рис. 3.8 наведена залежність середнього часу роботи приладу до виходу з ладу від температури для ЛПД з арсеніду галію. Величина енергії активації, що стоїть в показнику експоненти цієї залежності, дорівнює 1,9 еВ. З екстраполяції цієї залежності випливає, що при робочих температурах у переході ~200 °С термін служби такого діода складе ~10⁷ год. [29].

3.3. Статичні характеристики лавинно-прогонних діодів

Основними представниками сімейства лавинно-прогонних діодів є діод Ріда, асиметричний різкий р-n перехід, симетричний р-n перехід (діод із двома дрейфовими областями), діод із двошаровою базою, діод із тришаровою базою (модифікований діод Ріда) і р-і-n діод. Розглянемо статичні характеристики цих діодів (розподіл електричного поля, напругу пробою та ефекти просторового заряду).

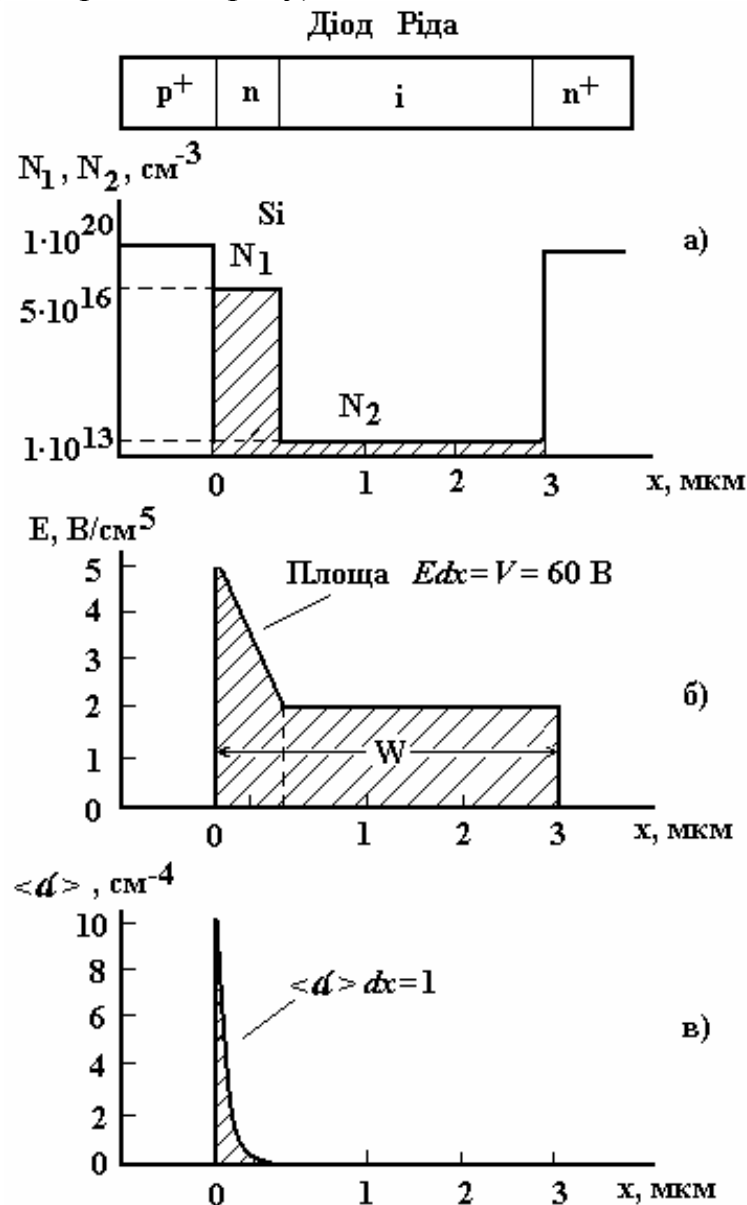


Рис. 3.9. Розподіл домішок (а), напруженості електричного поля (б) і ефективності коефіцієнта іонізації (в) при пробі в p^+ - n - i - n^+ діоді Ріда

На рис. 3.9 наведені розподіли домішок, електричного поля й ефективного коефіцієнта ударної іонізації в ідеалізованому діоді Ріда (p^+ - n - i - n^+ або n^+ - p - i - p^+ діоді) при пробі. Ефективний коефіцієнт ударної іонізації дорівнює

$$\langle \alpha \rangle = \alpha_n \exp \left[- \int_x^W (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right], \quad (3.17)$$

де α_n і α_p – коефіцієнти ударної іонізації електронів і дірок відповідно; W – ширина збідненої області.

Умову лавинного пробоя можна записати у вигляді

$$\int_0^W \langle \alpha \rangle dx = 1. \quad (3.18)$$

Через сильну залежність коефіцієнтів ударної іонізації від напруженості електричного поля область лавинного множення сильно локалізована, тобто, практично весь процес множення носіїв відбувається у вузькому шарі високого поля від 0 до x_A , де x_A – ширина області множення. Спадання напруги на області множення позначимо y_A . Нижче покажемо, що оптимальна щільність струму і максимальний ККД лавинно-прогонних діодів сильно залежать як від x_A , так і від y_A . Шар поза областю множення ($x_A < x < W$) називається областю дрейфу.

Існують два граничних випадки розподілу домішки в діодах Ріда. Якщо відсутня область з концентрацією домішки N_2 , то ми маємо різкий p^+ - n перехід. Якщо ж відсутня область з концентрацією N_1 , то діод Ріда вироджується в p - i - n діод, що іноді називають діодом Місави. В p - i - n діоді електричне поле однорідне у всій i -області при малих струмах. У цьому випадку область лавинного множення відповідає всій ширині шару власної концентрації.

Напруга пробоя. Для симетричних різких переходів напруга пробоя визначається рівністю

$$V_B = \frac{1}{2} \varepsilon_m W = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_m^2}{q N_B}, \quad (3.19)$$

де ε_m – величина максимальної напруженості електричного поля при $x=0$.

Якщо відома концентрація домішки, то напругу пробоя можна знайти з рівності (3.19). Зворотна напруга при пробойі дорівнює $V_B - V_{bi}$, де V_{bi} – контактна різниця потенціалів, причому $V_{bi} = (2kT/q) \ln(N_B/n_i)$ у випадку симетричних різких переходів.

Напруга пробоя і ширина збідненої області в діоді Ріда і діоді з двошаровою базою визначаються рівностями:

$$\begin{aligned}
V_B &= \left(\varepsilon_m - \frac{qN_1 b}{2\varepsilon_s} \right) b - \frac{1}{2} \left(\varepsilon_m - \frac{qN_1 b}{\varepsilon_s} \right) (W - b), \\
W &= \frac{\varepsilon_s \varepsilon_m}{qN_2} - b \left(\frac{N_1}{N_2} - 1 \right).
\end{aligned}
\tag{3.20}$$

Ширина збідненої області в діоді Ріда обмежена товщиною епітаксiального шару, що менше величини, обчисленої за допомогою рівності (3.20). Максимальна напруженість електричного поля при пробі в діоді Ріда або діоді з двошаровою базою з точністю до 1 % збігається з відповідною величиною для асиметричного різкого p^+ - n переходу з такою ж концентрацією домішки N_1 за умови, що ширина області лавинного множення $x_A < b$. Отже, напругу пробі можна знайти з рівності (3.20), використовуючи величину максимальної напруженості електричного поля.

У діоді з тришаровою базою при дуже вузькому шарі об'ємного заряду з високою концентрацією домішки напруга пробі і повна ширина збідненої області визначаються виразами

$$\begin{aligned}
V_B &= \varepsilon_m b + \frac{1}{2} \left(\varepsilon_m - \frac{qQ}{\varepsilon_s} \right) (W - b), \\
W &= \frac{\varepsilon_s}{qN_2} \left(\varepsilon_m - \frac{qQ}{\varepsilon_s} \right) + b,
\end{aligned}
\tag{3.21}$$

де Q – число атомів домішки на 1 см^2 у шарі об'ємного заряду.

Оскільки напруженість електричного поля приблизно постійна при $0 < x < b$, ефективний коефіцієнт ударної іонізації $\langle \alpha \rangle = 1/b$. Максимальну напруженість електричного поля можна знайти, якщо відома залежність коефіцієнта іонізації від поля.

Область лавинного множення та область дрейфу. В ідеальному p - i - n діоді область лавинного множення займає всю ширину шару власної концентрації. Однак у діодах Ріда і p - n переходах область множення носіїв заряду дуже вузька і розташована поблизу металургійної границі переходу. Внесок в інтеграл у виразі (3.18) швидко зменшується в міру віддалення x від металургійної границі. Тому має сенс визначити ширину області множення x_A таким чином, щоб при інтегруванні ефективного коефіцієнта іонізації від 0 до x_A отримати 95 % повної величини:

$$\int_0^{x_A} \langle \alpha \rangle dx = 0,95,
\tag{3.22}$$

а для діода Ріда, діода з двошаровою базою, асиметричного різкого p^+-n переходу і симетричних $p-n$ переходів при пробі

$$\int_{-x_A/2}^{x_A/2} \langle \alpha \rangle dx = 0,95.$$

На рис. 3.10 наведені залежності ширини області лавинного множення від концентрації домішки в діодах із кремнію і арсеніду галію, а також залежності ширини збідненої області в симетричних переходах. Через те, що в кремнії коефіцієнти іонізації різні ($\alpha_n > \alpha_p$), при однаковій концентрації домішки ширина області множення в n^+-p переході менша, ніж в p^+-n переході. У діоді Ріда або в діоді з двошаровою базою ширина області множення така ж, як і в асиметричному різкому $p-n$ переході, якщо концентрація домішки N_1 однакова.

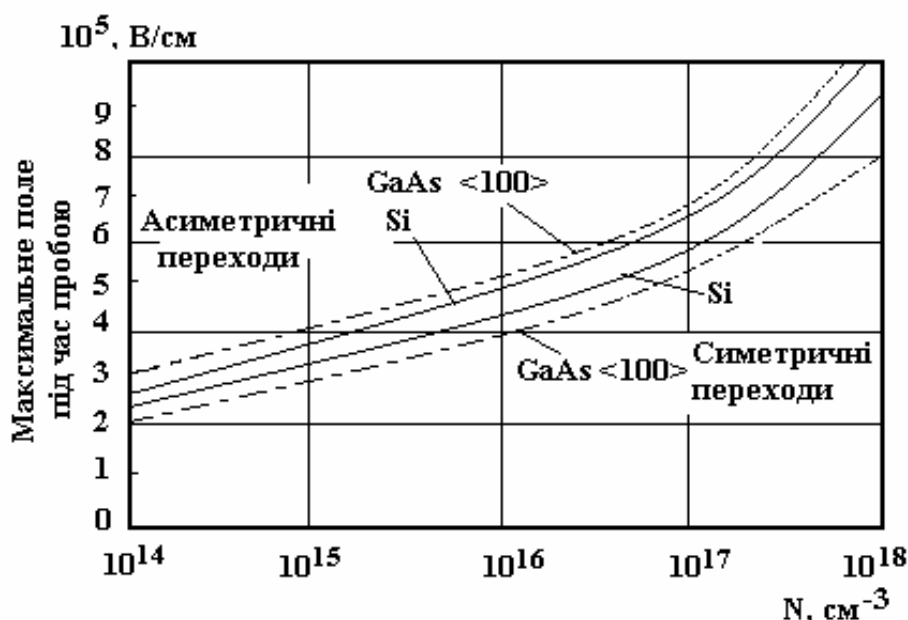


Рис. 3.10. Ширина області лавинного множення в переходах з кремнію і арсеніду галію і ширина області збіднення в залежності від концентрації домішки в симетричних переходах з Si і GaAs

Область дрейфу збігається зі збідненою областю, за винятком шару лавинного множення носіїв, або $x_A < x < W$. Найважливішою характеристикою області дрейфу є швидкість, з якою носії заряду пролітають через цю область. Час прольоту області дрейфу мінімальний при досить великій напруженості електричного поля, коли носії рухаються зі швидкістю насичення v_s . У кремнії напруженість електричного поля повинна перевищувати 10^4 В/см. В арсеніді галію поле може бути значно меншим ($\sim 10^3$ В/см).

У p -і- n діодах ця вимога виконується автоматично, тому що електричне поле при пробі приблизно однакове на всій довжині області власної

концентрації й істотно перевищує поле, необхідне для насичення швидкості. В діоді Ріда мінімальна напруженість електричного поля в області дрейфу дорівнює

$$\varepsilon_{\min} = \varepsilon_m - q[N_1 b + N_2(w - b)] / \varepsilon_s.$$

Вплив температури і об'ємного заряду носіїв. Напруга пробою і максимальні напруженості електричного поля, про які мова йшла вище, обчислюються при кімнатних температурах без врахування ефектів об'ємного заряду носіїв, розігріву і під час відсутності генерації. Однак при робочих умовах ЛПД зміщений в область лавинного пробою, і звичайно щільність струму дуже велика. Це приводить до помітного збільшення температури в переході і появи ефектів, зв'язаних з об'ємним зарядом носіїв.

Коефіцієнти іонізації електронів і дірок зменшуються при збільшенні температури. Тому при заданій концентрації домішки напруга пробою ЛПД буде зростати в міру того, як температура підвищується. Зі зростанням споживаної на постійному струмі потужності (добуток напруги на струм при зворотному зсуві) зростають як температура в переході, так і напруга пробою. Зрештою діод виходить з ладу в основному через сильний розігрів, що викликає локальні руйнування. Тому збільшення температури в *p-n*-переході накладає сильні обмеження на режим роботи діода. Для того, щоб запобігти збільшенню температури в приладі, потрібне гарне тепловідведення.

Об'ємний заряд генеруючих носіїв приводить до зміни напруженості електричного поля в збідненій області. Цей ефект викликає появу додаткового статичного опору, що позитивно для різких переходів і негативно для *p-i-n* діодів.

Спочатку розглянемо $p^+ - n - n^+$ діод з асиметричним різким переходом (рис. 3.11,а). Коли прикладена напруга V дорівнює напрузі пробою V_b , абсолютна величина напруженості електричного поля $|\varepsilon_x|$ максимальна в точці $x=0$ і дорівнює ε_m . Якщо припустити, що електрони рухаються в збідненій області зі швидкістю насичення v_s , то струм I дорівнює

$$I = v_s \rho A, \quad (3.23)$$

де ρ – щільність заряду носіїв; A – площа.

Зміну напруженості електричного поля $\Delta\varepsilon(x)$, зв'язану з об'ємним зарядом носіїв, можна знайти з рівності (3.23) і рівняння Пуассона

$$\Delta\varepsilon(x) \cong \frac{Ix}{A\varepsilon_s v_s}. \quad (3.24)$$

Якщо припустити, що всі носії генеруються в області множення шириною

x_A , то зміну напруги, зв'язану з об'ємним зарядом в області дрейфу $W - x_A$, можна знайти, проінтегрувавши $\Delta\varepsilon(x)$:

$$\Delta V_B \cong \int_0^{W-x} \frac{Ix}{A\varepsilon_s v_s} dx = I \frac{(W - x_A)^2}{2A\varepsilon_s v_s}. \quad (3.25)$$

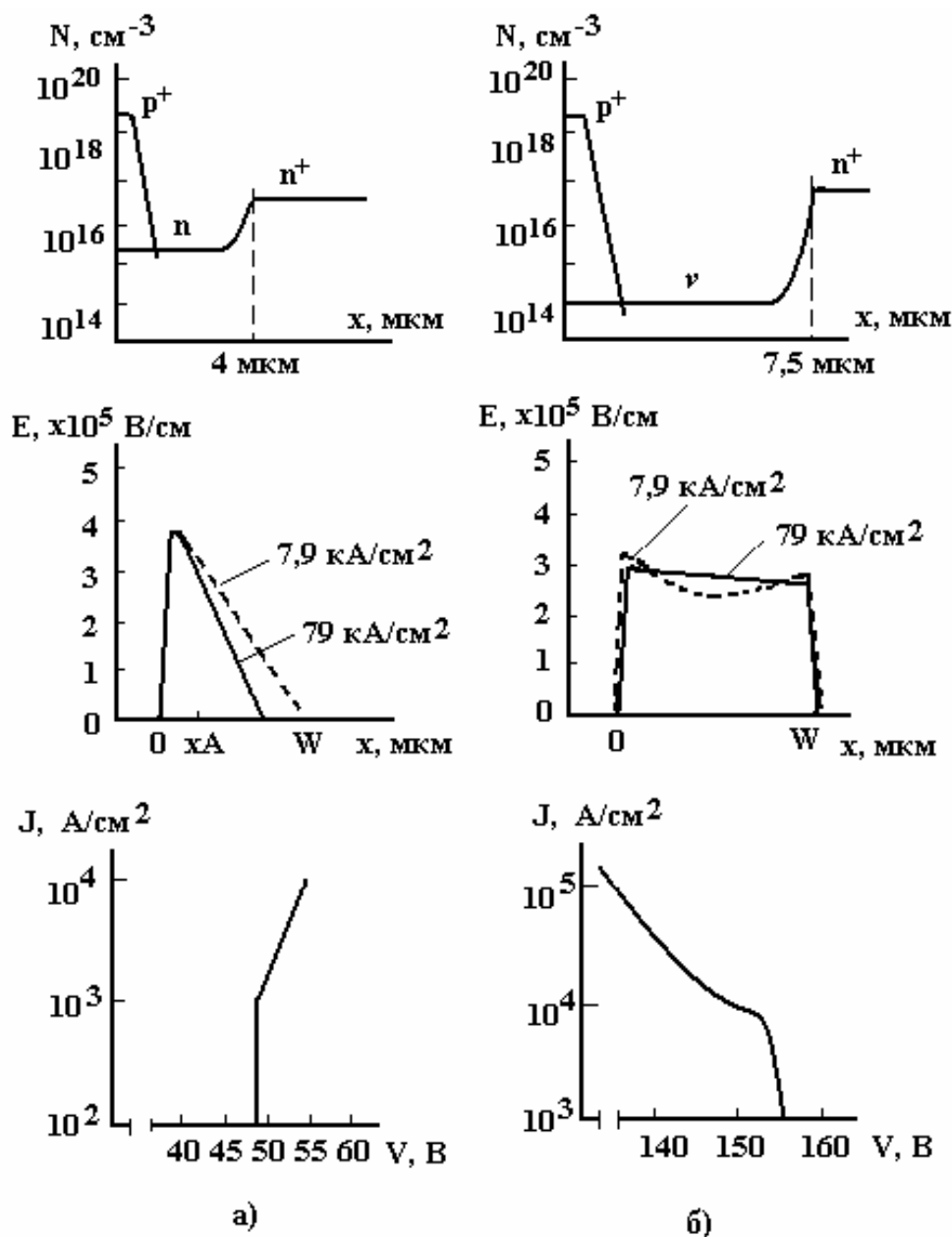


Рис. 3.11. Розподіл домішок електричного поля і вольт-амперні характеристики p^+-n-n^+ -діода (а) і p^+-v-n^+ -діода (б)

Повна величина прикладеної напруги дорівнює

$$V = V_B + \Delta V_B = V_B + IR_{SC},$$

де R_{SC} – опір області просторового заряду, що визначається з виразів (3.24) і (3.25):

$$R_{SC} = \frac{\Delta V_B}{I} \cong \frac{(W - x_A)^2}{2A\varepsilon_s v_s}. \quad (3.26)$$

Для значень параметрів, наведених на рис. 3.11,а, опір області просторового заряду приблизно дорівнює 20 Ом при $A = 10^{-4} \text{ см}^2$.

У р-і-п діодах ситуація відрізняється від випадку р⁺-п переходу. Коли прикладена напруга достатня для початку лавинного пробію, зворотний струм малий.

3.4. Динамічні характеристики ЛПД

Прогонний ефект. Спочатку розглянемо запізнювання фази, пов'язане з інжекцією, і прогонний ефект в ідеалізованому приладі. Припустимо, що імпульс струму провідності інжектується при $x = 0$ (рис. 3.12) з фазовим кутом φ відносно повного струму, а прикладене до діода постійне зміщення таке, що інжектвані носії заряду пролітають область дрейфу зі швидкістю насичення v_s . Змінна напруга досягає максимальної величини при значенні фази $\pi/2, 5\pi/2$, а інжекційний струм дірок в область дрейфу має найбільші значення при $q = \pi, 3\pi$. Напруженість поля в області дрейфу n⁺-р-і-р⁺-структури звичайно настільки велика, що швидкість дрейфу носіїв, інжектованих у неї, досягає свого максимально можливого значення V_{dm} . Тоді час їхнього прольоту через область дрейфу $t_{dp} = (W - x_u)/V_{dm}$. Знаючи величину V_{dm} , можна підібрати ширину області дрейфу таким чином, щоб t_{dp} складав півперіод змінної напруги. У цей півперіод, коли напрямки векторів напруженості змінного і постійного полів протилежні, згусток дірок в області дрейфу прискорюється постійним полем і гальмується змінним, що приводить до трансформації енергії постійного електричного поля в енергію НВЧ поля. У наступну чверть періоду сумарна напруженість поля в області множення знову досягає величини E_{np} , і до кінця півперіоду за рахунок розвитку лавинного пробію виникає новий згусток надлишкових носіїв. Весь процес повторюється знову. Таким чином, здійснюється періодично повторюване перекачування енергії постійного електричного поля у НВЧ потужність. Щільність змінного струму провідності J_c при $x = 0$ дорівнює повній щільності струму J зі зміщенням за фазою:

$$\tilde{J}_c(x=0) = \tilde{J} \exp(-j\varphi). \quad (3.27)$$

В довільній точці області дрейфу повний змінний струм дорівнює сумі струму провідності і струму зміщення:

$$\tilde{J}(x) = \tilde{J}_c(x) + \tilde{J}_d(x) = \tilde{J}_c(x=0)e^{-j\omega x/v_s} + j\omega\varepsilon_s\tilde{\varepsilon}(x), \quad (3.28)$$

де $\tilde{\varepsilon}(x)$ – змінна компонента напруженості електричного поля.

З виразів (3.27) і (3.28) отримаємо

$$\tilde{\varepsilon}(x) = \frac{\tilde{J}(1 - e^{-j\omega x/v_s - j\varphi})}{j\omega\varepsilon_s}. \quad (3.29)$$

Проінтегрувавши вираз (3.29), знайдемо імпеданс діода

$$Z \equiv \frac{\int_0^W \tilde{\varepsilon}(x) dx}{\tilde{J}} = \frac{1}{j\omega C} \left[1 - \frac{e^{-j\varphi}(1 - e^{-j\theta})}{j\theta} \right], \quad (3.30)$$

де $C = \varepsilon_s / W$ – ємність на одиницю площі; $\theta = \omega W / v_s$ – прогонний кут.

Виділивши дійсну і уявну частину виразу (3.30), отримаємо

$$R = \frac{\cos \varphi - \cos(\varphi + \theta)}{\omega C \theta},$$

$$X = -\frac{1}{\omega C} + \frac{\sin(\theta + \varphi) - \sin \varphi}{\omega C \theta}.$$

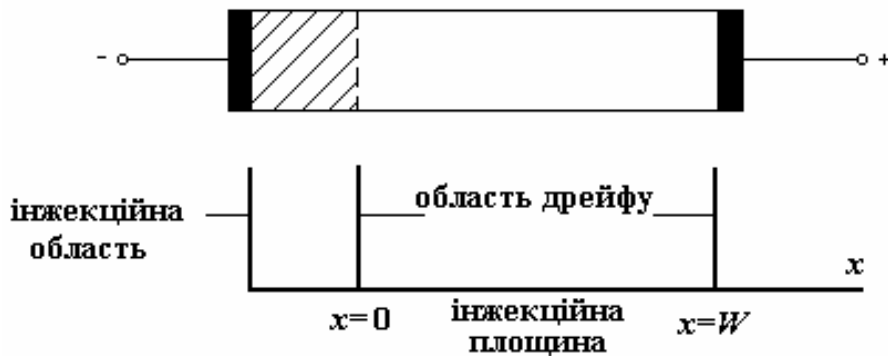


Рис. 3.12. Ідеалізований діод, в якому носії інjektуються при $x = 0$ і рухаються в області дрейфу з швидкістю насичення

Коли кут φ дорівнює нулю (нема фазового запізнювання), опір пропорційний величині $(1 - \cos \theta) / \theta$, яка завжди більша або дорівнює нулю (рис. 3.13,а) і тому опір додатний. Отже, тільки прогонний ефект не може приводити до виникнення від'ємного опору.

Однак, якщо $\varphi \neq 0$, то опір від'ємний при деяких значеннях прогонних кутів. Наприклад, при $\varphi = \pi/2$ найбільший від'ємний опір відповідає куту прогону $\theta \approx 3\pi/2$ (рис. 3.13,б). На цьому принципі основана робота інжекційно-прогонного діода: інжекція неосновних носіїв через бар'єр вносить фазове запізнювання 90° , а прогонний кут дорівнює 270° , оптимізує характеристику пристрою.

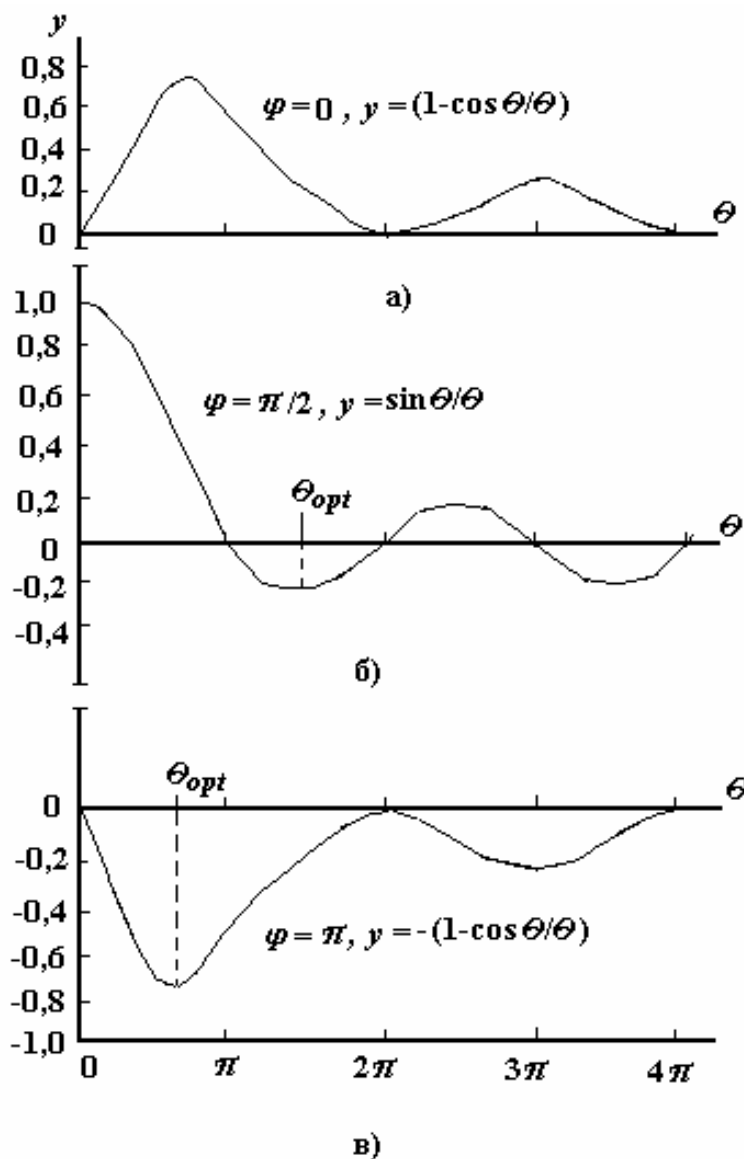


Рис. 3.13. Залежність опору від прогонного кута при трьох значеннях інжекційного запізнювання фази

З рис. 3.13 видно, що сума інжекційної фази і оптимального прогонного кута $\varphi + \theta_{opt}$ приблизно дорівнює 2π , а від'ємний опір підвищується у міру того, як φ стає все більш додатним. Завдяки більш високому опору лавинно-прогонні діоди мають кращі ККД і генерують більші потужності, ніж інжекційно-прогонні діоди.

Малосигнальний аналіз. Область лавинного множення. Спочатку розглянемо область множення. Оскільки лавинне множення обумовлене серією послідовних актів непружних зіткнень атомів і гарячих носіїв заряду з атомами напівпровідника, то для отримання в області множення помітної кількості надлишкових електронно-діркових пар необхідно визначити час (t_l), після того як напруженість поля досягне величини E_{np} . Звичайний час лавинного запізнювання $t_l < 10^{-9}$ с.

Густина постійного струму $J_0 = J_{p0} + J_{n0}$ пов'язана з густиною зворотного струму насичення, обумовленого термічною генерацією $J_s = J_{ns} + J_{ps}$, співвідношенням

$$\frac{J_s}{J_0} = 1 - \int_0^W \langle \alpha \rangle dx. \quad (3.31)$$

При пробі J_0 прямує до нескінченності, а $\int_0^W \langle \alpha \rangle dx = 1$. В стаціонарному випадку інтеграл від ефективного коефіцієнта іонізації не перевищує 1. Якщо припустити, що коефіцієнти іонізації і швидкості насичення електронів і дірок рівні і дрейфові струми істотно перевищують дифузійні, то основні рівняння, що описують роботу приладу, в одновимірному наближенні мають вигляд

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon_s} (N_D^+ - N_A^- + p - n) \quad (\text{рівняння Пуасона}), \quad (3.32)$$

$$\left. \begin{aligned} J_n &= qv_s n, \\ J_p &= qv_s p, \\ J &= J_n + J_p \end{aligned} \right\} \quad (\text{рівняння для густини струму}), \quad (3.33)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + \alpha v_s (n + p), \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + \alpha v_s (n + p) \end{aligned} \right\} \quad (\text{рівняння неперервності}). \quad (3.34)$$

Другі доданки в правих частинах виразу (3.34) дорівнюють швидкості генерації електронно-діркових пар за рахунок лавинного множення. Ця величина значно перевищує швидкість термічної генерації, якою можна знехтувати.

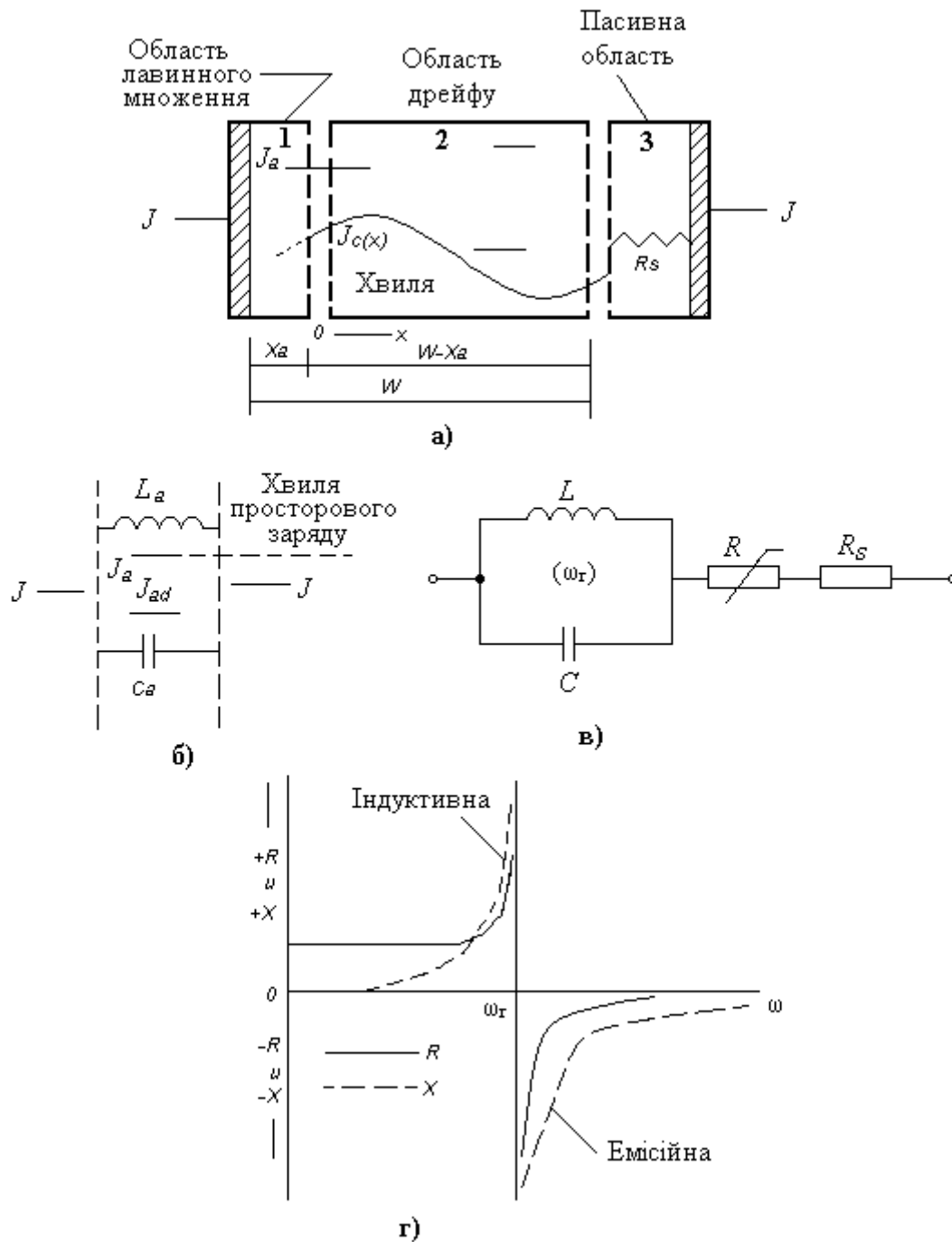


Рис. 3.14. Модель діода Ріда з областю лавинного множення, областю дрейфу і пасивною областю (а), еквівалентна схема для області лавинного множення (б), еквівалентна схема діода Ріда при малих прогонних кутах (в) і залежності активних і реактивних складових імпедансу від частоти (г)

Підсумувавши вираз (3.34) з урахуванням виразу (3.33) і проінтегрувавши від $x = 0$ до $x = x_A$, отримаємо

$$\tau_A \frac{dJ}{dt} = -(J_p - J_n)_{x_A}^0 + 2J \int_0^{x_A} \alpha dx, \quad (3.35)$$

де $\tau_A = x_A / v_s$ – час прольоту носіїв області множення.

З врахуванням граничних умов рівняння (3.35) прийме такий вигляд:

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{2J}{\tau_A} \left[\int_0^{x_A} \alpha dx - 1 \right] + \frac{2J_s}{\tau_A}. \quad (3.36)$$

Таким чином, область множення еквівалентна колу, в якому індуктивність і ємність з'єднані паралельно (рис. 3.14,б), причому їх величини визначаються так (A – площа поперечного перерізу)

$$\begin{aligned} L_A &= \tau_A / 2J_0 \alpha' A, \\ C_A &= \varepsilon_s A / x_A. \end{aligned} \quad (3.37)$$

Резонансна частота такого кола дорівнює

$$f_r \equiv \frac{\omega_r}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\alpha' v_s J_0}{\varepsilon_s}}. \quad (3.38)$$

Імпеданс області множення має простий вигляд

$$z_A = \frac{x_A}{j\omega \varepsilon_s A} \left(\frac{1}{1 - \omega_r^2 / \omega^2} \right) = \frac{1}{j\omega C_A} \left(\frac{1}{1 - \omega_r^2 / \omega^2} \right). \quad (3.39)$$

Множник γ дорівнює

$$\gamma \equiv \frac{\tilde{J}_A}{\tilde{J}} = \frac{1}{1 - \omega_r^2 / \omega^2}. \quad (3.40)$$

Таким чином, тонка область множення поводить ся як рівнобіжне резонансне коло із власною частотою, яка пропорційна квадратному кореневі з щільності постійного струму.

Область дрейфу і повний імпеданс. Запишемо вираз для падіння змінної напруги, який впливає з виразу для множника γ та виразу для змінної компоненти напруженості електричного поля в області дрейфу

$$\tilde{V}_d = \frac{(W - x_A) \tilde{J}}{j\omega \varepsilon_s} \left[1 - \frac{1}{1 - \omega^2 / \omega_r^2} \left(\frac{1 - e^{-j\theta_d}}{j\theta_d} \right) \right], \quad (3.41)$$

де θ_d – прогонний кут в області дрейфу:

$$\theta_d = \frac{\omega(W - x_A)}{v_s} \equiv \omega\tau_d$$

$$\tau_d = \frac{W - x_A}{v_s}.$$
(3.42)

Визначимо $C_d = A\varepsilon_s / (W - x_A)$, як ємність області дрейфу. Тоді з виразу (3.41) ми отримуємо імпеданс цієї області

$$Z_d = \frac{\tilde{V}_d}{\tilde{J}A} = \frac{1}{\omega C_d} \left[\frac{1}{1 - \omega^2 / \omega_r^2} \left(\frac{1 - \cos \theta_d}{\theta_d} \right) \right] + \frac{1}{\omega C_d} \left[-1 + \frac{1}{1 - \omega^2 / \omega_r^2} \left(\frac{\sin \theta_d}{\theta_d} \right) \right] = R + jX,$$
(3.43)

де R і X – активна і реактивна компоненти імпедансу відповідно.

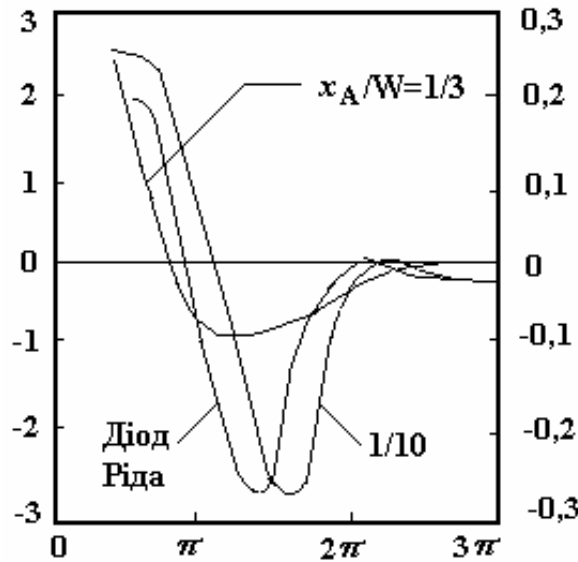


Рис. 3.15. Залежність нормованої величини провідності від прогонного кута для лавинно-прогонного діода

Повний імпеданс діода дорівнює сумі імпедансів області лавинного множення, області дрейфу й опору пасивної області R_s :

$$Z = \frac{(W - x_A)^2}{2A\varepsilon_s v_s} \left(\frac{1}{1 - \omega^2 / \omega_r^2} \right) \frac{1 - \cos \theta_d}{\theta_d^2 / 2} + R_s + \frac{1}{\omega C_d} \left[\left(\frac{\sin \theta_d}{\theta_d} - 1 \right) - \left(\frac{\frac{\sin \theta_d}{\theta_d} + \frac{x_A}{W - x_A}}{1 - \omega^2 / \omega_r^2} \right) \right].$$
(3.44)

Імпеданс діода пов'язаний з адмітансом Y таким співвідношенням:

$$Z \equiv \frac{\tilde{V}}{\tilde{I}_A} = R + jX = \frac{1}{G + jB} = \frac{1}{Y}, \quad (3.45)$$

де G і B – активна і реактивна компоненти адмітанса відповідно.

Теоретичні залежності малосигнальної активної провідності від прогонного кута для ЛПД наведені на рис. 3.15. Відмітимо, що при збільшенні товщини шару лавинного множення розширяється діапазон частот, в якому опір діода від'ємний. Діод Ріда має велику від'ємну провідність у вузькому діапазоні частот, але від'ємна провідність в діоді Місави (р-і-п діод з $x_A/W=1$) мала, але діапазон частот ширший і має низькі частоти.

3.5. Шуми та коефіцієнт корисної дії лавинно-прогонних діодів

Шуми ЛПД. ЛПД мають високий рівень шумів, причиною виникнення яких є статистична природа генерації електронно-діркових пар в процесі розвитку лавинного пробію в області множення. Коефіцієнт шуму підсилювачів на низькому рівні сигналу складає 20-30 дБ для діодів з GaAs і 35-40 дБ для кремнієвих. При високому рівні сигналу шуми можуть значно зрости. Оскільки шуми обмежують мінімальний рівень НВЧ сигналу, який може бути підсилений, то їхній високий рівень є серйозним недоліком ЛПД. З іншого боку, ця властивість ЛПД знайшла практичне застосування для створення каліброваних генераторів шуму, які мають безперервний спектр випромінювання в досить широкій смузі частот з рівнем спектральної щільності потужності порядку $(4-5) kT$.

Для підсилення сигналу лавинно-прогонний діод можна помістити в резонатор, зв'язаний з передавальною лінією, що у свою чергу зв'язана з вхідним і вихідним трактами за допомогою циркулятора (рис. 3.16,а). На рис. 3.16,б наведена еквівалентна схема, що використовується при малосигнальному аналізі. Нижче ми введемо дві характеристики: коефіцієнт шуму і шумове відношення. Коефіцієнт шуму визначимо так:

$$NF = 1 + \frac{\text{Вихідна потужність шуму, що виникає в підсилювачі}}{\text{Коефіцієнт підсилення потужності} \times (kT_0 B_1)} = 1 + \frac{\bar{I}_n^2 R_L}{P_G k T_0 B_1}, \quad (3.46)$$

де P_G – коефіцієнт підсилення потужності, R_L – опір навантаження, k – постійна Больцмана, $T_0 = 290$ К, B_1 – шумова смуга, $\bar{I}_n^2$ – середній квадрат шумового струму діода, що індукований в замкнутому ланцюзі (рис. 3.16,б).

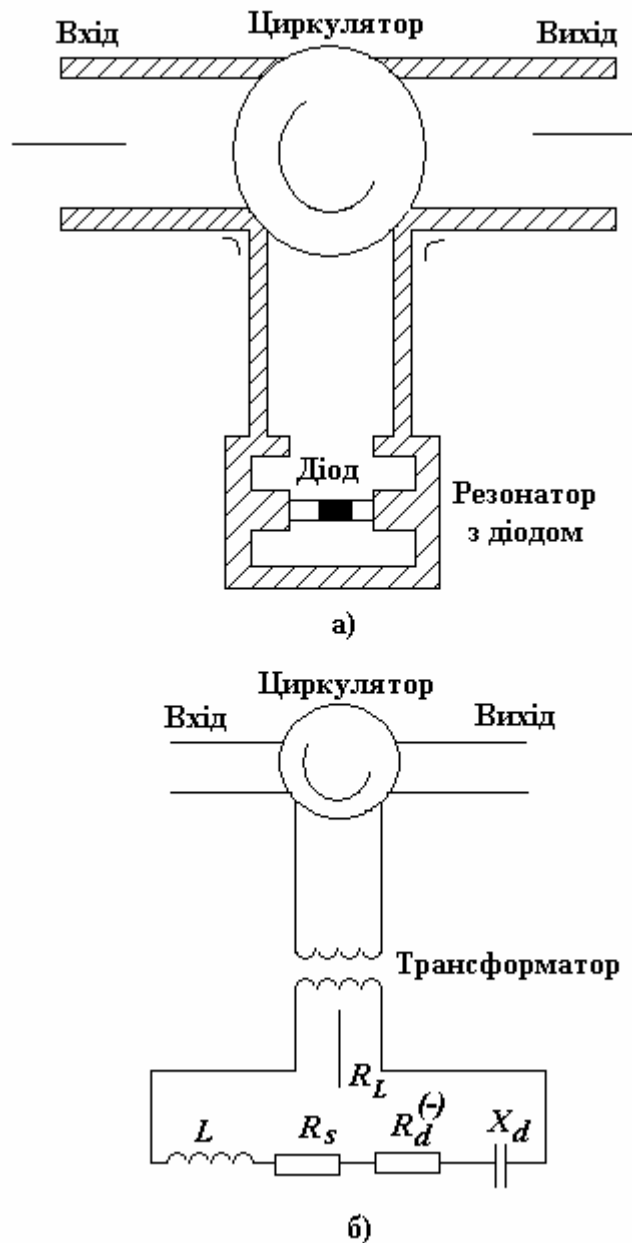


Рис. 3.16. ЛПД, поміщений в резонатор (а), і еквівалентна схема (б)

Шумове відношення визначається як

$$M \equiv \frac{\bar{I}_n^2}{4kT_0GB_1} \quad (3.47)$$

або

$$M \equiv \frac{\bar{V}_n^2}{4kT_0(-Z_{real})B_1}, \quad (3.48)$$

де G – від’ємний дійсний компонент адмітансу, Z_{real} – дійсна частина імпедансу діода і $\bar{V}_n^2$ – середній квадрат шумової напруги.

Коефіцієнт шуму в підсилювачі з великим коефіцієнтом підсилення дорівнює

$$NF = 1 + \frac{qV_A / kT_0}{4\zeta\tau_A^2(\omega^2 - \omega_r^2)}, \quad (3.49)$$

де ζ – показник степеня в залежності $\alpha \sim \varepsilon\zeta$, τ_A і V_A – час пролітання області множення і спад напруги на ній відповідно, f_r – резонансна частота.

Співвідношення (3.49) отримане в наближенні тонкої області множення і рівності коефіцієнтів іонізації електронів і дірок.

При реальних значеннях коефіцієнтів іонізації ($\alpha_n \neq \alpha_p$ для кремнію) і довільному профілі розподілу домішки вираз для середнього квадрата шумової напруги на низьких частотах має вигляд

$$\bar{V}_n^2 = \frac{2qB_1}{J_0A} \left(\frac{1 + W/x_A}{\alpha'} \right)^2 \approx \frac{1}{J_0}, \quad (3.50)$$

де $\alpha' = \partial\alpha / \partial\varepsilon$.

При максимальній вихідній потужності шумове відношення відносно мале. Шумове відношення можна зменшити за рахунок невеликого зниження рівня вихідної потужності, можна відзначити, що при заданому рівні потужності (наприклад, 1 Вт або 30 дБ) шум ЛПД з арсеніду галію приблизно на 10 дБ менший шуму кремнієвого ЛПД.

Коефіцієнт корисної дії ЛПД. Для ефективної роботи ЛПД необхідна генерація в області лавинного множення максимально допустимої величини заряду Q_m за умови, що електричне поле в області дрейфу не впаде настільки, що швидкість носіїв стане меншою швидкості насичення. Рух заряду Q_m через область дрейфу приводить до появи змінної складової напруги на діоді mV_D , де m – коефіцієнт модуляції ($m < 1$) і V_D – середнє падіння напруги на області дрейфу. У випадку прямокутного імпульсу струму провідності і синусоїдальної зміни напруги на діоді за амплітудою і фазою ККД генерації НВЧ потужності η дорівнює

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{\text{Потужність генерувального сигналу}}{\text{Потужність, що споживається від джерела живлення}} = \\ &= \frac{(2J_0 / \pi)(mV_D)}{J_0(V_D + V_A)} |\cos \varphi| = \frac{2m}{\pi} \frac{1}{1 + V_A / V_D} |\cos \varphi|, \end{aligned} \quad (3.51)$$

де V_A – падіння напруги на області лавинного множення, а сума V_A і V_D дорівнює повній величині прикладеної постійної напруги. Кут φ дорівнює запізнюванню фази струму провідності. За ідеальних умов $\varphi = 180^\circ$, а $|\cos \varphi| = 1$.

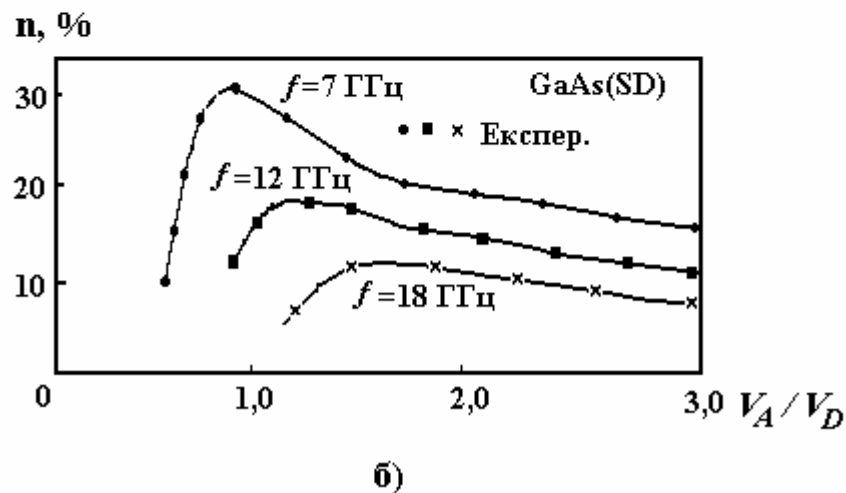
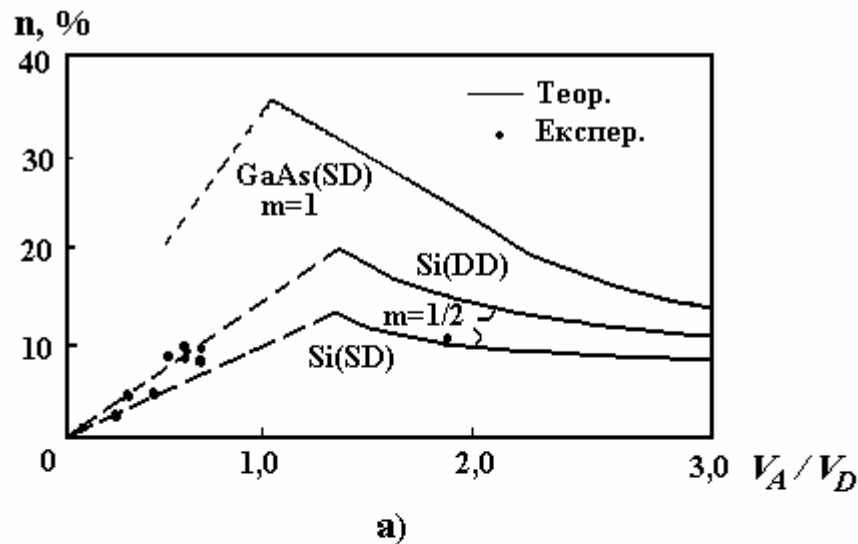


Рис. 3.17. Залежність ККД від V_A/V_D для діодів із кремнію й арсеніду галію (а), експериментальні значення ККД в залежності від V_A/V_D в діодах із двошаровою базою з арсеніду галію (б). SD – одна область дрейфу; DD – дві області дрейфу

З виразу (3.51) видно, що для підвищення ККД діода необхідно збільшувати коефіцієнт модуляції, оптимізувати кут запізнювання фази так, щоб він був близький до 180° , і зменшувати відношення V_A/V_D . Проте, для того, щоб лавинний процес починався швидко, напруга V_A повинна бути досить великою. При зменшенні відношення V_A/V_D нижче деякого оптимального значення відбувається різке зниження ККД діода практично до нуля.

В арсеніді галію n-типу ефективне насичення дрейфової швидкості відбувається при полях $\approx 10^3$ В/см, а для кремнію n-типу – при $\sim 2 \cdot 10^4$ В/см. Отже, у діодах з арсеніду галію n-типу можна отримати значно більші амплітуди змінної напруги і більш високий ККД.

На рис. 3.17,а наведені залежності ККД діодів із кремнію й арсеніду

галію від V_A/V_D . Очікуване значення максимального ККД для кремнієвого діода з одною дрейфовою областю складає близько 15 %, із двома дрейфовими областями 21 %, а для діодів з арсеніду галію з одною дрейфовою областю – близько 38 %.

3.6. Ефект Ганна. Міждолинний перехід електронів і утворення від'ємного опору

Вперше ефект виникнення коливань в напівпровідниковому зразку з арсеніду галію спостерігав американський вчений Дж. Б. Ганн в 1963 році. Він помітив, що при прикладанні електричного поля певної напруженості в напівпровіднику виникають надвисокочастотні коливання з частотою $f=V/L$, де L – довжина напівпровідника, через який проходить струм, а V – швидкість переносу носіїв заряду. При товщині зразків $10^{-1} - 10^{-2}$ мм і швидкості $2 \cdot 10^5$ м/с виникали коливання сантиметрового діапазону, тобто з частотою одиниць-десятків ГГц. Слід зауважити, що ще в 1961 році на основі теорії Рідлі, Хілсума і Уоткінса була передбачена можливість існування ділянки від'ємного опору на вольт-амперній характеристиці галій-арсенідового зразка з електронною провідністю через складну дводолинну будову зони провідності. Теоретичне пояснення роботи пристроїв на такому ефекті було запропоновано Г. Кремером, який назвав їх діодами Ганна, хоча вони і не мають р-п переходів.

Особливістю зони провідності арсеніду галію є існування в ній декількох мінімумів енергії, а саме чітко виділяються дві підзони-долини, в яких знаходяться електрони з різними ефективними масами і, відповідно, рухливостями (рис. 3.18). Електрони, які заповнюють квантові стани, розташовані в центральній долині, мають ефективну масу $m_1 = 0,072m_0$, а в боковій – $m_2 = 1,2m_0$, де m_0 – маса вільного електрона. Таким чином, електрони з масою m_1 мають більш високу рухливість $\mu = (5 - 8) \cdot 10^3$ см²/В·с, ніж з масою m_2 – $\mu = 10^2$ см²/В·с через те, що рухливість обернено пропорційна ефективній масі електронів. Перехід електронів з центральної долини зони провідності з відносно великою рухливістю в бокову долину більш високоенергетичну з меншими рухливостями називається ефектом міждолинного перенесення електронів. Позначимо енергетичний проміжок між центральною та боковою долинами через $\Delta E_C = 0,31$ еВ для арсеніду галію, n_1 і n_2 – концентрації електронів в центральній і боковій долинах, $n = n_1 + n_2$ – концентрація електронів у зоні провідності.

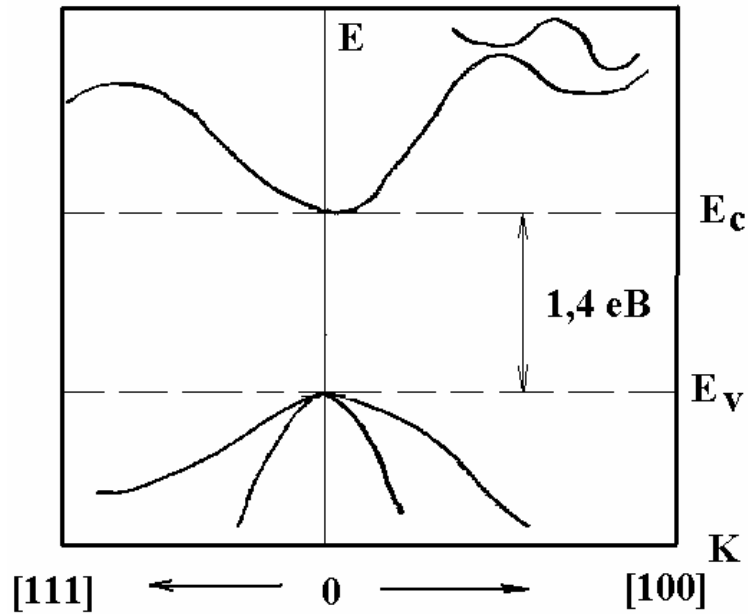


Рис. 3.18. Зонна структура арсеніду галію [19]

При малих напруженостях електричного поля в напівпровіднику всі електрони знаходяться в квантових станах, які розташовані у центральній долині. Густина струму, який проходить через напівпровідник, у цьому випадку

$$j_1 = q\mu_1 n_1 E_{\Pi}.$$

Напруженість електричного поля, при якій починається перехід електронів в бокову долину, отримала назву порогової ($E_{\text{пор}}$). Існує напруженість електричного поля E_0 , при якій всі електрони переходять в бокову долину і густина струму в цьому випадку

$$j_2 = q_2 \mu_2 n_2 E_0.$$

При виконанні умови $\mu_1 E_{\text{пор}} > \mu_2 E_0$ спостерігається зменшення густини струму через напівпровідник при зростанні напруженості електричного поля від $E_{\text{пор}}$ до E_0 (рис. 3.19). Це відповідає ділянці від'ємного опору на вольт-амперній характеристиці. Густина струму в напівпровіднику:

$$j = q(\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2) E_{\Pi} = q n v', \quad (3.52)$$

де v' – середня дрейфова швидкість електронів, яка дорівнює [19]:

$$\left(\frac{\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2}{n_1 + n_2} \right) E_{\Pi} = \frac{\mu E_{\Pi}}{1 + n_2 / n_1}, \quad (3.53)$$

тому що $\mu_1 \gg \mu_2$. Відношення n_2/n_1 визначається [19]:

$$\frac{n_2}{n_1} = \Gamma \cdot \exp(-\Delta E_C / kT), \quad (3.54)$$

де Γ – відношення кількості квантових станів в центральній і боковій долинах, ΔE_C – енергетичний проміжок між цими долинами.

Зміна зовнішньої температури суттєвим чином впливає на параметри діода Ганна, тому що температура електронів перевищує температуру кристалічної ґратки напівпровідника за рахунок прискорення електронів електричним полем, що збільшує їх кінетичну енергію. Температура електронів визначається за допомогою часу релаксації енергії [19]:

$$qE_{\Pi} v' = \frac{3}{2} k(T_e - T) / \tau, \quad (3.55)$$

де τ – час релаксації енергії, який приблизно дорівнює 10^{-12} с.

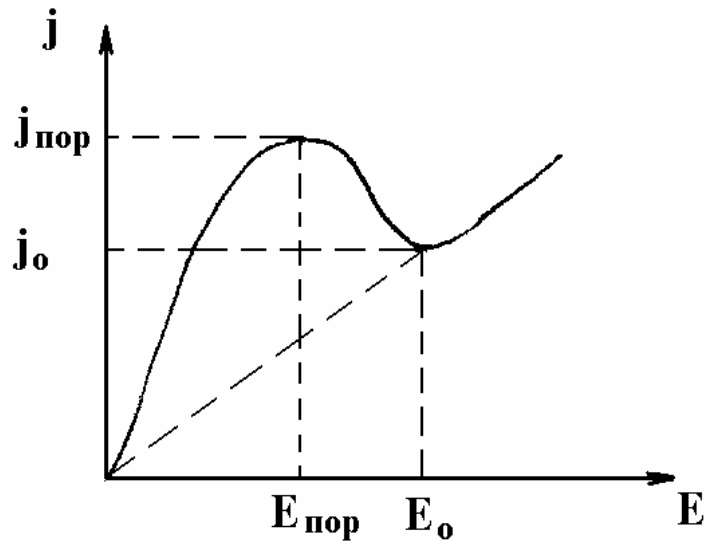


Рис. 3.19. Залежність щільності струму від напруженості електричного поля

Залежність температури електронів від напруженості електричного поля можна отримати при підстановці (3.53) і (3.54) в (3.55), тоді

$$T_e = T + \frac{2q\tau\mu_1}{3k} E_{\Pi}^2 \left[1 + \Gamma \exp(-\Delta E_C / kT_e) \right]^{-1}, \quad (3.56)$$

де T – температура ґратки напівпровідника.

Використовуючи (3.53) і (3.54), отримаємо залежність між середньою дрейфовою швидкістю електронів і напруженістю електричного поля [19]:

$$v' = \mu_1 E_{\Pi} [1 + \Gamma \exp(-\Delta E_C / kT_e)]^{-1}. \quad (3.57)$$

Аналітичні залежності (3.56) і (3.57) отримані за допомогою простої теоретичної моделі, яка якісно узгоджується з експериментальними результатами.

Умовою виникнення від'ємного диференціального опору, який визначається спадною ділянкою вольт-амперної характеристики (рис. 3.19), буде:

$$\frac{dj}{dE_{\Pi}} < 0. \quad (3.58)$$

Якщо врахувати, що рухливості електронів не залежать від напруженості електричного поля, $dn_1/dE = dn_2/dE$, то, продиференціювавши (3.52) за E , з (3.58) отримаємо:

$$\frac{dn_2}{dE_{\Pi}} = \frac{n_1}{E_{\Pi}} + \frac{n\mu_2}{E_{\Pi}(\mu_1 - \mu_2)}. \quad (3.59)$$

З фізичної точки зору (3.59) означає, що інтенсивність переходу електронів з однієї долини в другу повинна бути досить великою при незначних змінах напруженості електричного поля. Вивчення міждолинного переносу електронів дозволяє зробити такі висновки:

- існує певне порогове значення напруженості електричного поля, при якому виникає диференціальний від'ємний опір;
- порогове значення напруженості електричного поля зростає з підвищенням температури;
- ділянки від'ємного диференціального опору може не бути, якщо температура напівпровідника висока або енергетичний проміжок ΔE_C між центральною і боковою долинами досить маленький.

3.7. Принцип роботи діода Ганна

Режим роботи діода Ганна визначається такими факторами: концентрацією домішок і однорідністю їх розподілу в зразку; шириною активної області і властивостями катодного контакту; величиною зовнішньої напруги, прикладеної до діода, і параметрами зовнішнього поля. В прила-

дах, які працюють на основі міждолинного переносу електронів, формуються області з підвищеним значенням напруженості електричного поля, які отримали назву доменів. Процеси їх формування й проходження по зразку визначають режим роботи приладу. Далі розглянемо більш детально процес формування доменів. Якщо до зразка діода Ганна прикладена зовнішня напруга $U_{\text{пор}} = E_{\text{пор}}L$ (рис. 3.20), то на відстані x від катода може виникнути флуктуація концентрації електронів шириною Δx , в якій електронів менше, ніж в середньому по зразку, тому питомий опір цієї частини зразка підвищується, напруга зростає і напруженість електричного поля перевищує $E_{\text{пор}}$. Це приводить до того, що швидкість електронів в прошарку Δx зменшується і його опір додатково збільшується.

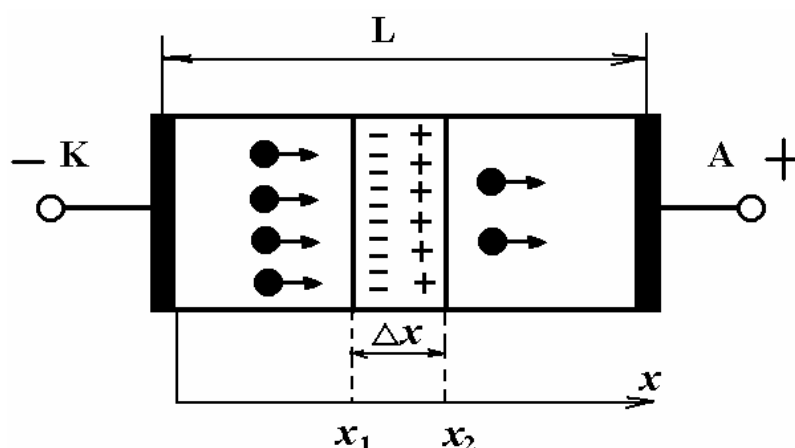


Рис. 3.20. Схематична діаграма діода Ганна

Це, в свою чергу, спричиняє подальше зростання напруженості електричного поля в прошарку Δx та його зменшення в усій іншій частині зразка. Зменшення швидкості електронів в області домену приводить до того, що з боку катода до прошарку Δx будуть надходити електрони, а з боку анода відходити. Це створює на межі прошарку Δx негативні заряди з боку катода та позитивні з боку анода, що ще в більшій мірі підвищує напруженість електричного поля в домені. Зростання напруженості електричного поля в домені відбувається доти, доки диференціальна рухливість електронів не стане позитивною.

Після цього швидкості електронів в домені і за його областю вирівнюються, подальше нагромадження зарядів на його межах зупиняється й домен буде дрейфувати до анода з постійною швидкістю. Графік зміни концентрації електронів і напруженості електричного поля в домені подано на рис. 3.21.

Домен являє собою область напівпровідника, один бік якого збагачений електронами і тому має негативний заряд, а другий збіднений електронами і тому має позитивний заряд. Щільність електронів в збагаченому прошарку може бути досить великою, якщо знехтувати проце-

сом дифузії електронів із нього. Щільність позитивного заряду обумовлена концентрацією іонізованих донорів при відході електронів із цієї області напівпровідника, тому вона не може перевищувати значення n .

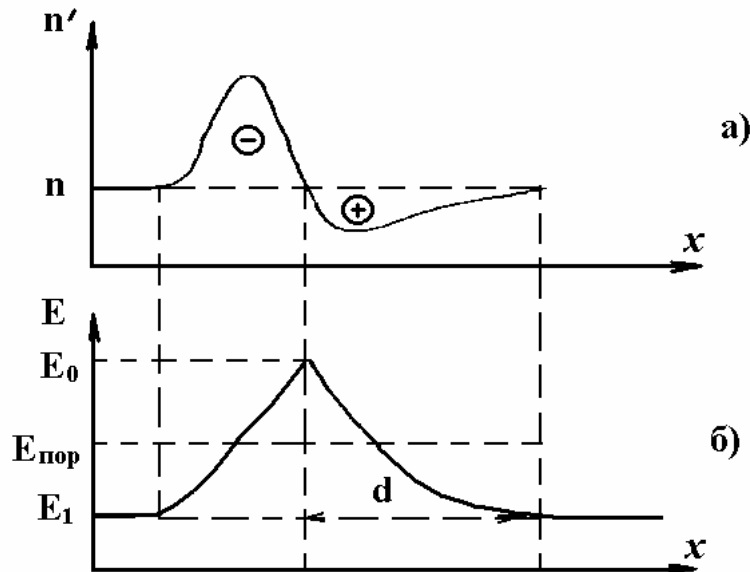


Рис. 3.21. Розподіл концентрації електронів (а) і напруженості електричного поля в домені (б)

Ширина домену визначається розмірами області позитивного заряду, тому що вона значно більше області негативного заряду. Зростання напруженості електричного поля, яке перевищує $E_{\text{пор}}$, викликає розширення домену.

Розглянемо яким чином змінюється величина струму, яка проходить через діод Ганна, при утворенні і руху домену (рис. 3.22).

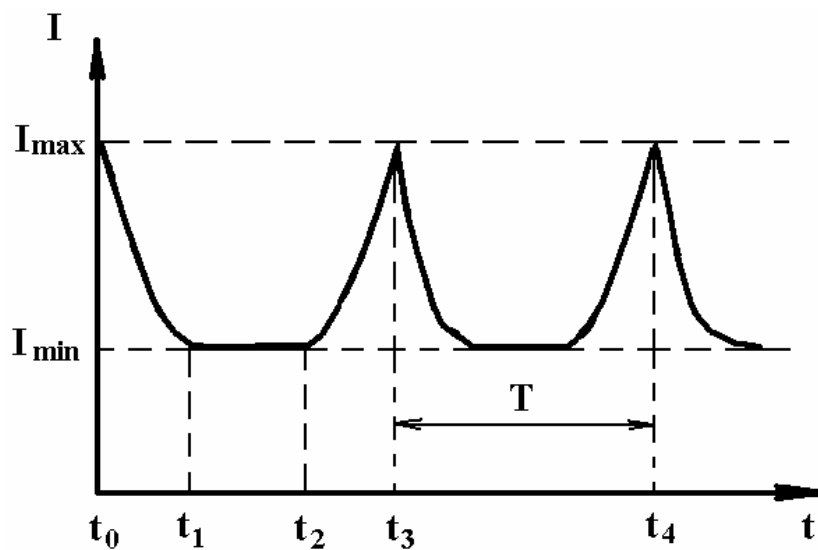


Рис. 3.22. Залежність зміни струму діода Ганна від часу

До утворення домену при певній напрузі на діоді через нього проходила густина струму, максимальне значення якої визначалося концентрацією електронів n_1 в центральній долині та їх рухливістю μ_1 , тобто:

$$j_{\max} = qn\mu_1 E_{\text{ПОР}}. \quad (3.60)$$

Звичайно домен утворюється на катоді поблизу високоомного приконтактного прошарку за проміжок часу, який визначається процесами релаксації:

$$t = \varepsilon\varepsilon_0\rho, \quad (3.61)$$

де $\varepsilon, \varepsilon_0$ – діелектричні проникності вакууму і напівпровідника, ρ – питомий опір кристала, який дорівнює $1/qn\mu_2$. Після утворення домену густина струму через діод зменшується до мінімального значення:

$$j_{\min} = qn\mu_2 E_0. \quad (3.62)$$

Напруженість електричного поля стає менше порогової і швидкість руху домену збігається із швидкістю руху електронів за межами домену і це значення швидкості залишається постійним протягом усього часу руху домену. За проміжок часу $t = L/V_0$, протягом якого домен рухається від катода до анода, густина струму через діод залишається постійною. Коли домен потрапляє на анод, він зникає, а густина струму збільшується від $j_{\min}$ до $j_{\max}$, при цьому напруженість електричного поля зростає до порогових значень і біля катода утворюється новий домен, а далі цикл повторюється. Для того, щоб домен встиг утворитися, необхідно, щоб час його дрейфу від катода до анода був більше часу його утворення, тобто:

$$t = \frac{L}{V_0} > \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{qn\mu_2}. \quad (3.63)$$

З (3.63) визначається умова утворення коливальних струмів [30]:

$$n_0 L > \frac{V_0 \varepsilon \varepsilon_0}{q \mu_2}. \quad (3.64)$$

Такий режим роботи діода Ганна отримав назву прогонного. Частота генерації залежить тільки від розмірів напівпровідникового зразка:

$$f = 1/t = V_0 / L, \quad (3.65)$$

де V_0 – швидкість домену, L – довжина зразка, тому що швидкість домену не залежить від зовнішньої напруги і параметрів схеми. Із зменшенням довжини зразка зростає частота генерації і навпаки.

На основі (3.64) визначаються мінімальні розміри, які дозволяють отримати максимальну частоту генерації. При $L=100$ мкм частота $f=1$ ГГц, а при $L=10$ мкм частота генерації $f=10$ ГГц. Якщо не виконується умова (3.64), то в діоді Ганна не виникає коливань струму, тому що в цьому випадку він являє собою напівпровідниковий прилад з від'ємним опором і може використовуватись для підсилення надвисокочастотних коливань.

Одним з режимів роботи діода Ганна, який широко застосовується на практиці, є режим обмеження нагромадження об'ємного заряду (ОНОЗ). При роботі в цьому режимі частота генерації не залежить від довжини напівпровідникового зразка, а сам домен формується неповністю. При цьому режимі роботи крім постійної напруги $U = (2 - 3)E_{\text{пор}}L$ прикладено ще синусоїдальну напругу такої величини, щоб протягом відповідної частини періоду напруженість електричного поля в діоді була менше порогової напруженості поля (рис. 3.23).

При значеннях $E > E_{\text{пор}}(t > t_1)$ утворюється домен і густина електричного струму зменшується. Якщо період коливань досить малий, то домен, не встигнувши утворитися, почне розпадатися за частину періоду, коли $E < E_{\text{пор}}(t > t_2)$. При цьому густина струму через діод починає збільшуватись. При $E > E_{\text{пор}}(t > t_3)$ знову формується домен і зменшується густина струму. Таким чином, при утворенні і розпаді домену виникають коливання густини струму, період яких не визначається часом дрейфу домену через зразок, а задається зовнішнім генератором.

Режим обмеження нагромадження об'ємного заряду реалізується у випадку, коли буде виконуватись умова утворення й зникнення неповністю сформованого домену:

- домен не встигне сформуватися за час, коли $E > E_{\text{пор}}(t_4 > t_3)$, а для цього необхідно, щоб період коливань T був менше часу релаксації для напівпровідникового матеріалу в стані з від'ємним диференціальним опором:

$$T < \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{qn\mu_2}. \quad (3.66)$$

- з другого боку, несформований домен повинен повністю зникнути за час, коли $E > E_{\text{пор}}(t_3 > t_2)$, а це означає, що період коливань повинен бути набагато більшим часу релаксації для напівпровідникового ма-

теріалу, який знаходиться в електричному полі слабкої напруженості:

$$T \gg \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{qn\mu_1}. \quad (3.67)$$

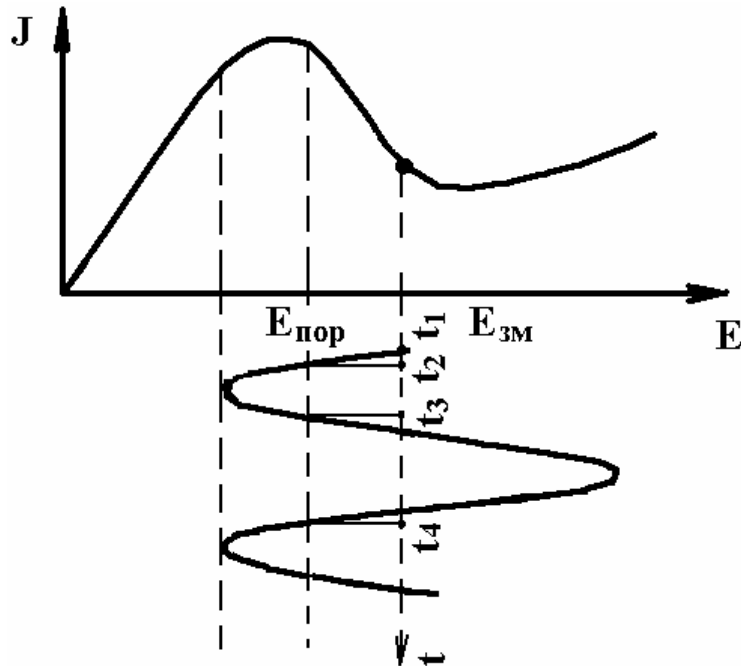


Рис. 3.23. Принцип роботи діода Ганна з обмеженим накопиченням заряду

На основі виразів (3.66) і (3.67) отримаємо:

$$\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{q\mu_1} \ll nT < \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{q\mu_2}. \quad (3.68)$$

Якщо перейти до визначення діапазону частот, в якому діод Ганна працює в режимі ОНОЗ, то із (3.68) отримаємо:

$$\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{q\mu_1} \ll \frac{n}{f} < \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{q\mu_2}, \quad (3.69)$$

де частота коливань густини струму $f=1/T$.

Головна перевага такого режиму роботи діода Ганна над іншими режимами – це можливість роботи на більш високих частотах і незалежність генерованої частоти коливань від довжини зразка в порівнянні з прогонним режимом. Це дозволяє перебудовувати частоту зовнішнім ре-

зонатором і отримувати значно більші потужності коливань за рахунок збільшення розмірів напівпровідникового зразка.

Теоретичні розрахунки показали, що максимальний ККД приладу з арсеніду галію дорівнює 30%, а діода з фосфіду індію – 45%. На практиці такі високі значення ККД не були отримані через те, що величина постійного зміщення обмежена напругою лавинного пробію і формування домену приводить до неоднорідного розподілу електричного поля в зразку [19]. Процеси передачі електронам енергії електричного поля та їх перехід із центральної долини в бокову потребує певного часу. Тому робочі частоти діодів обмежені зворотними значеннями часу релаксації енергії і часом міждолинного переносу. Оцінювання верхньої межі роботи діодів Ганна показало, що вона складає близько 150 ГГц.

В пристроях на ефекті міждолинного переносу електронів існують амплітудно-модульовані та частотно-модульовані шуми, які виникають за рахунок флуктуації теплової швидкості електронів. Звичайно амплітудно-модульований шум досить малий внаслідок невеликих змін дрейфової швидкості електронів при зміні електричного поля. Слід підкреслити, що шуми в діодах Ганна значно менші, ніж в лавинно-прогонних діодах.

Діоди Ганна виготовляються з надзвичайно чистих і однорідних матеріалів з малою концентрацією глибоких донорних рівнів і пасток. Найбільш широке застосування знайшли прилади на основі арсеніду галію і фосфіду індію. Омічні контакти створюються за допомогою епітаксіальних прошарків, які наносяться на p^+ -підкладку методом епітаксії з газової і рідинної фаз або методом молекулярно-променевої епітаксії. Типова концентрація донорних домішок складає $10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а геометрична довжина змінюється від десятків до сотень мікрометрів. Завдяки приладам Ганна на основі арсеніду галію можна отримати в імпульсному режимі НВЧ потужність до 6 кВт на частоті, яка дорівнює 2 ГГц. В неперервному режимі генерована потужність складала 2 Вт на частоті 10 ГГц.

3.8. Пристрої на основі ефекту Ганна

Використання ефекту Ганна дозволяє будувати багатофункціональні високочастотні прилади, адже час переключення складає 10^{-12} с , а самі прилади складаються з напівпровідникового матеріалу, властивості якого залежать від різних зовнішніх впливів, таких, як світло, напруженість магнітного поля, радіація, тиск, температура тощо.

Розглянемо принцип роботи деяких функціональних пристроїв на основі ефекту Ганна. Одним із важливих застосувань ефекту Ганна є побудова на його основі аналого-цифрових перетворювачів. Перетворювач являє собою діод, у якого активна область розширюється від катода до анода, і в ній зроблені кодувальні вирізи (рис. 3.24,а). З підвищенням

напруги домен формується ближче до анода і це приводить до зменшення шляху його переміщення. При проходженні доменом кодувального вирізу струм зменшується, а тому з підвищенням напруги зменшується кількість негативних імпульсів струму, які відповідають одному пробігу домену (рис. 3.24,б). Таким чином, аналоговий сигнал у вигляді амплітуди напруги перетворюється в код у вигляді кількості імпульсів.

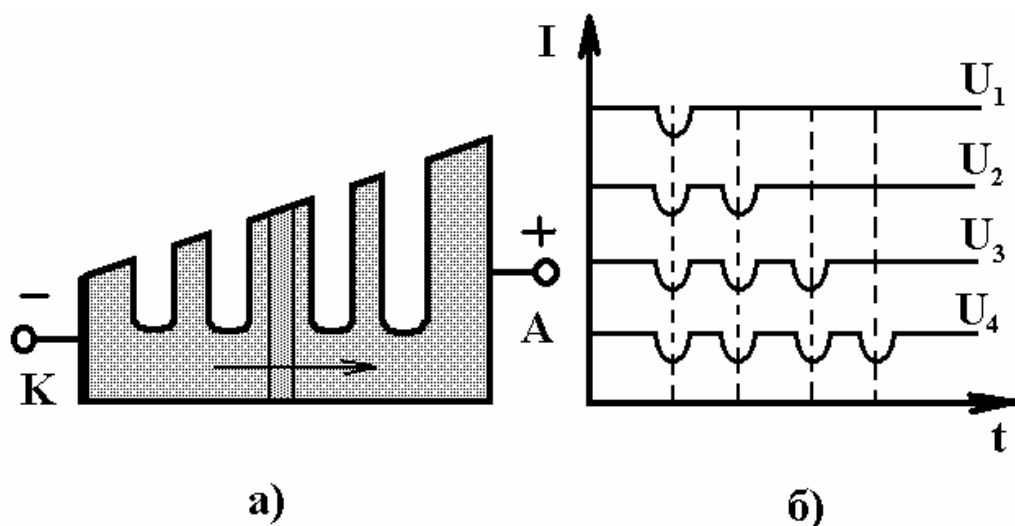


Рис. 3.24. Конструкція аналого-цифрового перетворювача (а) та часова залежність струму при різних прикладених напругах: $U_1 > U_2 > U_3 > U_4$ (б)

Амплітудний дискримінатор працює таким чином. При подачі на діод напруги, яка перевищує порогове значення, в діоді утворюються домени, які рухаються зразком, а потім зникають на аноді, що приводить до утворення імпульсів струму. Якщо на діод подавати напругу у вигляді імпульсів більших, ніж порогове значення, то діод буде генерувати таку кількість імпульсів струму, яка відповідає тривалості вхідного імпульсного сигналу. В цьому випадку прилад виконує функцію кодування часових інтервалів. Якщо на діод подавати вхідний сигнал через диференціювальне RC-коло, то час, протягом якого прикладена напруга перевищує порогове значення, визначається амплітудою вхідного сигналу. Таким чином, даний функціональний пристрій перетворює величину амплітуди вхідного сигналу на кількість вихідних імпульсів струму.

Перетворювач частоти виконується у вигляді зрізаної піраміди, причому катод створюється на вершині, а анод - на основі. При такій конструкції перетворювача електричне поле зменшується від катода до анода (рис. 3.25,а), тому при досить малих напругах зміщення домен дрейфує до тієї частини приладу поблизу катода, де прикладена напруга перевищує порогову. З підвищенням прикладеної напруги дрейфовий шлях доменів збільшується, а частота коливань зменшується. Подальше підвищення на-

пруги приводить до того, що домен досягає анода і частота перестає залежати від прикладеної напруги (рис. 3.25,б).

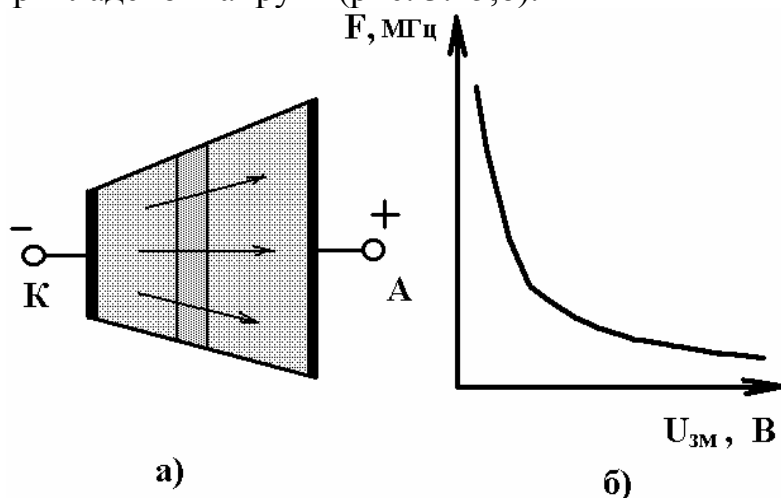


Рис. 3.25. Конструкція функціонального генератора (а) і залежність частоти генерації від напруги зміщення (б)

Геометрична форма зразків діода Ганна дозволяє створювати функціональні генератори з заданою формою коливань струму (рис. 3.26). У відповідності з відзначеними властивостями діодів Ганна форма коливань струму за прогонний час відтворює профіль поперечного перерізу зразка – виступ, на якому струм збільшується (рис. 3.26,а), та виріз, на якому струм зменшується (рис. 3.26,б). Подальше підвищення напруги приводить до того, що домен доходить до середньої частини зразка з найбільшою площею перерізу. При цьому частота коливань струму стрибком зменшується приблизно в два рази, тому що після цього домен доходить до анода. Отже, такий прилад може виконувати функції перемикача частоти (рис. 3.26,а).

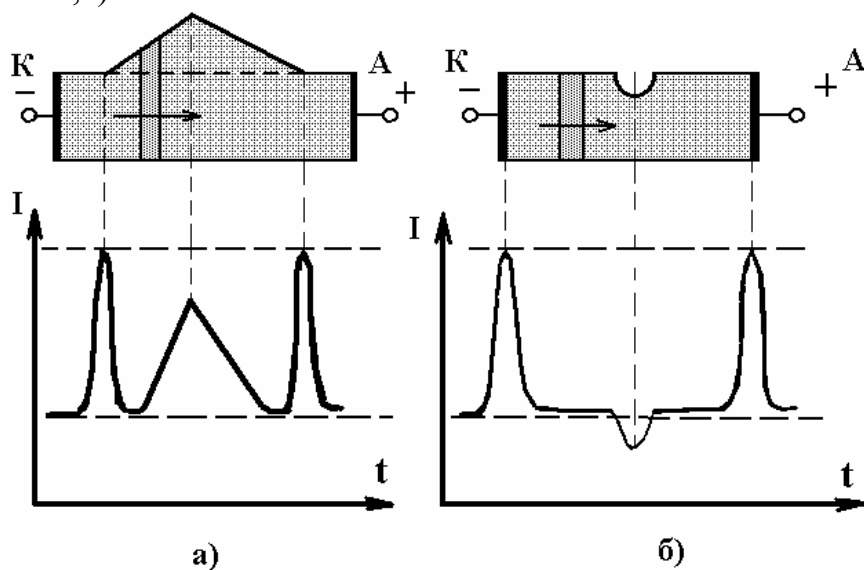


Рис. 3.26. Конструкція функціональних генераторів Ганна з виступом (а) і вирізом (б), які повторюють профіль поперечного перерізу зразка

Розглянемо принцип роботи імпульсного підсилювача на діоді Ганна, який є основою побудови логічних схем. При цьому слід підкреслити, що особливістю роботи діода Ганна є те, що порогова напруга утворення домену $U_{\text{ПОР}}$ вища за напругу його розпаду $U_{\text{РОЗ}}$. Схема імпульсного підсилювача наведена на рис. 3.27. На діод подають постійну напругу U , яка менше за порогову $U_{\text{ПОР}}$, але більша за напругу розпаду $U_{\text{РОЗ}}$.

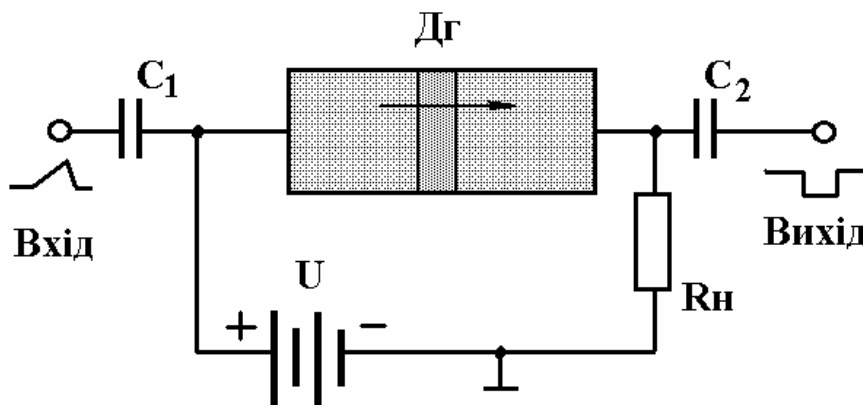


Рис. 3.27. Схема імпульсного підсилювача

Якщо в цей час на діод подати невеликий імпульс ΔU , так щоб $U + \Delta U > U_{\text{ПОР}}$, то біля катода утвориться домен. Після закінчення дії імпульсу напруги ΔU домен буде рухатися до анода, оскільки постійна напруга $U > U_{\text{РОЗ}}$, при цьому амплітуда вихідного імпульсу описується виразом:

$$U_{\text{ПОР}} = [1 - I_{\text{РОЗ}} / I_{\text{ПОР}}] R_{\text{H}} I_{\text{ПОР}}, \quad (3.70)$$

де $I_{\text{ПОР}}$, $I_{\text{РОЗ}}$ – струми, які відповідають напругам $U_{\text{ПОР}}$ та $U_{\text{РОЗ}}$.

Логічна функція "І" здійснюється на основі імпульсного підсилювача тоді, коли до вхідного електрода додається ще кілька паралельних електродів, на які одночасно подаються вхідні сигнали, при цьому в діоді утворюється домен, що приводить до появи вихідного сигналу. Якщо тільки на один з вхідних електродів подано сигнал, при якому утворився домен, то в цьому разі буде реалізована логічна функція "АБО". Логічну функцію "І" можна також здійснити, використавши паралельне з'єднання трьох діодів Ганна (рис. 3.28), навантажених на спільний опір R_{H} . При роботі такої схеми висуваються особливі вимоги до амплітуди вхідних сигналів.

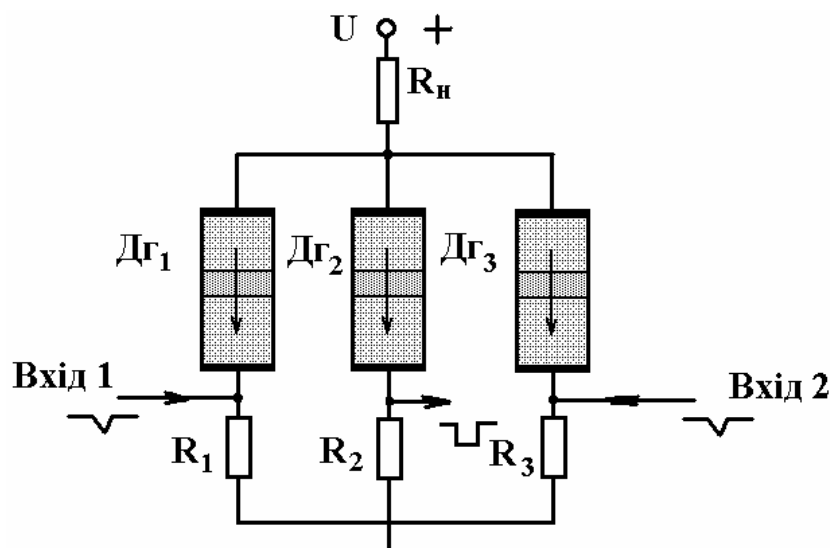


Рис. 3.28. Логічна схема "І" на діодах Ганна

Так, при подачі вхідного сигналу на один з діодів $ДГ_1$ або $ДГ_3$ в ньому утворюється домен, що приводить до зменшення струму, а в вихідному діоді $ДГ_2$ він збільшується. Для реалізації функції "І" необхідно підібрати параметри схеми таким чином, щоб струм у вихідному діоді досягав порогового значення лише при одночасному утворенні доменів у вхідних діодах.

Створення третього електрода $У_e$ до активної області діодів Ганна, який має ємнісний або омичний характер, значно розширює функціональні можливості пристроїв на ефекті Ганна. Таким прикладом є схема з керованою формою вихідного сигналу (рис. 3.29). Її основу складає кристал арсеніду галію, на основі якого створено діод Ганна з керувальним електродом. Якщо на анод і катод подано напругу більшу за порогову, то біля катода утворюється домен, який рухається до анода. При замкнутому керувальному електроді при проходженні під ним домену збільшується струм через прилад. Якщо керувальний контакт вимкнено, то величина струму на виході пристрою не змінюється. Залежність вихідного струму від часу подана на рис. 3.29. Тривалість вихідних імпульсів залежить від часу проходження доменів під керувальним електродом.

Якщо замість керувальних електродів на поверхні зразка розмістити світлочутливі опори або діяти світловим променем необхідної потужності, то можна створити пристрій, який перетворюватиме світлову інформацію в електричну. Розглянемо принцип роботи модулятора височастотних коливань. При поглинанні світла доменом утворюються нові електронно-діркові пари, що приводить до зміни електропровідності, а це, в свою чергу, змінює амплітуду надвисочастотних коливань струму. Частота модуляційних коливань залежить від довгодії електронно-діркових пар, яка в арсеніді галію становить 10^{-8} с, отже, максимальна частота модуляції складає 10^8 Гц.

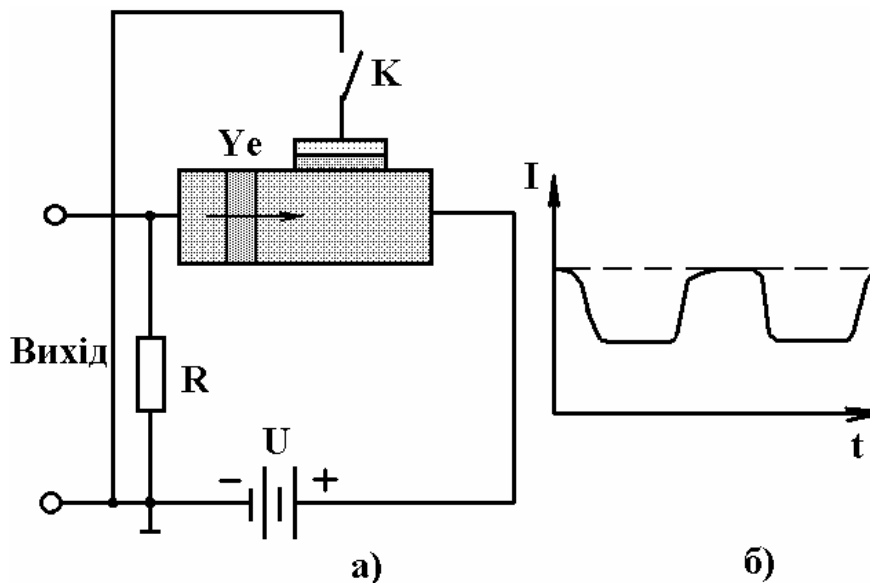


Рис. 3.29. Схема функціонального пристрою (а) і часова діаграма вихідного струму (б)

Дискримінатор інтенсивності світла на діоді Ганна працює таким чином. Якщо світло падає на невелику область біля анода, то її опір зменшується і це приводить до перерозподілу напруги вздовж напівпровідника. Напруженість електричного поля в прикатодній області буде зростати, що приводить до утворення домену при нижчій напрузі, прикладеній до діода. Отже, зміна інтенсивності світла, яке діє на діод, приводить до зміни величини прикладеної до нього напруги, а це означає, що діод Ганна виконує функції дискримінатора інтенсивності світла.

Розглянуті приклади застосування діодів Ганна показують їх великі можливості, насамперед як швидкодіючих функціональних пристроїв, але для цього треба розв'язати ряд проблем:

- отримання однорідних епітаксіальних плівок арсеніду галію на напівізолювальних підкладках;
- отримання нових напівпровідникових матеріалів з великим відношенням максимальної швидкості електронів до їх швидкості в сильних електричних полях;
- поліпшення часової та температурної стабільності діодів Ганна;
- зниження потужності споживання тощо.

3.9. Тунельно-резонансний ефект. Фізичний механізм тунельно-резонансного ефекту в приладах з ТРС

Тунельно-резонансний ефект (ТРЕ) виник на основі досягнень гетероепітаксіальної технології, за допомогою якої створені квантово-розмірні структури, які використовують хвильову природу носіїв заряду, що дало

змогу створити принципово новий клас мікроелектронних приладів. В основу роботи цих приладів покладено явище резонансного тунелювання електронів через послідовно розташовані напівпрозорі потенціальні бар'єри, розділені квантовими ямами, що аналогічно резонансному проходженню фотонів через систему напівпрозорих дзеркал, які утворюють інтерферометр Фабрі-Перо. Резонансне тунелювання електрона приводить до різкої немонотонної залежності коефіцієнта пропускання від енергії частки, причому ширина резонансної лінії залежить від параметрів квантово-розмірної структури. Це дозволяє використовувати тунельно-резонансні структури (ТРС) як елементи з від'ємною ділянкою вольт-амперної характеристики, енергетичних фільтрів і моноенергетичних інжекторів гарячих електронів.

Тунельно-резонансний діод складається з двох бар'єрів, розділених областю з малою потенційною енергією (рис. 3.30). Область між бар'єрами – це ніби потенційна яма, у якій є один або кілька дискретних рівнів. Характерна ширина бар'єрів і відстань між ними складають кілька нанометрів. Области ліворуч і праворуч від подвійного бар'єра відіграють роль резервуарів електронів провідності, до яких примикають контакти. Електрони займають тут досить вузький енергетичний інтервал.

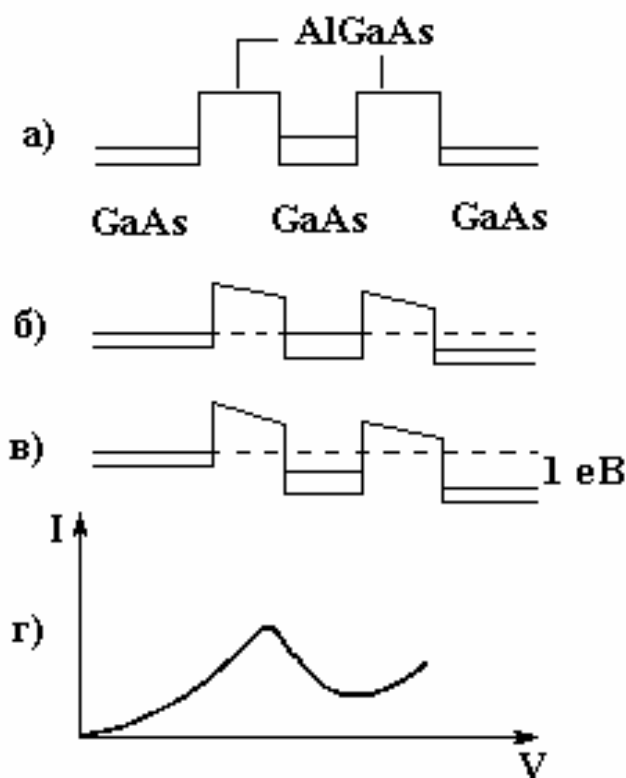


Рис. 3.30. Схема роботи і вольт-амперна характеристика тунельно-резонансного діода: а) – різниця потенціалів дорівнює нулеві; б) – на прилад подана резонансна напруга, при якій струм максимальний; в) – напруга більше резонансної; г) – вольт-амперна характеристика

У приладі використовується така особливість подвійного бар'єра: його тунельна прозорість має яскраво виражений резонансний характер. Пояснимо природу цього ефекту. Для цього припустимо, що прозорість кожного бар'єра мала. Це, однак, не означає, що одночасно буде й мала імовірність тунелювання через подвійний бар'єр. Виявляється, що в тому випадку, коли енергія електронів, що налітають на бар'єри, дорівнює енергії дискретного рівня, тунельна прозорість різко зростає. Механізм резонансного тунелювання такий: електрон, що проникнув в область між бар'єрами, надовго затримується там, у результаті багаторазового відображення від лівого і правого бар'єрів істотно зростає імовірність тунелювання. Одночасно можна сказати, що при резонансі через інтерференцію хвиль у внутрішній області гаситься хвиля, що відбивається від подвійного бар'єра.

Основною структурою, на якій проведено теоретичні та експериментальні дослідження з резонансного тунелювання електронів, є структура, у якій квантова яма розташована між двома напівпрозорими бар'єрами. Омічні контакти до такої структури формуються з використанням сильнолегованих n^+ -шарів напівпровідника, який має вузьку енергетичну зону в порівнянні з бар'єроутворювальним напівпровідником. Між цими шарами і шарами бар'єроутворювального напівпровідника поміщають протяжні буферні шари нелегованого матеріалу (рис. 3.31,а), в результаті чого утворюється семишарова структура, діаграма зони провідності якої наведена на рис. 3.31,б. [38].

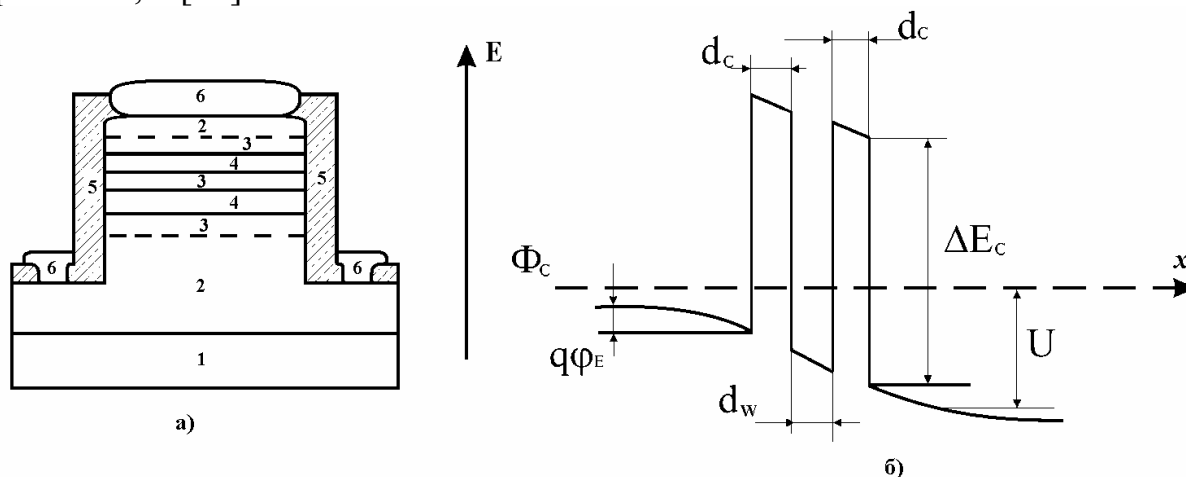


Рис. 3.31. Схематичний розріз n^+ -і- n^+ діода з тунельно-резонансною структурою в і-області (а): 1 – n^+ -InP підкладка; 2 – n^+ -InGaAs підкладка; 3 – i-InGaAs підкладка; 4 – InAlAs підкладка; 5 – пасивуючий шар; 6 – контакти. Діаграма зони провідності (б)

Основним методом створення тунельно-резонансних структур є епітаксія з молекулярних пучків, яка дозволяє вирощувати дуже тонкі досконалі шари напівпровідникових сполук 3 і 5 груп на GaAs- і InP-підкладках [38], а також кремній-германієві квантово-розмірні гетероструктури на Si-підкладці та інші.

В експериментальних дослідженнях резонансного тунелювання електронів також використовуються такі два типи структур:

- гетероструктури на основі добре узгоджених за параметрами кристалічних ґраток пар $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ на GaAs -підкладці і $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ на InP -підкладці;
- напружені псевдоморфні гетероструктури $\text{In}_{0,53}\times\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ на InP -підкладці.

Серед методів вирощування цих гетероструктур основними є епітаксія з молекулярних пучків і в меншому ступені хімічне осадження з парів металоорганічних сполук. Діоди n -і- n -типу, а також інші прилади з резонансним тунелюванням електронів мають, як правило, вертикальну структуру і формуються з використанням меза-травлення [37].

На рис. 3.32 наведені типові експериментальні ВАХ діода з ТРС у базовій і-області [38]. У порівнянні їх з ВАХ, розрахованими для аналогічного діода в рамках елементарної теорії, видно, що при якісному збігу з розрахунковими характеристиками основні кількісні параметри експериментальних ВАХ значно гірші.

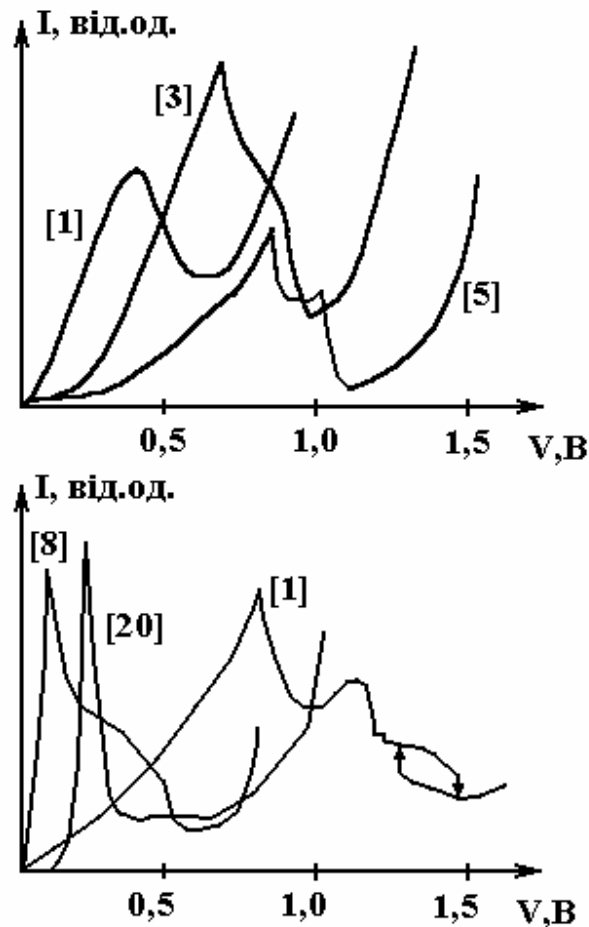


Рис. 3.32. Експериментальні вольт-амперні характеристики n^+ -і- n^+ -діода з ТРС в і-області

Найбільше впливають на транспортні характеристики ТРС і приладів на їхній основі бар'єрні шари. Так, зменшення їх товщин приводить до розширення квазірівня в квантовій ямі і зростання резонансного тунельного струму. Контрастність ВАХ при цьому може як збільшуватися, так і зменшуватися в залежності від того, яка з компонент $I_{\min}$ (термоемісійна, тунельна і т.п.) домінує. Збільшення висоти бар'єрів при типових параметрах ТРС викликає зменшення надбар'єрних термоемісійних і нерезонансних, тунельного струмів у більшому ступені, ніж резонансного, що може дати ріст контрастності. Рекордні значення отримані в діоді на псевдоморфній структурі InGaAs з AlAs-бар'єрами і складною квантовою ямою – $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InAs}/\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.47}\text{As}$, що має найбільш високі бар'єри в порівнянні з іншими експериментально досліджуваними структурами. Контрастність ВАХ діодів із ТРС на AlGaAs, технологія яких відпрацьована краще, трохи нижча, однак вона може бути збільшена при використанні в якості бар'єра короткоперіодичної надгратки (НГ) GaAs/AlAs [38].

Якість ТРС і, відповідно, характеристики виготовлених на їхній основі приладів істотно залежать від напівпровідникового матеріалу. Порівнюючи перспективи використання InGaAs/InAlAs і GaAs/AlGaAs-структур, можна відзначити кілька причин, з яких перша гетеропара виявляється переважнішою для виготовлення приладів з резонансним тунелюванням. По-перше, через особливості зонної структури процеси тунелювання електронів центральної Γ -долини вузькозонного емітера через бічні L і X-долини широкозонних шарів, що модифікують резонансні властивості розглядуваних двобар'єрних структур, менш ймовірні в гетеропарі InGaAs/InAlAs, ніж у GaAs/AlGaAs. По-друге, в системі InGaAs/InAlAs може бути досягнута більша в порівнянні з GaAs/AlGaAs висота гетеробар'єрів без істотного погіршення транспортних характеристик тунелювальних електронів у поєднанні з меншою ефективною масою електрона, що в остаточному підсумку забезпечує більш високі значення контрастності ВАХ для ТРС на першій гетеропарі. По-третє, через порівняно низький бар'єр Шотткі ($\sim 0,2$ eV) несплавні контакти до сильнолегованих n^+ -областей InGaAs мають менший омичний опір (до $2 \cdot 10^{-8}$ Ом·см), ніж у випадку GaAs.

Основними особливостями транспортних властивостей n^+ -i- n^+ діода з тунельно-резонансною структурою в базовому i-шарі є від'ємний опір N-подібного типу і моноенергетична інжекція гарячих електронів. Розглянемо просту модель цієї структури за таких умов [38]:

1. Діод розбивається на три області – емітерну, колекторну і тунельно-резонансну структури, причому перші дві області вміщують як n^+ -контакти, так і буферні шари, а електрони в них вважаються рівноважними.
2. Концентрація локалізованих електронів в квантових ямах незначна і не впливає на розподіл потенціалу в діоді.

3. Перенос електронів обмежується квантово-механічною прозорістю тунельно-резонансної структури.

4. Коефіцієнт пропускання структури для кожного електрона залежить тільки від величини нормальної (відносно площини гетеропереходу) компоненти його хвильового вектора K_1 , параметрів структури (товщини d_c і висоти ΔE_c бар'єрів, ширини квантової ями d_w) і напруженості електричного поля E_n . За цих умов густина струму для симетричного діода описується рівнянням [38]:

$$J = \frac{q}{4} V_t N_c \int_0^\infty d\eta \left\{ \frac{1 + \exp\left(\frac{\Phi_e + q\phi_e - \eta}{K_B T}\right)}{1 + \exp\left(\frac{\Phi_e + q\phi_e - qU - \eta}{K_B T}\right)} \right\} D(\eta), \quad (3.71)$$

де q – заряд електрона, V_t і N_c – теплова швидкість і щільність квантових станів електронів, Φ_e – рівень Фермі в емітері, відлік якого починається від дна зони провідності в глибині n^+ -області, $U - q\phi_e > 0$ – загин зони провідності в емітерній області, U – прикладена напруга, K_B – стала Больцмана, T – температура, $\eta = \hbar^2 k_1^2 / (2mK_B T) = E_1 / (K_B T)$, m – ефективна маса, $D(\eta)$ – коефіцієнт пропускання структури для електрона з нормальною компонентою хвильового вектора K_1 .

На основі аналізу (3.71) можна сказати, що всі особливості перенесення заряду через n^+ -і- n^+ діод з тунельно-резонансною структурою в базовій і-області обумовлені резонансною залежністю коефіцієнта пропускання D від η , тобто від енергії E_1 поперечного руху електрона. Для визначення цієї залежності з врахуванням зроблених припущень необхідно вирішити задачу проходження електрона через тунельно-резонансну структуру. Якщо вважати електричне поле однорідним, то хвильову функцію електрона можна визначити у вигляді добутку двох функцій, одна з яких залежить від часу, а друга – від координати, і на основі цього рішення визначити залежність D від η . В дійсності, процеси розсіювання електронів в квантовій ямі приводять до зміни системи хвильових функцій, розширенню енергетичних рівнів і деформації залежності $D(\eta)$, тому для якісного аналізу й оцінювання граничних значень параметрів часто використовують модельну функцію $D(\eta)$ на основі рівняння (3.71) [38]:

$$D(\eta) \approx \sum_i \frac{\Gamma_i^2}{(K_B T \eta - E_i^2) + \Gamma_i^2}, \quad (3.72)$$

де підсумовування ведеться за резонансними рівнями, а Γ_i і E_i – відповідно, півширина і положення i -рівня відносно краю зони провідності (на межі тунельно-резонансної структури з боку емітерної області).

Вольт-амперні характеристики згідно з рівняннями (3.71) і (3.72), без врахування буферних шарів, наведені на рис. 3.33. По осі ординат відкладено $I=J/J_{нас}$, а по осі абсцис – відношення $qU/(2E_0)$. Величина густини струму насичення визначається [38]:

$$J_{нас} = \frac{q}{4} V_t N_c \int_0^{\infty} d\eta \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\Phi_e + q\varphi_e}{K_B T} - \eta \right) \right], \quad (3.73)$$

де E_0 – енергія основного рівня в квантовій ямі.

Аналіз ходу вольт-амперної характеристики показує, що зростання струму при $qU/(2E_0) \leq 1$ пов'язано із збільшенням кількості електронів в емітерній області, здатних подолати потенціальний бар'єр, тому крутість зростаючої ділянки вольт-амперної характеристики не залежить від ширини резонансної лінії, а визначається енергією рівня Фермі або температурою електронів в емітері.

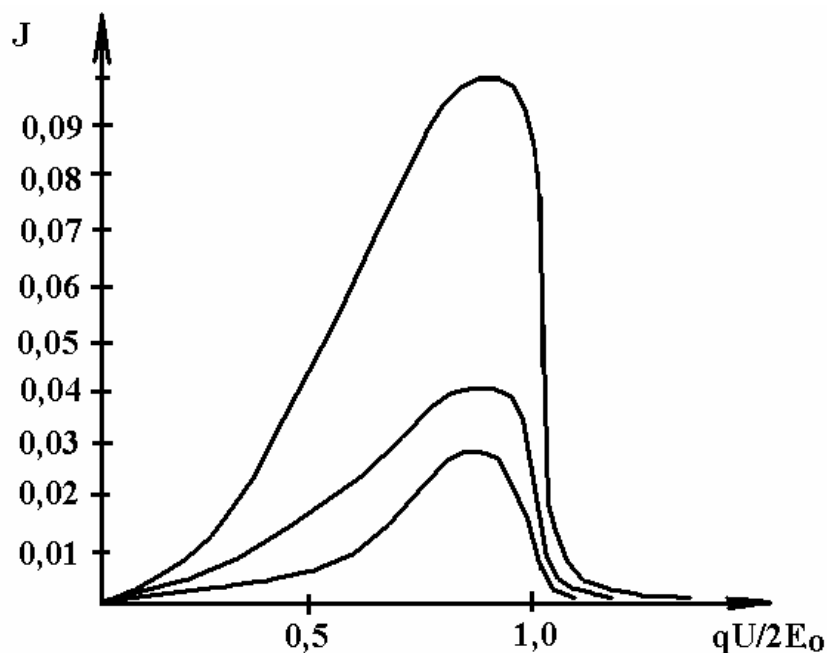


Рис. 3.33. Вольт-амперна характеристика p^+-i-n^+ діода з тунельно-резонансною структурою в i -області при $E_0=75$ меВ

Спадна ділянка струму при $qU/(2E_0)=1$ пов'язана із опусканням першого резонансного рівня в квантовій ямі нижче дна зони провідності на межі тунельно-резонансної структури. Величина напруги, яка відповідає спадній ділянці вольт-амперної характеристики, визначається півшириною

Γ резонансної лінії. Для випадку виродження ($\Gamma \ll \Phi_e$) або без виродження ($\Gamma \ll K_B T$) вольт-амперна характеристика є несиметричною поблизу кожного максимуму густини струму і тим більшою мірою, чим менша величина Γ . Граничне значення від'ємної крутості вольт-амперної характеристики при $K_B T \ll \Phi_e$ має вираз [38]:

$$q_{\max} \approx q^2 m \Phi_e / (4\pi^2 h^3), \quad (3.74)$$

чисельне значення $q_{\max} = 4 \cdot 10^7$ См/см² при $m = 10^{-28}$ г і концентрації електронів в n^+ -шарі 10^{18} см⁻³. Максимальне значення густини струму при тих же умовах визначається рівнянням [38]:

$$I_{\max} = 2\pi q_{\max} \Gamma / q \quad (3.75)$$

і може досягати значень 10^5 А/см² при $2\Gamma = 1$ меВ.

Аналогічне співвідношення між максимальною густиною струму, крутістю вольт-амперної характеристики і шириною резонансної лінії має місце і при відсутності виродження електронів в емітерній області.

Крутість ділянки вольт-амперної залежності визначає таку важливу робочу характеристику структури, як граничну частоту генерації [38]:

$$f_{\max} = 1/(2\pi C_s) [q_{\max}/R_s]^{1/2}, \quad (3.76)$$

де C_s – ємність, R_s – послідовний опір з тунельно-резонансною структурою.

Розраховані значення $f_{\max}$ на основі (3.74) і (3.76) становлять 1-4 ТГц, що в десятки разів перевищує частоти генерації діода Ганна. При використанні діодів з тунельно-резонансною структурою в логічних схемах їх гранична швидкодія також визначається рівнянням (3.76). Іншим важливим параметром приладів з від'ємним опором N-типу є контрастність, тобто відношення максимальної густини струму до мінімальної. Максимальна густина струму визначається (3.75), а мінімальна залежить від висот потенціальних бар'єрів, їх товщини, присутності вищих (відносно робочих) рівнів розмірного квантування в квантовій ямі та ін. Якщо робочим енергетичним рівнем є другий, то при відсутності виродження маємо [38]:

$$\frac{I_{\max}}{I_{\min}} = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{K_B T}\right). \quad (3.77)$$

Чисельні значення для типової структури $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ з товщиною квантово-розмірних шарів ~ 50 Å при температурі 300 К дорівнюють 23, що значно вище, ніж у діодів Ганна.

Таким чином, розглянута вище найпростіша модель $n^+ - i - n^+$ діода з тунельно-резонансною структурою у базовій області дає досить обнадійливі кількісні оцінки, що стало причиною подальших теоретичних і експериментальних досліджень.

Важливим параметром також є ширина квантової ями, що у значній мірі визначає положення рівнів розмірного квантування, через які здійснюється резонансне тунелювання. В квантовій ямі з нескінченно високими і товстими бар'єрами відлічувана від дна зони провідності енергія цих рівнів

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2md_w^2}, \quad (3.78)$$

де $n=1, 2, \dots$ – номери підзон розмірного квантування. У квантовій ямі з бар'єрами кінцевої висоти і ширини електрони частково делокалізовані, внаслідок чого рівні розмірного квантування розмиті і розташовані нижче, ніж це впливає з формули (3.78). Вплив ширини квантової ями на положення рівнів при цьому якісно не міняється, так що звуження квантової ями приводить до їхнього підйому (стосовно дна зони провідності) при одночасному розширенні. В результаті, у міру звуження квантової ями пікова щільність резонансного тунельного струму зростає. При цьому може збільшуватися і контрастність ВАХ, якщо для напруг, більших за напругу відсічення, також домінує резонансний тунельний компонент струму, але вже через другий рівень розмірного квантування. Тоді відношення максимальної і мінімальної щільностей струмів на спадній ділянці ВАХ росте при збільшенні (обумовленому звуженням квантової ями) енергетичної щільності між першим і другим рівнями (див. формулу (3.77)). Як встановлено експериментально, підвищити відношення $I_{\max}/I_{\min}$ можна також при опусканні дна квантової ями нижче краю зони провідності буферних і контактних шарів за рахунок використання більш вузькозонного матеріалу (саме таким є згадана вище псевдоморфна структура, на якій отримані рекордні значення контрастності ВАХ). Це пов'язано з можливістю зменшення розмірів квантової ями при збереженні невеликого зазору між першим квазірівнем у квантовій ямі і дном зони провідності емітера, що забезпечує відносно невеликі значення напруги відсічення і відповідного йому електричного поля (від якого залежать, у свою чергу, ширина і положення другого рівня).

Певний вплив на характеристики діодів з резонансним тунелюванням електронів роблять і нелеговані буферні шари між бар'єрами і контактами. Сам факт наявності таких шарів звичайно пов'язують з необхідністю

уникати зосередження домішки на гетеромежах, зменшувати вплив далекодієвого домішкового потенціалу на процес тунелювання, знижувати ємність діода і т.п.

Процеси в активній області тунельно-резонансних n-i-n-діодів істотно впливають і на їхні динамічні характеристики. Оцінка граничної швидкодії на основі елементарної моделі є сильно завищеною і навряд чи може розглядатися як орієнтир для розробників відповідних приладів. В дійсності швидкодія має принципові обмеження, не пов'язані з інерцією в роботі елементів електричного ланцюга (перезарядженням ємностей і т.п.), але обумовлені як хвильовою природою електронів, що беруть участь у перенесенні заряду через ТРС, так і процесами накопичення і розсіювання електронів в квантовій ямі. Найпростіша оцінка впливає зі співвідношення невизначеності, відповідно до якого час перебування електрона в квантовій ямі на рівні з півшириною Γ складає величину

$$\tau \approx \hbar / 2\Gamma . \quad (3.79)$$

Для ТРС на GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As з товщинами шарів по 50 Å це дає $\tau \approx 1,7$ пс.

3.10. Пристрої на основі тунельно-резонансного ефекту

Експериментальні дослідження тунельно-резонансної структури типу $n^+ - i - n^+$ показали, що критичні значення параметрів, отримані при теоретичному аналізі, важко отримати на практиці. Це пов'язано з недосконалістю самої структури, а також модельним характером елементарної теорії. Подальший розвиток теорії та експериментальних робіт показали можливість використання тунельно-резонансних структур для отримання принципово нових мікроелектронних і оптичних приладів.

Планарна інтеграція декількох тунельно-резонансних структур дозволяє сформувати компактні комірки багаторівневої логіки, яка конкурує з транзисторною. Реалізація функцій багаторівневої логіки можлива в тому випадку, якщо пряма навантаження пересікає вольт-амперну характеристику в кількох сталих точках. Дійсно, така ситуація виникає при паралельному або послідовному з'єднанні тунельно-резонансних діодів. Розглянемо принцип роботи паралельної структури, її поперечний розріз і еквівалентну схему, яка наведена на рис. 3.34. У верхній частині структури діоди з'єднані каналом з високою рухливістю електронів, які локалізовані поблизу гетеропереходу GaAs/AlGaAs/, на рис. 3.34,а показані пунктирною лінією. Вольт-амперна характеристика наведена на рис. 3.34,в.

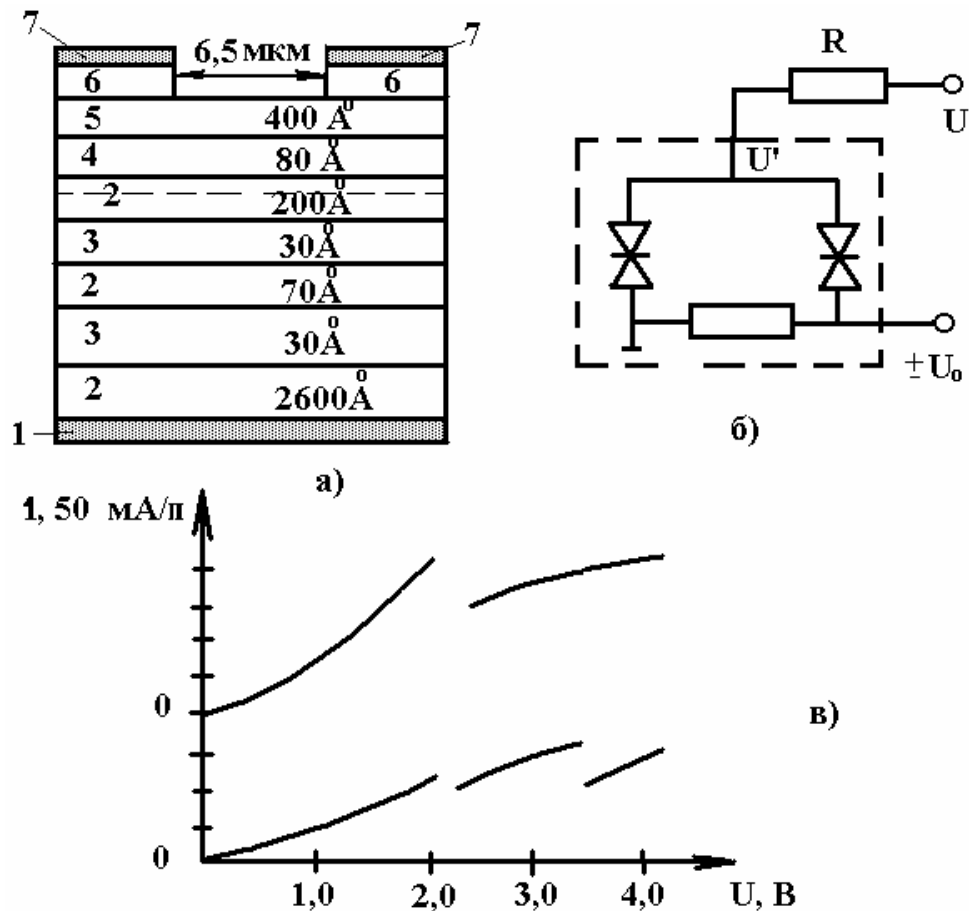


Рис. 3.34. Схематична структура паралельно з'єднаних n^+ - i - n^+ діодів (а): 1 – n^+ GaAs підкладка; 2 – GaAs; 4 – $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$; 5 – n^+ $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$; 6 – n GaAs; 7 – контакти; еквівалентна схема (б) і експериментальні характеристики (в)

При температурі 100 К існує два резонансних піки, положення яких залежить від напруги між діодами U_0 . За допомогою цього приладу було продемонстровано помноження частоти пилоподібного сигналу на три, а синусоїдного на п'ять. При підключенні опору навантаження величиною 215 Ом до контакту підкладки при зовнішній напрузі $U = 16V$ і $U_0 = 0,7V$ електричне коло елемента мало три стаціонарні стани, які відповідали напрузі на підкладці $U = 3,0; 3,6; 4,3$ В. Слід підкреслити, що організація звичайної трирівневої комірки пам'яті потребує чотирьох транзисторів і шістьох опорів, при цьому вона менш економічна як за площею, так і за енергоспоживанням. Недоліком такої структури є необхідність в додатковому джерелі напруги U_0 .

Використовуючи принципи багаторівневої логіки можна створити 11-бітовий генератор парності на основі однієї вертикально інтегрованої багатошарової структури. Схематичний розріз приладу та його вольт-амперна характеристика подані на рис. 3.35. Він складається з n^+ -InAlAs-підкладки, на якій методом молекулярної епітаксії створені п'ять

InGaAs/InAlAs-діодів з резонансним тунелюванням електронів, розділених n^+ -InGaAs шарами. Кожен з діодів при кімнатній температурі має вольт-амперну характеристику з вузьким піком резонансного струму, який відповідає тунелюванню через перший рівень розмірного квантування в потенціальній InGaAs-ямі. На вольт-амперній характеристиці цієї структури є п'ять однакових за амплітудою піків резонансного струму, що свідчить про однаковість параметрів діодів (рис. 3.35,б). Такий прилад може замінити десять елементів двійкової логіки і може бути використаний для реалізації 11-розрядного двійкового слова, потребуючи при цьому лише суматор [38].

Функціональні можливості тунельно-резонансних приладів можна значно розширити, якщо створити третій керувальний електрод, тобто використати транзисторний ефект. Керувальний електрод з'єднується з базовою областю, при цьому він контактує з вузькозонним шаром тунельно-резонансної структури і дозволяє керувати напругою між емітером і квантовою ямою при сталій напрузі між емітером і колектором. Цей ефект досягається при створенні такого стану, коли перший рівень розмірного квантування в потенціальній ямі опускається нижче дна зони провідності на межі тунельно-резонансної структури з боку емітера і колектора. Тоді при подачі позитивного зміщення між емітером і базою можна міняти потенціал квантової ями і концентрацію електронів, які локалізовані на першому рівні розмірного квантування. Тунельно-резонансний струм при цьому визначається положенням другого рівня в квантовій ямі. Однак серйозною проблемою є виготовлення базового електрода до дуже тонкої структури [35].

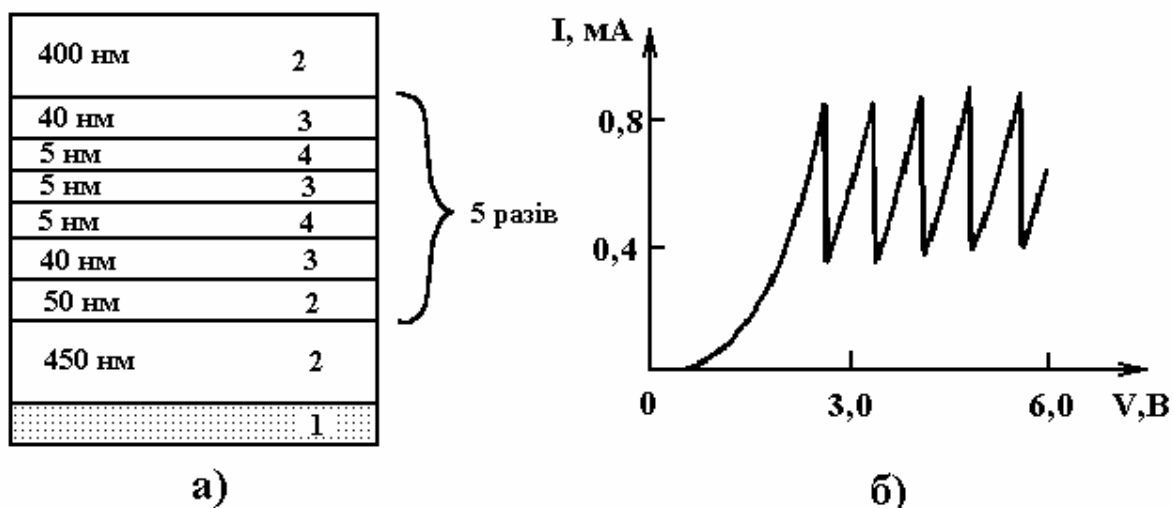


Рис. 3.35. Схематичний розріз гетероструктури (а) багатоелементного вертикального інтегрованого діода з тунельно-резонансною структурою: 1 – n^+ підкладка; 2 – n^+ InGaAs; 3 – i -InGaAs; 4 – InAlAs підкладка; і його експериментальна вольт-амперна характеристика (б)

Другим варіантом трьохелектродного приладу з резонансним тунелюванням електронів є структура, в якій емітер і колектор виготовлені у вигляді надгратки GaAs (80 Å)/ Al_{0,4}Ga_{0,6}As (20 Å), кожний шар якої (за виключенням трьох найближчих до тунельно-резонансної структури періодів) був легований Si з концентрацією $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В квантовій ямі, яка складалась з шару GaAs в тунельно-резонансній структурі, середня її частина (50 Å) легувалась Be з концентрацією 10^{19} см^{-3} , що дозволило сформувати р⁺-селективний контакт до цього шару. В рівноважному стані дно зони провідності у центрі тунельно-резонансної структури опинилось нижче ніж дно електронної міні-зони в n⁺-GaAs/AlGaAs шарах надгратки, які утворюють емітер і колектор. В зв'язку з тим, що перенос електронів через ці надгратки здійснюється по розмірних міні-зонах, то і колекторний струм досить малий при незбіганні рівня резонансного тунелювання в квантовій ямі з дозволеними міні-зонами в надгратці. Для відключення резонансного струму необхідно досить значне позитивне зміщення (1 В) для шару р⁺-GaAs, тому що електронний рівень в квантовій ямі розташований значно вище дна дозвільної міні-зони в емітері. Вольт-амперна характеристика тунельно-резонансного транзистора з р⁺-квантовою ямою подана на рис. 3.36. Вона має ділянку від'ємного опору при напрузі емітер-база $\sim 1,1$ В. Пікова густина колекторного струму складає $\sim 5,6 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$.

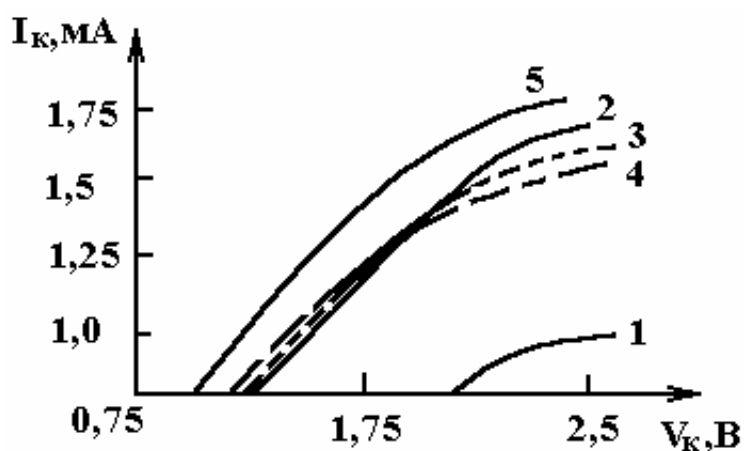


Рис. 3.36. Вольт-амперна характеристика біполярного квантового тунельно-резонансного транзистора при напрузі на базі:
1 – 0,5 В; 2 – 1,05 В; 3 – 1,15 В; 4 – 1,25 В; 5 – 1,35 В

В цілому, вольт-амперні характеристики мали тенденцію до насичення при колекторних напругах $\sim 2,25$ В. Максимальний коефіцієнт підсилення при кімнатній температурі досягав ~ 450 . Значення цих параметрів свідчить про те, що створення тунельно-резонансних транзисторів є перспективним напрямком [38].

Для досягнення транзисторного ефекту можна використати не тільки наскрізне перенесення електронів через тунельно-резонансну структу-

ру з керованим потенціалом квантової ями, але й резонансне перенесення носіїв заряду між об'ємним матеріалом і квантовою ямою, розділених напівпрозорим бар'єром. Як показали експериментальні дослідження вольт-амперної характеристики такого транзистора в схемі з загальним колектором, при кріогенних температурах він мав ділянку від'ємного опору при від'ємних значеннях напруги на емітері від 3 до 4 В і струмі колектора від 2,2 до 2,7 мА [38].

Найбільш досліджені і вивчені питання про використання тунельно-резонансної структури як додаткового елемента, який поліпшує характеристики і розширює функціональні можливості звичайних (не тунельно-резонансних) транзисторів на гарячих електронах, біполярних і польових транзисторів.

При підключенні тунельно-резонансної структури в емітер транзистора на гарячих електронах значно звужується енергетичний спектр носіїв заряду, що інжектуються в n^+ -базу. Зменшення розкиду за нормальною компонентою швидкості електронів, які рухаються між емітером і колектором, знижує частотну дисперсію колекторного струму на змінному сигналі, що збільшує критичну частоту і швидкодію. Можливість отримання від'ємного опору в приладі дозволяє реалізувати логічні елементи, перемикачі, генератори, підсилювачі та інші.

Тунельно-резонансний ефект можна використати в оптоелектроніці як для поліпшення параметрів фотоприймачів, так і для створення нових нелінійних оптоелектронних елементів. Однією з позитивних якостей тунельно-резонансної структури є здатність виконувати функцію енергетичного фільтра для електронів, що дозволяє поліпшити характеристики лавинних фотодіодів. Недоліками цих фотоприймачів є невелика швидкодія і значний рівень шумів за рахунок лавинного помноження носіїв заряду. Ці недоліки можна усунути при підвищенні відношення коефіцієнтів ударної іонізації електронів і дірок, тому що при близьких коефіцієнтах іонізації шум лавинного помноження має максимальне значення, а швидкодія мала. Припинення процесів ударної іонізації здійснюється за рахунок домінуючого (порівняно з дірками) перенесення електронів в надграткових електричних фільтрах із змінною шириною квантової ями. Електрони інжектуються в вузькозонний напівпровідник, який є областю лавинного помноження, у вигляді моноенергетичного пучка, що проходить резонансним шляхом через систему розділених напівпрозорими бар'єрами квантових ям, розташованих у зростаючій прогресії. При цьому ймовірність одного акту ударної іонізації гарячим електроном з енергією, яка задається надгратковим фільтром, близька до одиниці, а ймовірність ударної іонізації діркою, енергія якої значно менша, досить мала, тому відношення коефіцієнта іонізації електронів до коефіцієнта іонізації дірок досить велике. Найбільш перспективним описаний вище принцип може бути при створенні високочутливих детекторів дальнього інфрачервоного діапазону ($\lambda > 10$ мкм), тому

що великий міжзонний тунельний струм при сильних електричних полях не дозволяє застосувати лавинне помноження безпосередньо у вузькозонних ($E_g \leq 0,12$ eV) напівпровідниках. Тому був запропонований прилад, зонна діаграма якого подана на рис. 3.37 [38]. В ньому фотогенерація здійснюється в електрично незміщеному шарі вузькозонного напівпровідника, а лавинний процес формується в структурі, яка знаходиться під напругою і складається з широкозонних напівпровідників. Для суттєвого зниження відношення темного струму до фотоструму були запропоновані структури з більш складною конфігурацією квантових ям.

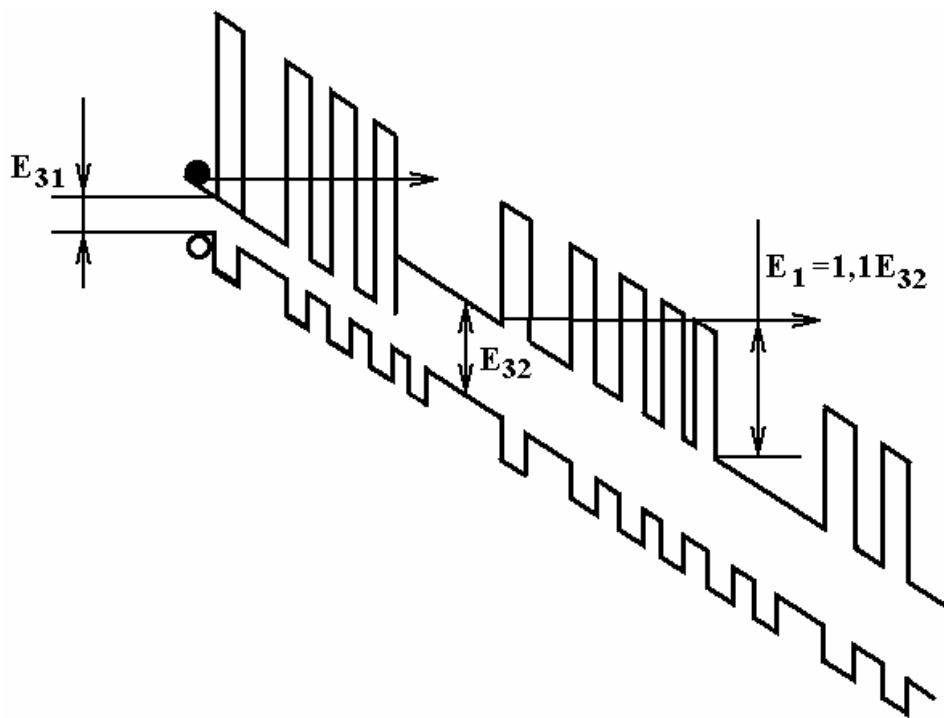


Рис. 3.37. Зонна діаграма лавинного фотодіода із надгратковими енергетичними фільтрами

Наявність на вольт-амперних характеристиках ділянок з від'ємним опором з високою крутістю може бути використана для створення електроабсорбційних нелінійних елементів на основі тунельно-резонансних структур. Електроабсорбційні структури, які відіграють значну роль в оптоелектроніці, при наявності позитивного зворотного зв'язку мають бістабільні оптичні передавальні характеристики, при цьому часові і потужнісні параметри створених на їх основі елементів є рекордно високими [38]. Найбільший інтерес викликають бістабільні елементи, які не потребують оптичних резонаторів, що дозволяє створити монолітну інтеграцію з іншими елементами.

Для досягнення оптичної бістабільності і позитивного зворотного зв'язку при заданій частоті ω випромінювання, що поглинається, крива залежності фотоструму оптично активної області від напруги на ній повинна

мати дві сталі точки перетину з кривою навантаження. Ця умова може бути реалізована як у випадку, коли N-подібною кривою описується залежність фотоструму від напруги активної області, а вольт-амперна характеристика навантаження монотонна, так і тоді, коли, навпаки, N-подібною є вольт-амперна характеристика навантаження, а фотострум з напругою монотонно змінюються. На практиці фотоактивною частиною нелінійного електроабсорбційного елемента є подвійна p-i-n гетероструктура, яка може бути як класичною, так і мати квантову яму в i-області [38].

Одним із різновидів електроабсорбційної нелінійності тунельно-резонансних структур є оптична нелінійність, яка спостерігалась в системі з двох тунельно-зв'язаних квантових ям (широкої і вузької) при потужності падаючого випромінювання $\sim 10^{-10}$ Вт/см². Досліджувана структура являє собою кілька пар зв'язаних GaAs квантових ям з шириною 80 і 40 Å, вирощених в i-шарі Al_{0,4}Ga_{0,6}As p-i-n-діода. Товщина тунельного бар'єра складала 50 Å, а бар'єра між парами квантових ям - 100 Å. Перший рівень у вузькій квантовій ямі опускався відносно першого рівня в широкій ямі зовнішнім електричним полем, що дозволяло електронам резонансно тунелювати із широкої квантової ями, в якій йде поглинання, у вузьку. При збільшенні інтенсивності падаючого випромінювання здійснювалось припинення зсуву екситонних піків квазідвовимірних носіїв від довжини хвилі, що пояснюється екрануванням зовнішнього поля електрон-дірковими парами. Локалізація електронів і дірок у різних квантових ямах приводила до збільшення часу життя нерівноважних носіїв заряду, що призводило до оптичної нелінійності при дуже малих інтенсивностях світла.

Слід підкреслити, що дослідження в цій перспективній області практичного застосування тунелювання електронів в оптоелектроніці тільки починається. Доказом цього є створення інжекційного лазера з тунельно-резонансною структурою в активній області. Наявність ділянки від'ємного опору на вольт-амперній характеристиці такого лазера, яка зумовлена резонансним тунелюванням інжекттованих електронів, повинна привести до неоднозначної залежності вихідної оптичної потужності від прикладеної напруги. Очевидно, що такий світловипромінювальний прилад є дуже перспективним в оптоелектронних логічних пристроях.

Подальша досконалість технології і побудова адекватної теорії дозволять створити умови як для реалізації нових приладів і пристроїв, так і їх широкого практичного впровадження на основі тунельно-резонансного ефекту.

Контрольні питання

1. Поясніть фізичний механізм появи спадної ділянки вольт-амперної характеристики тунельного діода.
2. Як визначається вольт-амперна характеристика тунельного діода?
3. За яких умов тунельний діод починає працювати як звичайний p-n перехід?
4. Нарисуйте еквівалентну схему тунельного діода і визначте його резонансну частоту.
5. У чому визначаються переваги генераторів на тунельних діодах перед іншими генерувальними пристроями?
6. Поясніть принципи конструкцій лавинно-прогонних діодів.
7. Як відбувається утворення від'ємного диференціального опору в лавинно-прогонних діодах?
8. Поясніть фізичні процеси обміну енергією між постійним і змінним електричними полями у лавинно-прогонних діодах.
9. Які рівняння описують фізичні процеси у лавинно-прогонних діодах?
10. Нарисуйте еквівалентну схему ЛПД і поясніть чим визначається максимальна робоча частота ЛПД.
11. У чому полягає принципова відмінність у режимах роботи лавинно-прогонних діодів?
12. Поясніть механізм виникнення значних шумів у лавинно-прогонних діодах.
13. Чим зумовлена величина ККД у ЛПД і чому його величина найбільша для пристроїв з арсеніду галію.
14. Поясніть фізичний механізм міждолинного переходу електронів в арсеніді галію.
15. Напишіть умову виникнення від'ємного диференціального опору в діоді Ганна і поясніть його з фізичної точки зору.
16. Як виникають НВЧ коливання струму в діоді Ганна і які умови для цього необхідно виконати?
17. Поясніть роботу діода Ганна в режимі обмеження накопичення заряду.
18. Якими фізичними процесами обмежене максимальне значення робочої частоти діода Ганна?
19. Як працюють функціональні пристрої на основі діодів Ганна?
20. Поясніть фізичний принцип тунельно-резонансного ефекту.
21. Як виникає ділянка вольт-амперної характеристики з від'ємним опором в тунельно-резонансних структурах?
22. Як визначається максимальне значення струму, контрастність і граничне значення частоти генерації тунельно-резонансної структури?
23. Які тунельно-резонансні структури використовуються для реалізації пристладів багаторівневої логіки?

24. Який принцип покладено в основу створення тунельно-резонансних транзисторів?
25. Яким чином поліпшуються характеристики фотодетекторів при використанні тунельно-резонансного ефекту?
26. Які переваги можна отримати при використанні тунельно-резонансного ефекту в напівпровідниковому лазері?
27. Які проблеми необхідно вирішити для подальшого розвитку і застосування приладів з тунельно-резонансним ефектом?

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Гаряинов С.А., Абезгауз И.Д. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением. –М.: Энергия, 1970. – 320с.
2. Арефьев А.А., Серьезнов А.Н., Степанова Л.Н. Эквиваленты приборов с отрицательным дифференциальным сопротивлением. –М.: Знание, 1987. – 62с.
3. Серьезнов А.Н., Степанова Л.Н., Негоденко О.Н., Путилин В.П. Полупроводниковые аналоги реактивности. –М.: Знание, 1990. – 62с.
4. Степанова Л.Н. Принципы построения управляемых устройств с отрицательным и нулевым дифференциальным сопротивлением // Электронная техника. Сер.3. Микроэлектроника. Вып.3 (137), 1990. – С.60-65.
5. Гасанов Л.Г. Размерное отрицательное дифференциальное сопротивление р-і-п структур // Электронная техника. Сер.3, Микроэлектроника. Вып. 4(94), 1981. – С.11-17.
6. Осадчук В.С. Индуктивный эффект в полупроводниковых приборах. – К.: Вища школа, 1987. – 155 с.
7. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Реактивні властивості транзисторів і транзисторних схем. –Вінниця: «УНІВЕРСУМ-Вінниця», 1999. – 275с.
8. Осадчук О.В. Мікроелектронні частотні перетворювачі на основі транзисторних структур з від'ємним опором. –Вінниця: «УНІВЕРСУМ-Вінниця», 2000. – 303 с.
9. Осадчук А.В. Фоточувствительные преобразователи на основе структур с отрицательным сопротивлением. – Винница: Континент, 1998. – 130с.
10. Осадчук В.С., Осадчук О.В., Вербицкий В.Г. Температурні та оптичні мікроелектронні частотні перетворювачі –Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2001. –196с.
11. Осадчук В.С., Осадчук О.В., Крилик Л.В. Сенсори вологості –Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2003. –208с.
12. Гаряинов С.А., Серьезнов А.Н., Степанова Л.Н., Филинюк Н.А. Нега-троника. –Новосибирск: Наука, 1995. –320с.
13. Cheorhe Brezeanu, Marcel Petre. Dioda lambda – caracteristici statice si aplicatii. EEA – Automatica si electronica. Vol.30, N2. – 1986. – P.57-60.

14. Baliga B.J. An improved GAMBITH device structure. IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-25, Dec. – 1978. – P.1411-1412.
15. Ipri A.C. Lambda diode utilizing an enhancement – depletion CMOS/SOS process. IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-24, June. – 1977. – P.751-756.
16. Дьяконов В.П., Семенова О.В. Переключающие устройства на лямбда-транзисторе // Приборы и техника эксперимента. – 1977. – №5. – С.98-100.
17. Гаряинов С.А. Перспективы использования полупроводниковых приборов с отрицательным сопротивлением. Полупроводниковая электроника в технике связи. Под ред. И.Ф. Николаевского. Вып.26, 1986. – С.4-15.
18. Долманов И.Н., Толстых В.И., Еленский В.Г. Полупроводниковые приборы с резонансным туннелированием электронов // Зарубежная радиоэлектроника. – 1990. – №7. – С.66-89.
19. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.
20. Ауен Л.Ф., Тараха А.В. Полупроводниковые системы с лямбда характеристикой. – М.: Знание, 1979. – 64 с.
21. Гринфилд Дж. Транзисторы и линейные ИС: Руководство по анализу и расчету: Пер. с англ. – М.: Мир, 1992. – 560 с.
22. Сугано Т., Икома Т., Такэпси Е. Введение в микроэлектронику. – М.: Мир, 1988. – 319 с.
23. Герлах В. Тиристоры. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 327 с.
24. Нерретер В. Расчет электрических цепей на персональной ЭВМ. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 224 с.
25. Электронные явления на поверхности полупроводников / Под общ. ред. В.И. Ляшенко. – К.: Наукова думка, 1968. – 273 с.
26. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Напівпровідникові перетворювачі інформації. – Вінниця: ВНТУ, 2004. – 208 с.
27. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Напівпровідникові діоди. – Вінниця: ВДТУ, 2002. – 162 с.
28. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Транзистори. – Вінниця: ВДТУ, 2003. – 207с.
29. Пожела Ю., Юцене В. Физика сверхбыстродействующих транзисторов. – Вильнюс: Мокслас, 1985. – 111 с.
30. Киреев П.С. Физика полупроводников. – М.: Высшая школа, 1975. – 583 с.

31. Saito T., Miyakawa T., Ikeda T., Ando J. A high Q temperature insensitive inductive transistor circuit. Solid State Electronics, vol.11, 1968. P.553-560.
32. Осадчук В.С., Одобецкий С.И., Яремчук В.Ф. Управляемый генератор гармонических колебаний. Авт. св. №1385241. Бюл. изобр. №12, 1988.
33. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн. 1 / Пер. с англ. 2-е перераб. и доп. изд. – М.: Мир, 1984. – 456 с.
34. Электронные приборы / Дудлин В. Н., Аваев Н. А., Демин В. П. и др. / Под ред. Г.Г. Шишкина. –М.: Энергоатомиздат, 1989. – 496 с.
35. Тугов Н.М., Глебов Б.А., Чарыков Н.А. Полупроводниковые приборы. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 465с.
36. Тагер А.С. Лавинно-пролетные диоды и их применение в СВЧ-технике. – М.: Мир. – 460с.
37. Осадчук В.С. Основи функціональної мікроелектроніки. Навчальний посібник. –Вінниця: ВДТУ, 1998 – 245 с.
38. Долманов И.Н., Толстихин В.И., Еленский В.Г. Полупроводниковые приборы с резонансным туннелированием электронов // Зарубежная радиоэлектроника. –1990. –№7. – С.66-89.

Навчальне видання

**Володимир Степанович Осадчук
Олександр Володимирович Осадчук**

НАПІВПРОВІДНИКОВІ ПРИЛАДИ З ВІД'ЄМНИМ ОПОРОМ

Навчальний посібник

Оригінал-макет підготовлено Осадчуком О.В.

Редактор В.О. Дружиніна

Навчально-методичний відділ ВНТУ
Свідоцтво Держкомінформу України
серія ДК №746 від 25.12.2001
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе , 95, ВНТУ

Підписано до друку
Формат 29,7x42 $\frac{1}{4}$
Друк різнографічний
Тираж 100 прим.
Зам. №

Гарнітура Times New Roman
Папір офсетний
Ум. друк. арк.

Віддруковано в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі
Вінницького національного технічного університету
Свідоцтво Держкомінформу України
серія ДК №746 від 25.12.2001
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе , 95, ВНТУ