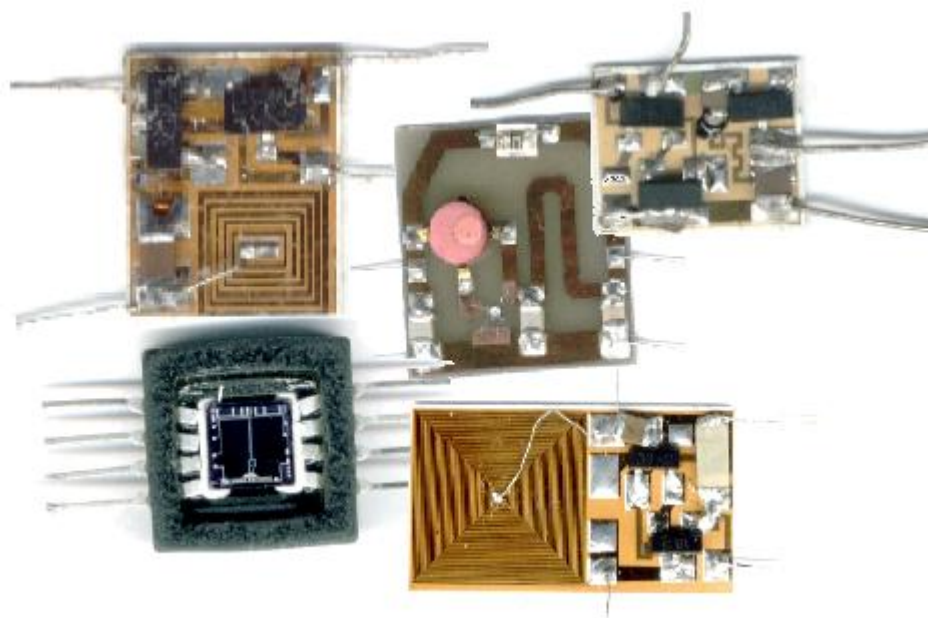


**В.С. ОСАДУК, О.В. ОСАДУК**

---

# **НАПІВПРОВІДНИКОВІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ІНФОРМАЦІЇ**



**Міністерство освіти і науки України  
Вінницький національний технічний університет**

**В.С. Осадчук, О.В. Осадчук**

# **НАПІВПРОВІДНИКОВІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ІНФОРМАЦІЇ**

Затверджено Вченою радою Вінницького національного технічного університету як навчальний посібник для студентів спеціальностей “Мікроелектроніка та напівпровідникові прилади”, “Електронні пристрої та прилади”. Протокол № 6 від 27 січня 2004 р.

Вінниця ВНТУ 2004

УДК 621.383

О 72

Р е ц е н з е н т и:

*Р.Н. Кветний*, доктор технічних наук, професор

*В.М. Лисогор*, доктор технічних наук, професор

*В.О. 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 перетворювачі інформації.** Навчальний посібник. — Вінниця: ВНТУ, 2004. — 208 с.

В навчальному посібнику подані дослідження мікроелектронних частотних перетворювачів на основі транзисторних структур з від'ємним опором. В теоретичному плані розглянуто вплив температури, оптичного випромінювання, тиску, магнітного поля на напівпровідники. Проаналізовано роботу генератора електричних коливань в лінійному режимі, як основного елемента перетворювачів. Розглянуті вольт-амперні характеристики, чутливість, функції перетворення частотних перетворювачів фізичних величин. Навчальний посібник містить лабораторний практикум, який дозволить студентам краще засвоїти викладений в лекціях матеріал. Навчальний посібник призначений для студентів спеціальностей 7.090801-“Мікроелектроніка та напівпровідникові прилади”, 7.090802- “Електронні пристрої та прилади”.

УДК 621.383

© В.С. Осадчук, О.В. Осадчук

# З М І С Т

<b>ВСТУП</b> .....	5
<b>1. ВІД'ЄМНИЙ ОПІР</b> .....	6
1.1. Поняття про від'ємний опір .....	6
1.2. Комплексний характер від'ємного опору .....	7
1.3. Вид вольт-амперної характеристики і її залежність від типу зворотного зв'язку .....	9
Контрольні питання .....	12
<b>2. ГЕНЕРАТОР – ОСНОВНИЙ ЕЛЕМЕНТ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ</b> ..	13
2.1. Апроксимація вольт-амперної характеристики напівпровідникових структур з від'ємним опором .....	13
2.2. Квазілінійна модель генератора .....	17
2.3. Визначення амплітуди коливань і чутливості генератора .....	21
2.4. Експериментальні дослідження параметрів генератора .....	22
Контрольні питання .....	27
<b>3. ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ТЕМПЕРАТУРИ</b> .....	28
3.1. Фізичний механізм впливу температури на метали і напівпровідники .....	28
3.2. Визначення вольт-амперної характеристики термочутливого перетворювача на основі біполярних транзисторів .....	39
3.3. Розрахунки повного опору, функції перетворення і чутливості температурного перетворювача на основі біполярних транзисторів .....	42
3.4. Розрахунки повного опору, функції перетворення і чутливості перетворювача температури на основі біполярних транзисторів з термоопором .....	49
Контрольні питання .....	55
<b>4. ОПТИЧНІ ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ</b> .....	56
4.1. Взаємодія оптичного випромінювання з напівпровідниками .....	56
4.2. Фоторезистивний ефект у напівпровідниках .....	59
4.3. Фотогальванічний ефект у напівпровідниках .....	65
4.4. Фотореактивний ефект в біполярних структурах .....	67
4.5. Фоточутливі елементи .....	71
4.6. Визначення функції перетворення фоточутливого перетворювача з фоторезистором. ....	79
4.7. Розрахунок функції перетворення фоточутливого перетворювача з фотодіодом. ....	87
4.8. Розрахунок функції перетворення структури на основі арсенід-	

галієвого польового транзистора з бар'єром Шоткі і біполярного транзистора . . . . .	92
Контрольні питання . . . . .	98
<b>5. ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ТИСКУ . . . . .</b>	<b>99</b>
5.1. Фізичний механізм дії тиску на напівпровідники . . . . .	99
5.2. Розрахунок функції перетворення частотного перетворювача тиску з тензорезистором . . . . .	109
5.3. Розрахунок функції перетворення і чутливості перетворювача тиску з тензочутливим діодним елементом . . . . .	120
5.4. Визначення функції перетворення і чутливості частотного перетворювача тиску з транзисторним тензочутливим елементом . . . . .	130
5.5. Розрахунки функції перетворення і чутливості частотних перетворювачів мембранного типу на основі біполярних тензотранзисторів . . . . .	136
5.6. Конструктивно-технологічні методи термостабілізації параметрів частотних перетворювачів тиску . . . . .	144
Контрольні питання . . . . .	147
<b>6. МАГНІТНІ ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ . . . . .</b>	<b>148</b>
6.1. Фізичний механізм взаємодії магнітного поля з напівпровідниками . . . . .	148
6.2. Вплив магнітного поля на властивості напівпровідників. Ефект Холла . . . . .	154
6.3. Вплив магнітного поля на електропровідність напівпровідників .	158
6.4. Визначення функції перетворення і чутливості частотного магнітного перетворювача з магнітоопором . . . . .	165
6.5. Розрахунки функції перетворення і чутливості магніточутливого перетворювача з магнітодіодом . . . . .	176
6.6. Визначення функції перетворення і чутливості частотного магнітного перетворювача з магніточутливим елементом на основі біполярного транзистора . . . . .	185
6.7. Визначення функції перетворення частотного магнітного перетворювача з магніточутливим елементом на основі польового транзистора з ізольованим затвором. . . . .	191
Контрольні питання . . . . .	194
Лабораторний практикум . . . . .	195
Список літератури . . . . .	205

## ВСТУП

Видатні досягнення мікроелектронної схмотехнології в основному були реалізовані у засобах обробки інформації та обчислювальної техніки, в яких значна номенклатура функціональних елементів вийшла на 6-7 рівень інтеграції із застосуванням базових технологічних процесів. Електронна система управління також потребує впровадження досягнень мікроелектронної схмотехнології, насамперед для первинних перетворювачів фізичних величин, а також для електронних засобів виконавчих органів.

У зв'язку з цим почались широкі дослідження і вивчення властивостей напівпровідникових приладів, які можна використовувати в якості перетворювачів різноманітної фізичної інформації, одночасно застосовуючи їх для мікромініатюризації електронних засобів виконавчих органів.

Подальшим розвитком наукових досліджень у цьому напрямку для поліпшення параметрів перетворювачів фізичної інформації є застосування реактивних властивостей і від'ємного опору для побудови інтегральних частотних перетворювачів. У перетворювачах такого типу виконується перетворення температури, магнітної індукції, оптичного випромінювання, тиску та інших зовнішніх впливів на частоту, що дозволяє виготовляти перетворювачі за інтегральною технологією, значно підвищити чутливість, розширити діапазон вимірюваних величин, поліпшити надійність і довготривалу стабільність параметрів. Використання в якості інформативного параметра частоти виключає застосування аналого-цифрових перетворювачів для обробки інформації, що знижує собівартість систем контролю та управління.

Швидкий розвиток сенсорної техніки на основі мікроелектронної технології вимагає створення навчального посібника, в якому б висвітлювались новітні досягнення науки і практики в цьому напрямку. В основу написання навчального посібника лягли дослідження в розробці як теоретичних основ, так і практичних конструкцій мікроелектронних частотних перетворювачів температури, оптичного випромінювання, тиску, магнітного поля зроблені на кафедрі електроніки Вінницького національного технічного університету. Мета навчального посібника надати допомогу студентам в розрахунках параметрів і конструкцій мікроелектронних частотних перетворювачів.

Автори вдячні рецензентам доктору технічних наук, професору Кветному Р.Н., доктору технічних наук, професору Лисогору В.М. і доктору технічних наук, професору Поджаренко В.О., цінні зауваження яких сприяли поліпшенню змісту навчального посібника.

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

# 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 [1-14]. Такі пристрої мають вольт-амперну характеристику, на одній із ділянок якої диференціальний опір має від'ємний знак. Наявність зворотного додатного зв'язку по струму або напрузі усередині 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 ланцюга, що працюють на постійному і змінному струмі, споживають відповідно потужність по постійному струму

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

і потужність по змінному струму

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

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;  $\varphi$  – фазовий зсув між струмом  $I_{\sim}$  і напругою  $U_{\sim}$ ;  $T$  – період коливання.

Аналіз (1.1) показує, що елемент електричного ланцюга 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 ланцюг 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 ланцюга, 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 представити в комплексній формі:

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

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:

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

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 представити на площині комплексного змінного (рис.1.1). 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 ланцюзі. Реактивна складова повного опору з від'ємною активною складовою може використовуватися для компенсації реактивної складової протилежного знака або додаватися до реактивної складової одного знака. На рис.1.2,а показаний випадок повної компенсації ємнісної складової індуктивним опором, який залучено до ланцюга з від'ємним опором. У такому ланцюзі виникають незатухаючі електричні коливання. 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 ланцюга.

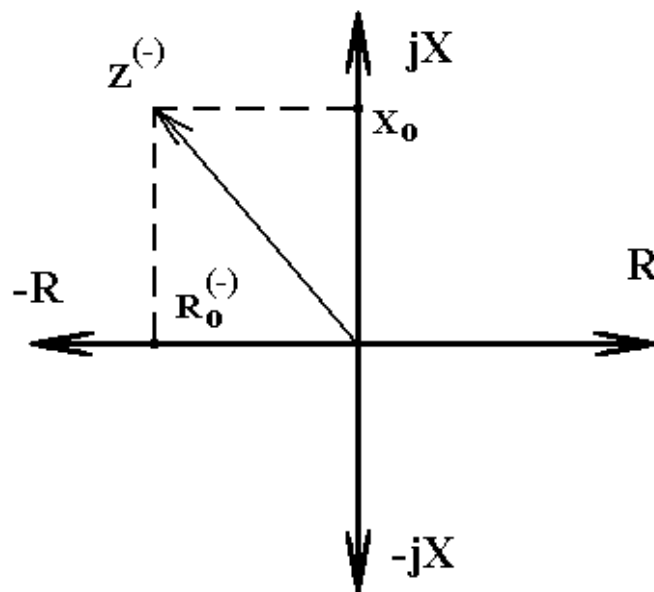


Рис.1.1. Представлення комплексного від'ємного опору

Аналогічні міркування справедливі і для повної провідності з від'ємним значенням активної складової. У комплексній формі від'ємна провідність має вигляд:

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

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

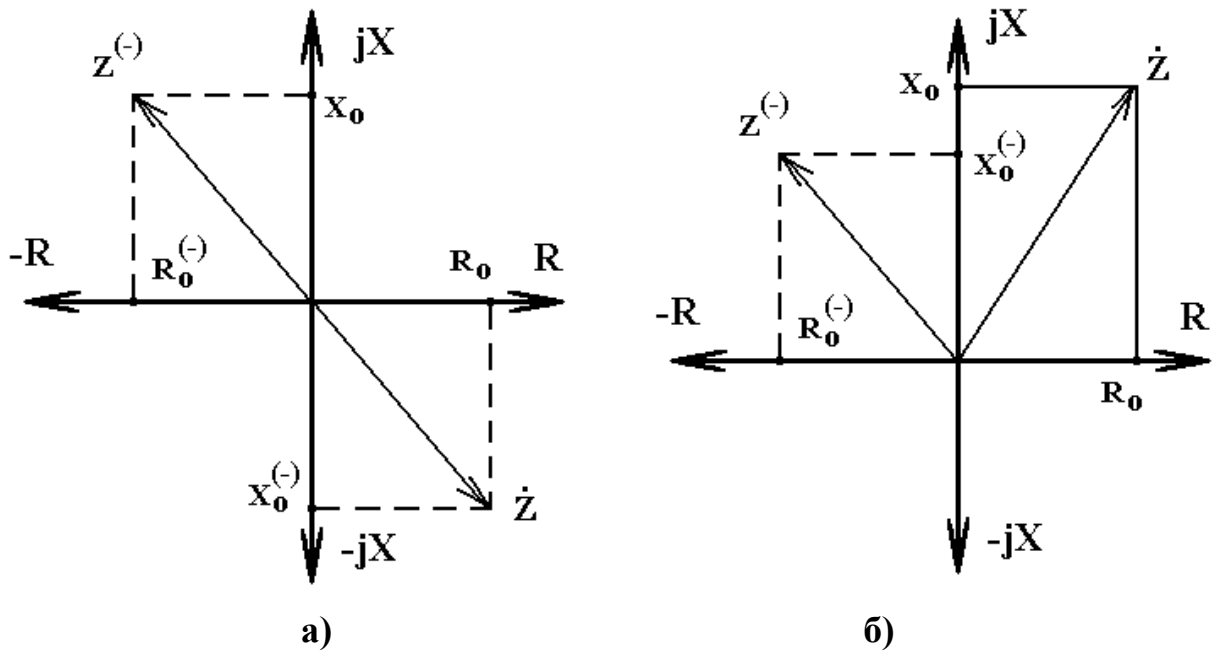


Рис.1.2. Повна компенсація комплексного опору  $\dot{Z}$  від'ємним опором  $Z^{(-)}$  (а) і часткова (б)

### 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:

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

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

У цьому випадку такі прилади віддають у зовнішнє навантаження потужність по змінному струму, 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 визначення, що дане в [1], під приладами з від'ємним опором розуміють такі прилади, що у визначеному 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 напівпровідникові прилади такі як тунельні діоди, діоди Ганна, одноперехідні транзистори, динистори, тринистори, біністори, довгі діоди, лямбда-діоди, лавинні транзистори, тунельнорезонансні транзистори, інжекційно-польові транзистори, лямбда-транзистори й інші.

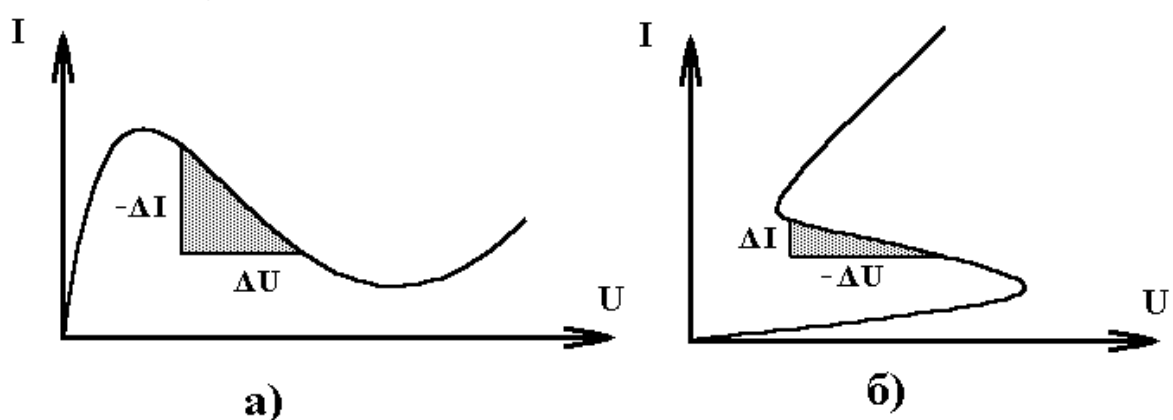


Рис.1.3. Статичні вольт-амперні характеристики приладів з від'ємним опором N-типу (а) і S-типу (б)

Прилади з вольт-амперними характеристиками (рис.1.3 а, б) мають ряд загальних властивостей і закономірностей, до яких відноситься внутрішній додатний зв'язок по напрузі або струму. 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, що 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 такому прикладі [1]. На рис.1.4 показані чотириполюсники зі зворотним зв'язком по напрузі (рис.1.4, а) і по струму (рис.1.4, б). Схема підсилювача складається з двох чотириполюсників: із коефіцієнтом підсилення по струму  $\alpha$  і пасивного чотириполюсника зворотного зв'язку із коефіцієнтом передачі  $\gamma$ . 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 ланцюг зворотного зв'язку, збігається по фазі з вхі-

дним сигналом, то будь-яке збільшення вихідного сигналу приведе до збільшення сигналу на вході, що, посилюючись у підсилювачі в  $\alpha$  разів, буде викликати додаткове збільшення сигналу на вході. Такий зворотний зв'язок називається додатним. При зсуві фаз, рівному  $180^\circ$ , у схемі можуть виникнути періодичні коливання. Якщо чотириполіусник зворотного зв'язку має таку фазову характеристику, з якою сигнал, що пройшов через ланцюг зворотного зв'язку, виявиться в протифазі, то дія ланцюга зворотного зв'язку буде зменшувати будь-яке збільшення вхідного сигналу. Такий зворотний зв'язок називається від'ємним.

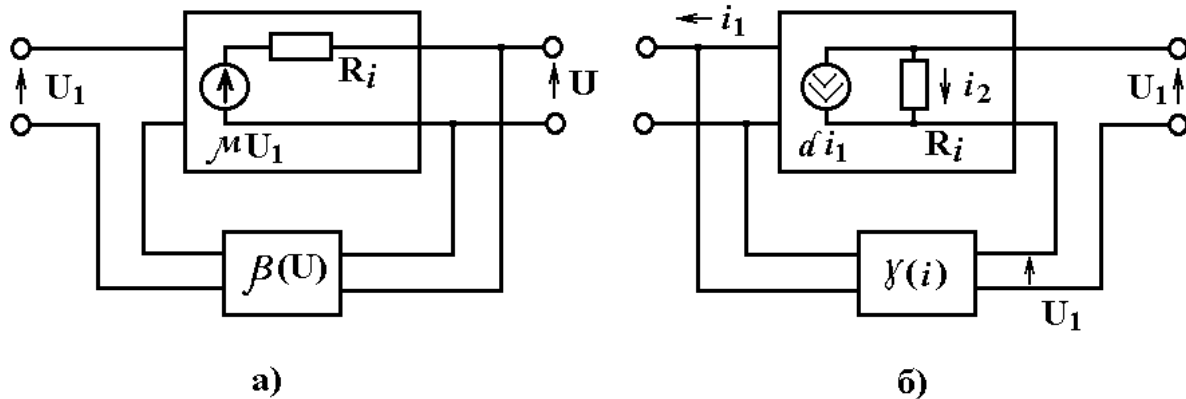


Рис.1.4. Чотириполіусники із зворотним зв'язком по напрузі (а) і по струму (б)

Проте поняття «зворотний зв'язок» можна використовувати ширше, застосовуючи його не тільки до пристроїв, що відносяться до радіотехніки, 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 до явищ громадського життя [1].

Відповідно до визначень, даних в монографії [26], 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 при-

ладів їх можна моделювати схожими за фізичним змістом електричними елементами.

Зворотний зв'язок по струму або напрузі 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 по струму, то при проходженні сигналу по ланцюзі зворотного зв'язку, відбувається запізнення струму щодо зовнішнього впливу, що відповідає індуктивному характеру реактивності. При здійсненні зворотного зв'язку по напрузі 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 по напрузі, мають на статичній вольт-амперній характеристиці ділянку від'ємної провідності і ємнісний характер реактивності. Прилади з внутрішнім додатним зворотним зв'язком по струму 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. При яких умовах елемент електричного ланцюга споживає енергію змінного поля, а при яких віддає?
2. Дайте визначення від'ємного опору?
3. Як представляється 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 визначення додатного і від'ємного зворотного зв'язку в мікроелектронних системах.

## **2. ГЕНЕРАТОР – ОСНОВНИЙ ЕЛЕМЕНТ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ**

Генератор електричних коливань є основним елементом частотних перетворювачів, тому розгляд його роботи у широкому плані дає можливість оцінити залежність параметрів перетворювачів від дії як зовнішніх, так і внутрішніх факторів. Поява у кінці 60-х років значної кількості напівпровідникових приладів з спадаючими ділянками вольт-амперних характеристик (тунельні діоди, діоди Гана, лавинно-прогонні діоди, лямбда-діоди і ряд інших приладів) дала змогу використовувати їх не тільки в якості перемикачів, порогових, підсилювальних, генераторних пристроїв, але і в якості різноманітних сенсорних пристроїв [9, 10, 15,16].

### **2.1. Апроксимація вольт-амперної характеристики напівпровідникових структур з від'ємним опором**

Схема, яка реалізує вольт-амперну характеристику з від'ємним опором, подана на рис.2.1. Вона складається із біполярного і польового транзистора у вигляді гібридної інтегральної схеми. Коливальний контур утворений зовнішньою індуктивністю і внутрішньою ємністю транзисторів разом з від'ємним опором, який існує на електродах колектор-затвор і стік-затвор біполярного і польового транзисторів. Одним із перших досліджень, присвячених вирішенню нелінійного рівняння коливань, була робота Ван-дер-Поля. В цій роботі були об'єднані рівняння паралельного коливального контуру і нелінійної вольт-амперної характеристики з від'ємним опором, що дало змогу отримати нелінійне диференціальне рівняння другого порядку. Його можна вирішити числовим методом при застосуванні найсучасніших персональних комп'ютерів. Проте на практиці потрібно мати аналітичні вирази для амплітуди коливань, чутливості амплітуди і частоти до зміни зовнішніх елементів схеми, режимів живлення, тому застосовуються квазілінійні методи аналізу. В цьому випадку характеристика від'ємного опору може апроксимуватися як кусково-лінійною функцією, так і багаточленом різних порядків; розв'язок не потребує складних математичних засобів, отримується відносно легко і дає відповідь на поставлені запитання.

Фізичні процеси, які протікають в транзисторній структурі (рис.2.1), є досить складними, що не дає можливості описати їх простими коректними кількісними залежностями. Тому аналітичний опис статичної вольт-амперної характеристики базується на її апроксимації елементарними функціями. Найбільш доцільною є абстрактна апроксимація, яка не пов'язана з фізичними процесами в транзисторній структурі, а опирається, в першу чергу, на її екстремальні точки і математичні особливості їх околу. На

рис.2.2,а подана статична вольт-амперна характеристика транзисторної структури (рис.2.1) з від'ємним опором.

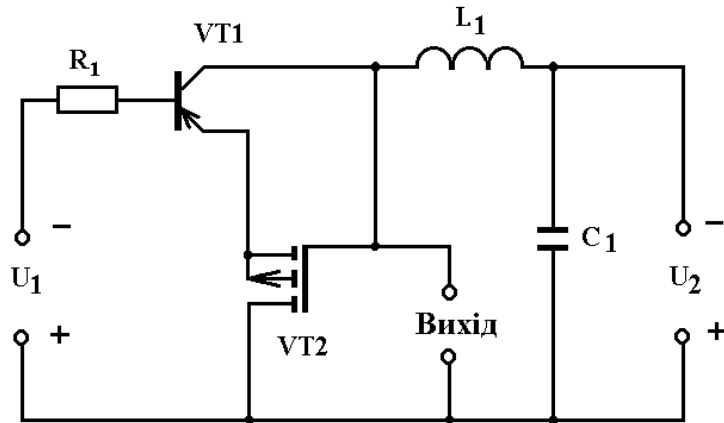


Рис.2.1. Електрична схема генератора

Досить широке розповсюдження знайшла кусково-лінійна апроксимація статичної вольт-амперної характеристики напівпровідникових структур з від'ємним опором за допомогою трьох-чотирьох відрізків [17, 18]. Вона дозволяє досліджувати досить складні транзисторні схеми добре розвинутими лінійними методами. З підвищенням кількості лінійних відрізків можна покращити апроксимацію вольт-амперної характеристики, але при цьому збільшується кількість складних розрахункових операцій.

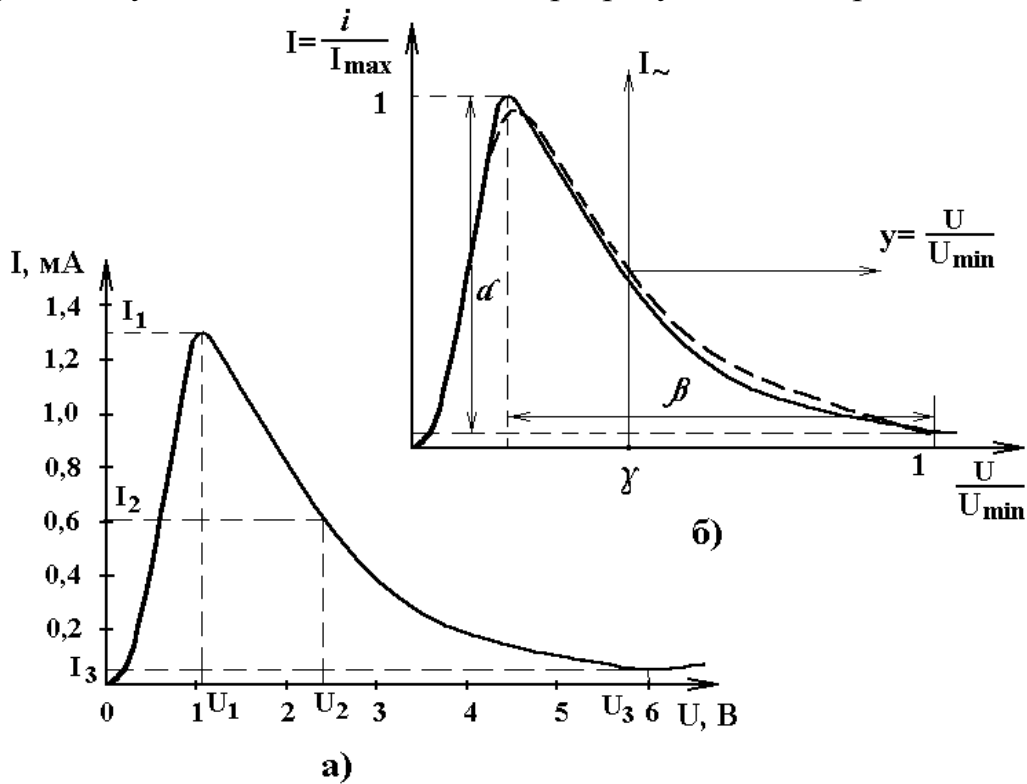


Рис.2.2. Статична вольт-амперна характеристика транзисторної структури (а) і її апроксимація поліномом 6-го степеня (б)

В точці максимуму  $(U_1, I_1)$  і достатньо малому її околі аналітичний вираз статичної характеристики можна подати у вигляді поліному [19, 20]

$$I(U) = I_1 + a_1(U - U_1) + a_2(U - U_1)^2 + a_3(U - U_1)^3 + \dots, \quad (2.1)$$

де  $a_1 = 0$  внаслідок необхідної умови максимуму  $\left. \frac{dI}{dU} \right|_{U=U_1} = 0$ , що викликає неточність лінійного опису піка характеристики. Найбільш простою нелінійною апроксимацією піка є параболічна апроксимація

$$I(U) = I_1 + a_2(U - U_1)^2, \quad (2.2)$$

яка впливає з рівняння (2.1). Гілки параболи (рис.2.2), які мають загальну вершину в точці  $(U_1, I_1)$  є несиметричними. Ліва гілка більш крута і описується виразом

$$I = I_1 \left[ 1 - \left( 1 - \frac{U}{U_1} \right)^2 \right], \quad (2.3)$$

який апроксимує ділянку ВАХ структури для напруг  $U \leq U_1$ . Більш полого права гілка параболи проходить через точку перетину  $(U_2, I_2)$  і описується рівнянням в діапазоні напруг  $U_1 \leq U \leq U_2$

$$I = I_1 - (I_1 - I_2) \cdot \left( \frac{U - U_1}{U_2 - U_1} \right)^2. \quad (2.4)$$

Квадратична функція не досить чітко описує пологий мінімум характеристики структури, тому використовують кусково-степеневу апроксимацію [20]

$$I = I_3 + (I_2 - I_3) \cdot \left( \frac{U_3 - U}{U_3 - U_2} \right)^n \quad \text{при} \quad U_2 \leq U \leq U_3, \quad (2.5)$$

де  $n = 2 \div 4$ . Змінюючи коефіцієнт  $n$  в цих межах, можна досить точно описати вольт-амперну характеристику транзисторної структури. В залежності від конкретних умов застосування можна використати більш спрощений варіант апроксимації спадаючої ділянки вольт-амперної характеристики [20]

$$I = I_3 + (I_1 - I_3) \cdot \left( \frac{U_3 - U}{U_3 - U_1} \right)^n \quad \text{при} \quad U_1 \leq U \leq U_3. \quad (2.6)$$



Проте при створенні автогенераторів з майже гармонічними коливаннями необхідно оцінити ступінь відхилення їх форми від синусоїди, тобто нелінійні спотворення, які значною мірою визначають нестабільність частоти автогенератора і, окрім того, існування в спектрі коливань вищих гармонічних складових небажаних з точки зору подальшого використання генерованого сигналу. Знання спектрального складу струму транзисторної структури дозволяє за відомими формулами [21] розрахувати зсув частоти генерованих коливань, який пов'язаний з нелінійними спотвореннями [22, 23]. Тому при розрахунках коефіцієнтів гармонік напруги необхідна більш точна апроксимація вольт-амперної характеристики транзисторної структури. Використання апроксимації парним поліномом шостого степеня відносно точки максимуму дозволяє отримати не тільки якісне, але і добре кількісне збігання теоретичних і експериментальних результатів.

При використанні рівнянь, які отримані в роботі [19], та вважаючи, що початок координат перенесений у робочу точку характеристики, апроксимуючі функції можна записати у вигляді:

$$I_{\sim}(y) = \sum_{n=1}^6 a_n y^n, \quad (2.7)$$

$$G(y) = \sum_{n=1}^6 n \cdot a_n y^{n-1}, \quad (2.8)$$

де  $I_{\sim}(y)$  – змінна складова нормованого струму транзисторної структури,  $G(y) = dI_{\sim}(y)/dU$  – диференційна провідність,

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= -2S_1(1-\gamma) - 4S_2(1-\gamma)^3 - 6S_3(1-\gamma)^5, \\ a_2 &= S_1 + 6S_2(1-\gamma)^2 + 15S_3(1-\gamma)^4, \\ a_3 &= -4S_2(1-\gamma) - 20S_3(1-\gamma)^3, \\ a_4 &= S_2 + 15S_3(1-\gamma)^2, \\ a_5 &= -6S_3(1-\gamma), \quad a_6 = S_3, \\ S_1 &= \frac{\alpha(2-3\beta^2) - \beta^6(1-\alpha)}{\beta^2(1-\beta^2)^2}, \\ S_2 &= \frac{2\beta^6(1-\alpha) - \alpha(1-3\beta^4)}{\beta^4(1-\beta^2)^2}, \\ S_3 &= \frac{\alpha(1-\beta^2)^2 - \beta^4}{\beta^4(1-\beta^2)^2}, \quad y = U/U_{\min} \end{aligned} \right\} \cdot \quad (2.9)$$

У виразах (2.7) – (2.9) прийняті такі позначення:

$$\alpha = (I_{\max} - I_{\min})/I_{\max}, \quad \beta = (U_{\min} - U_{\max})/U_{\min}, \quad \gamma = U_0/U_{\min},$$

$U_0$  – напруга зміщення, яка відраховується від початку координат (рис.2.2,б). Для усередненої вольт-амперної характеристики  $\alpha=0,99077$ ,  $\beta=0,8$ ,  $S_1=0,9264$ ,  $S_2=4,3615$ ,  $S_3=-5,2972$ . На рис.2.3 подані розраховані згідно з (2.9) коефіцієнти  $a_1 \div a_6$  полінома (2.7), який апроксимує таку характеристику від зміщення на спадаючій ділянці. Ці криві будуть використовуватись в подальшому для визначення коефіцієнтів, що позбавляє від необхідності кожного разу розраховувати їх згідно з (2.9).

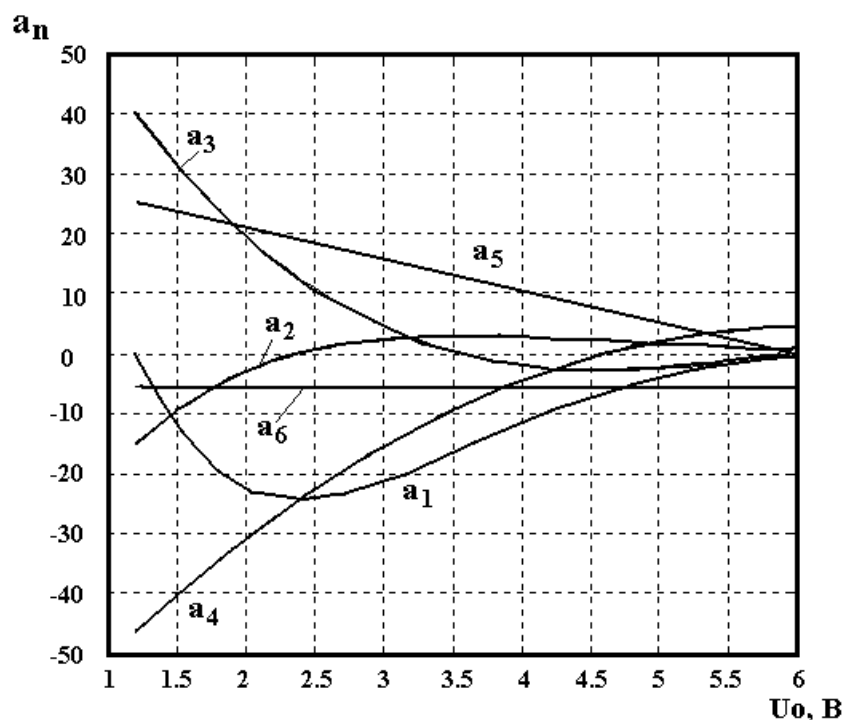


Рис.2.3. Залежність коефіцієнтів апроксимації полінома від напруги зміщення на спадаючій ділянці вольт-амперної характеристики

## 2.2. Квазілінійна модель генератора

Схема генератора на основі транзисторної структури з від'ємним опором по змінному струму у загальному вигляді подана на рис.2.4. На схемі сумарна індуктивність  $L=L_0+L_1$  і опір  $R=r_0+R_1$  де  $L_0$ ,  $r_0$  - індуктивність і опір зовнішнього кола,  $L_1, R_1$  - індуктивність і опір виводів транзисторної структури. Розвиток процесів в цій схемі пов'язаний із зміною струму  $i_T$  і напруги  $U$ :

$$\frac{di_T}{dt} = \frac{U_{жсв} - i_T R - U}{L}, \quad (2.10)$$

$$\frac{dU}{dt} = \frac{i_T - I(U)}{C(U)}. \quad (2.11)$$

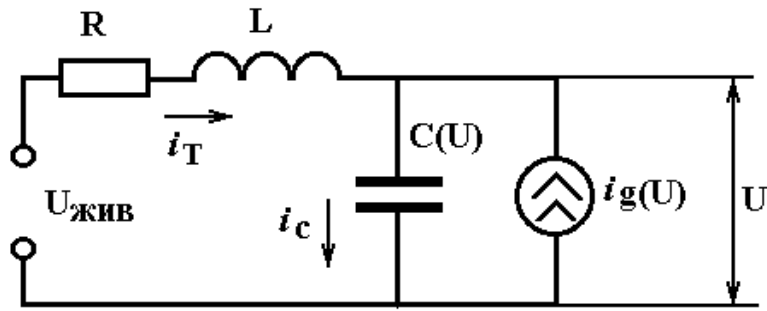


Рис.2.4. Схема генератора по змінному струму

Рівняння (2.10) і (2.11) можна об'єднати шляхом ділення першого на друге, тобто

$$\frac{di_T}{dt} = \frac{U_{жзв} - i_T R - U \cdot \frac{C(U)}{L}}{i_T - I(U)} . \quad (2.12)$$

В стані рівноваги  $(U_0, i_{T0})$  струми і напруги схеми не змінюються, тому

$$\left. \frac{di_T}{dt} \right|_{i_T=i_{T0}} = 0 , \quad \left. \frac{dU}{dt} \right|_{U=U_0} = 0 . \quad (2.13)$$

Використовуючи умову (2.13), з рівнянь (2.10) і (2.11) знаходимо

$$U_{жзв} - i_{T0} R - U_0 = 0 , \quad (2.14)$$

$$i_{T0} - I(U_0) = 0 . \quad (2.15)$$

Стан схеми згідно з (2.14) і (2.15) реалізується в точках перетину статичної вольт-амперної характеристики і лінії статичного навантаження схеми

$$I(U_0) = (U_{жзв} - U_0) / R , \quad (2.16)$$

який є станом рівноваги досліджуваної схеми. Введемо нові змінні в рівняння (2.10) і (2.11), які мають вигляд:

$$u = U - U_0 , \quad (2.17)$$

$$i = i_T - i_{T0} , \quad (2.18)$$

Нелінійну статичну вольт-амперну характеристику транзисторної структури поблизу стану рівноваги замінимо лінійною функцією

$$I(U_0 + u) = I(U_0) + u / R_g , \quad (2.19)$$

де  $R_g$  – диференційний опір в точці рівноваги.

Нелінійну ємність транзисторної структури на електродах колектор-стік поблизу стану рівноваги вважаємо постійною величиною  $C(U_0)$ , яка не залежить від напруги. Враховуючі ці зауваження, рівняння (2.10) і (2.11) перетворюються в лінійні з постійними коефіцієнтами:

$$\frac{di}{dt} = -\frac{Ri}{L} - \frac{u}{L}, \quad (2.20)$$

$$\frac{du}{dt} = \frac{i}{C} - \frac{u}{R_g C}. \quad (2.21)$$

Для визначення характеристичного рівняння на основі (2.20) і (2.21) необхідно провести диференціювання напруги за часом у рівнянні (2.21)

$$\frac{d^2u}{dt^2} = \frac{di}{dt} \cdot \frac{1}{C} - \frac{1}{R_g C} \cdot \frac{du}{dt}. \quad (2.22)$$

Підставимо в (2.22) замість  $\frac{di}{dt}$  його значення з виразу (2.20), тобто

$$\frac{d^2u}{dt^2} = \left( -\frac{Ri}{L} - \frac{u}{L} \right) \cdot \frac{1}{C} - \frac{1}{R_g C} \cdot \frac{du}{dt}. \quad (2.23)$$

З другого боку, згідно з еквівалентною схемою генератора (рис.2.4) можна записати

$$i = i_c + i_g, \quad (2.24)$$

де  $i_g = u/R_g$ . При підстановці (2.24) в (2.23), отримаємо рівняння

$$\frac{d^2u}{dt^2} + \frac{du}{dt} \left( \frac{R}{L} + \frac{1}{R_g C} \right) + \frac{u}{LC} \left( \frac{R}{R_g} + 1 \right) = 0. \quad (2.25)$$

Виходячи з (2.25), характеристичне рівняння схеми має вигляд

$$x^2 + x \left( \frac{R}{L} + \frac{1}{R_g C} \right) + \frac{1}{LC} \left( \frac{R}{R_g} + 1 \right) = 0. \quad (2.26)$$

Корені характеристичного рівняння визначаються з (2.26)

$$x_{1,2} = \frac{-\left( \frac{R}{L} + \frac{1}{R_g C} \right) \pm \sqrt{\left( \frac{R}{L} + \frac{1}{R_g C} \right)^2 - 4 \frac{1}{LC} \left( \frac{R}{R_g} + 1 \right)}}{2}. \quad (2.27)$$

Згідно з теорією стійкості Ляпунова, корені характеристичного рівняння (2.27) визначають стан рівноваги системи.

Якщо  $x_1$  і  $x_2$  мають дійсні значення, то при  $x_{1,2} < 0$  будь-яке початкове відхилення в системі буде затухати за експонентним законом, а при  $x_{1,2} > 0$  - наростати. Якщо  $x_{1,2} = a + jb$  (комплексні величини), то в системі можливі синусоїдальні коливання, причому при  $a > 0$  коливання наростають, а при  $a < 0$  - затухають. Комплексні корені при додатних значеннях  $R_g/R$  містяться в середині області

$$\frac{R}{R_g} > \frac{1}{4} \left( \sqrt{\frac{L}{RR_g C}} - \sqrt{\frac{RR_g C}{L}} \right)^2 . \quad (2.28)$$

При  $R_g/R < -1$  межа комплексних коренів визначається функцією

$$\frac{R}{R_g} < -\frac{1}{4} \left( \sqrt{\left| \frac{L}{RR_g C} \right|} + \sqrt{\left| \frac{RR_g C}{L} \right|} \right)^2 . \quad (2.29)$$

Розв'язок рівняння (2.25) можна записати у вигляді

$$u(t) = A \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{R}{L} + \frac{1}{R_g C} \right) + \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{1}{R_g C} + \frac{R}{L} \right)^2 - \frac{1}{LC} \left( 1 + \frac{R}{R_g} \right)} \right] t + \\ + B \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{R}{L} + \frac{1}{R_g C} \right) - \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{1}{R_g C} + \frac{R}{L} \right)^2 - \frac{1}{LC} \left( 1 + \frac{R}{R_g} \right)} \right] t + \frac{U_{\text{жсис}}}{\left( 1 + \frac{R}{R_g} \right)} , \quad (2.30)$$

де  $A$  і  $B$  – коефіцієнти, які визначаються із початкових умов. Перші дві складові рівняння (2.30) описують періодичний процес, амплітуда якого наростає за експонентним законом. Умова виникнення синусоїдальних коливань в системі описується нерівностями

$$\left( \frac{1}{R_g C} + \frac{R}{L} \right) < 0 , \quad (2.31)$$

$$\frac{1}{LC} \left( \frac{R}{R_g} + 1 \right) > 0 . \quad (2.32)$$

Об'єднавши (2.31) і (2.32), отримаємо

$$\left( RC - \frac{L}{|R_g|} \right)^2 - 4LC < 0 . \quad (2.33)$$

Таким чином, збудження схеми (рис.2.4) на резонансній частоті буде мати місце при виконанні умови (2.33). Повний опір визначається рівнянням

$$Z = R + \frac{R_g}{(\omega CR_g)^2 + 1} + j \left( \omega L - \frac{\omega CR_g^2}{1 + (\omega CR_g)^2} \right) . \quad (2.34)$$

При виконанні умови

$$\omega L - \frac{\omega CR_g^2}{1 + (\omega CR_g)^2} = 0 \quad (2.35)$$

в схемі наступає резонанс. З рівняння (2.35) визначимо резонансну частоту

$$\omega_p = \frac{1}{|R_g|C} \sqrt{\frac{R_g^2 C}{L} - 1} . \quad (2.36)$$

Якщо на частоті  $\omega = \omega_p$  дійсна частина повного опору буде менша або рівна нулю

$$R + \frac{R_g}{(\omega_p C_g R_g)^2 + 1} \leq 0 , \quad (2.37)$$

то в схемі виникають синусоїдальні коливання.

### 2.3. Визначення амплітуди коливань і чутливості генератора

Амплітуда коливань генератора визначається на основі енергетичного балансу: енергія, яка поглинається коливальним контуром генератора, повинна дорівнювати енергії, яку віддає від'ємний опір.

Потужність, яку віддає від'ємний опір, визначається з виразу

$$P_{від} = U_p I = U_p^2 / R_{втр} , \quad (2.38)$$

де  $U_p$  – напруга, при якій компенсуються втрати енергії в коливальному контурі за рахунок від'ємного опору,  $I = U_p / R_{втр}$  – струм в паралельному електричному колі, складеному із від'ємного опору і опору втрат  $R_{втр}$ . В стаціонарному режимі при синусоїдальній напрузі  $P_{від}$  дорівнює потужності  $P_{втр}$ , яку споживає коливальний контур

$$P_{втр} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{U^2}{R_{втр}} dt = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{U_m \sin \omega t}{R_{втр}} dt = \frac{1}{2} \cdot \frac{U_m^2}{R_{втр}} . \quad (2.39)$$

Прирівнявши (2.38) і (2.39), отримаємо

$$\frac{U_m^2}{2R_{втр}} = \frac{U_p^2}{R_{втр}} , \quad (2.40)$$

звідки амплітуда напруги генератора

$$U_m = \sqrt{2}U_p . \quad (2.41)$$

Якщо робоча точка переміщується по спадаючій ділянці вольт-амперної характеристики, то напрузі  $U_1$  відповідає від'ємний опір  $R_{g1}$ , а напрузі  $U_2 - R_{g2}$ , що дозволяє написати рівняння [24]

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{R_{g2}/R_{g1} - 1}{R_{g2}/R_{bmp} - 1} . \quad (2.42)$$

Амплітудна чутливість визначається з виразу (2.42) з урахуванням того, що  $U_p = U_2$ , тоді

$$S_{R_{BTP}}^{U_m} = \frac{2R_{g2}}{R_{emp}(R_{g2}/R_{emp} - 1)} . \quad (2.43)$$

Аналіз виразу (2.43) показує, що амплітудна чутливість генератора збільшується при наближенні значень  $R_{g2}$  до  $R_{emp}$ , але з другого боку це зменшує вплив вищих гармонічних складових в напрузі генератора.

При синусоїдальній формі коливань резонансну частоту генератора (2.36) можна також подати у вигляді [24]

$$\omega_p = \left[ 1 - \frac{1}{4Q^2} \left( 1 - \frac{R_{emp}}{R_{g2}} \right)^2 \right]^{1/2} . \quad (2.44)$$

де  $Q$  – добротність коливального контуру. На основі (2.44) визначається чутливість частоти до зміни опору втрат [24]

$$S_{R_{BTP}}^{\omega_p} = \frac{1}{4Q^2} \left( 1 - \frac{R_{emp}}{R_{g2}} \right)^2 . \quad (2.45)$$

Частотна чутливість тим менша, чим менше відрізняються значення опорів  $R_{g2}$  і  $R_{emp}$ . З другого боку величина від'ємного опору повинна бути такою, щоб забезпечити режим самозбудження генератора, а це означає, що малу частотну чутливість має той генератор, який працює поблизу межі стійкості.

## 2.4. Експериментальні дослідження параметрів генератора

При проведенні експериментальних досліджень властивостей генератора необхідно визначити повний опір на електродах колектор-стік (рис.2.1). Повний опір  $Z$ , активна частина якого має від'ємне значення, а реактивна – ємнісний характер, визначається з еквівалентної схеми пристрою, яка подана на рис.2.5.

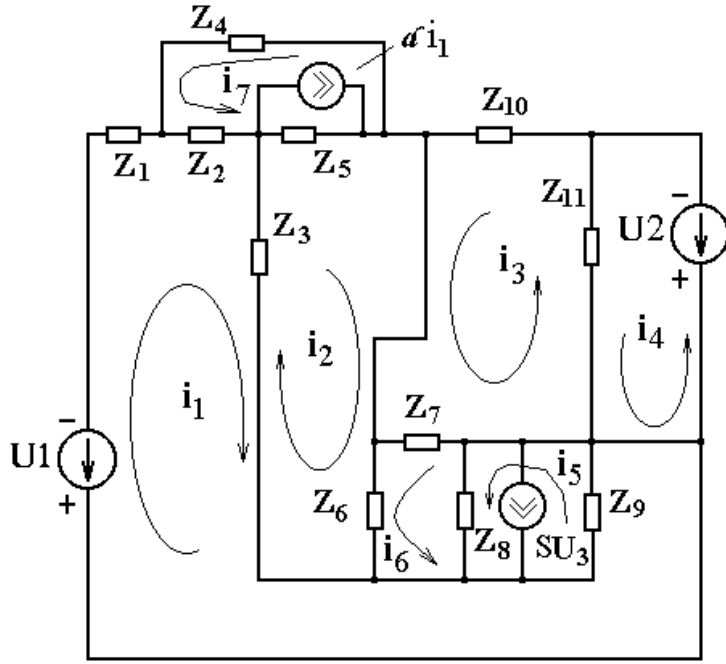


Рис.2.5. Перетворена еквівалентна схема генератора

Згідно з вибраними напрямками контурних струмів система рівнянь Кірхгофа має вигляд:

$$\begin{cases} U_1 = (Z_1 + Z_2 + Z_3 + Z_9)i_1 + Z_2i_7 - Z_3i_2 + Z_9i_5 + Z_9SZ_6i_2, \\ 0 = (Z_3 + Z_5 + Z_6)i_2 - Z_3i_1 - Z_5\alpha i_1 + Z_5i_7 + Z_6i_6, \\ 0 = (Z_7 + Z_{10} + Z_{11})i_3 - Z_7i_6 - Z_{11}i_4, \\ U_2 = Z_{11}i_4 - Z_{11}i_3, \\ 0 = (Z_8 + Z_9)i_5 - Z_8i_6 - Z_8SZ_6i_2 + Z_9SZ_6i_2 + Z_9i_1, \\ 0 = (Z_6 + Z_7 + Z_8)i_6 + Z_6i_2 - Z_7i_3 - Z_8i_5 + Z_8SZ_6i_2, \\ 0 = (Z_2 + Z_4 + Z_5)i_7 + Z_2i_1 + Z_5i_2 - Z_5\alpha i_1, \end{cases} \quad (2.46)$$

$$\text{де } Z_1 = R_{\sigma\sigma}, \quad Z_2 = R_{\sigma\sigma}, \quad Z_3 = \frac{R_e}{1 + (\omega C_e R_e)^2} - j \frac{R_e^2 \omega C_e}{1 + (\omega C_e R_e)^2},$$

$$Z_4 = 1/j\omega C_{\kappa}, \quad Z_5 = R_{\kappa}, \quad Z_6 = \frac{R_{36}}{1 + (\omega C_{36} R_{36})^2} - j \frac{R_{36}^2 \omega C_{36}}{1 + (\omega C_{36} R_{36})^2}, \quad Z_7 = 1/j\omega C_{3c},$$

$$Z_8 = R_{c\epsilon}, \quad Z_9 = 1/j\omega C_{c\epsilon}, \quad Z_{10} = j\omega L_1, \quad Z_{11} = 1/j\omega C_1, \quad \alpha = \frac{\alpha_0}{1 + j(f/f_0)^2}.$$

$\alpha$  – комплексне значення коефіцієнта передачі по струму,  $S$  – крутість польового транзистора. Розв’язання системи рівнянь (2.46) виконано методом Гауса з частковим вибором головного елемента на персональному комп’ютері типу ІВМ РС/АТ. Значення параметрів транзисторів необхідних для розрахунків, отримані із джерел [41, 46].



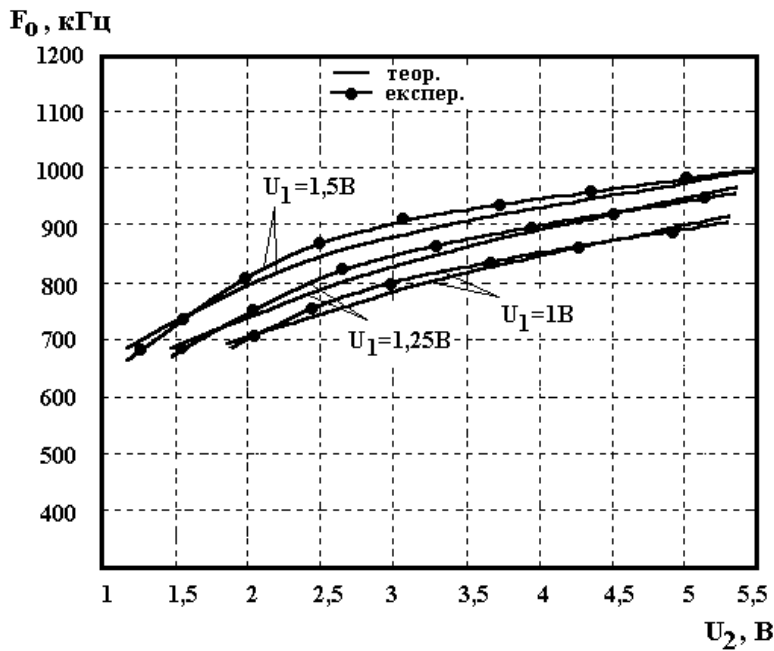


Рис.2.6. Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від напруги живлення

Зміна напруги живлення, яка подається на колектор біполярного транзистора і стік польового транзистора, дозволяють керувати частотою генерації (рис.2.6). На рис.2.7 подані експериментальні залежності частоти генерації при різних режимах живлення від температури навколишнього середовища. Оптимальним діапазоном робочих температур є інтервал від  $-60^{\circ}\text{C}$  до  $70^{\circ}\text{C}$ . На рис.2.8. подана конструкція автогенератора. Експериментальні дослідження роботи генератора показали, що він стабільно працює при змінах зовнішніх факторів таких як температура, режими живлення. Коефіцієнт нестабільності без застосування методів стабілізації склав  $10^{-5}$  [25].

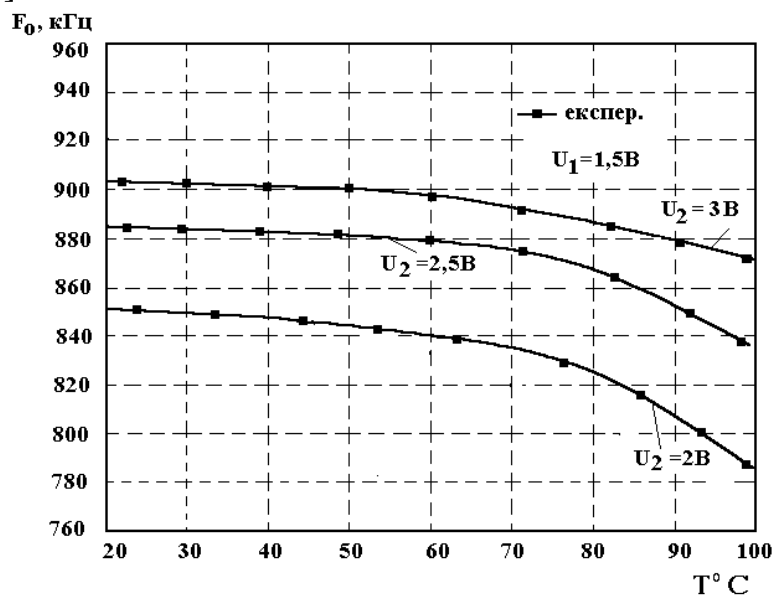


Рис.2.7. Залежність частоти генерації від температури

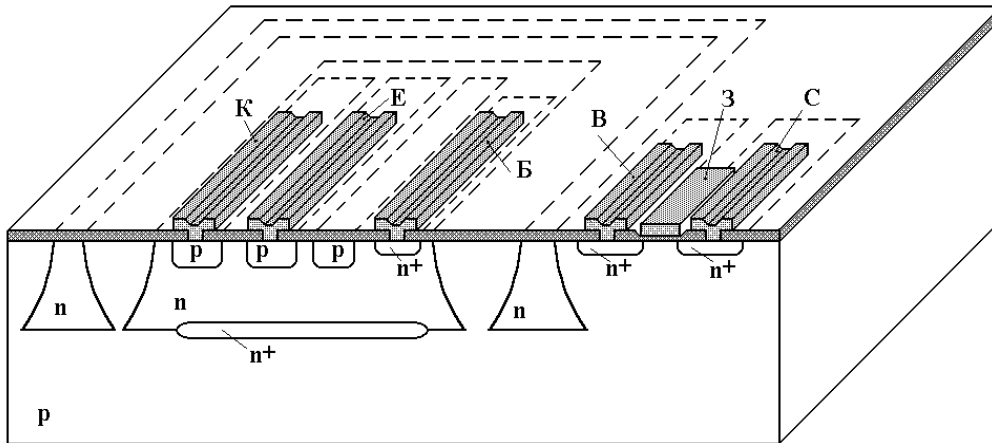


Рис.2.8. Конструкція автогенератора на основі біполярного і польового транзисторів

## 2.5. Експериментальне дослідження нелінійних спотворень

Для перевірки теоретичних виразів були виконані вимірювання коефіцієнтів 2-ої і 3-ої гармонік в генераторі, схема якого подана на рис.2.1. Генератор був виготовлений на основі біполярного транзистора типу КТ363БМ і польового КП313 з параметрами:  $I_{\max} = 1,3$  мА,  $R_g' = 4,6154$  кОм,  $R = 208,43$  Ом. Контур складався з індуктивності  $L = 250$  мкГн, ємності  $C = 130$  пФ ( $\rho = 1,3868$  кОм), який був налаштований на частоту  $f_0 = 882$  кГц. Контур шунтувався опором навантаження  $R_H$  таким чином, щоб результуючий еквівалентний опір  $R_{екв1}' = 50$  Ом або  $R_{екв2}' = 25$  Ом. Відносний рівень гармонік вимірювався за допомогою аналізатора спектра типу С4-54.

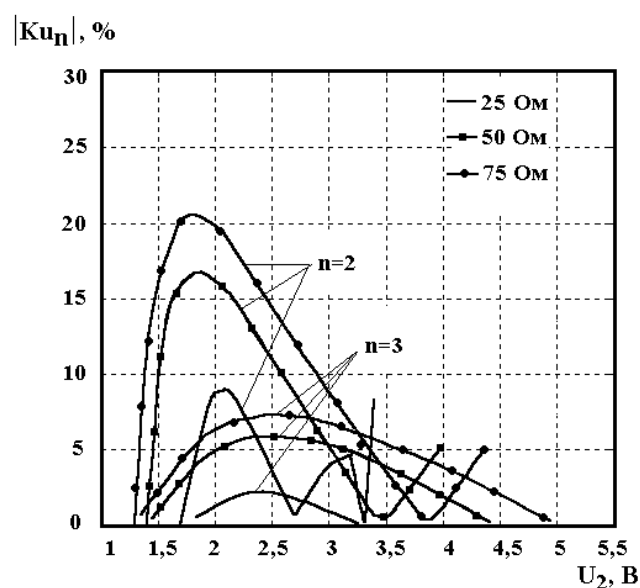


Рис.2.9. Залежність коефіцієнтів для 2-ої і 3-ої гармонік від напруги живлення при різних значеннях еквівалентного опору контуру

Розраховані залежності коефіцієнтів для 2-ої і 3-ої гармонік від напруги живлення при різних значеннях еквівалентного опору контуру подані на рис.2.9. Експериментальні залежності коефіцієнта нелінійних спотворень з врахуванням 2-ої, 3-ої і 4-ої гармонік з визначеними вище опором навантаження подані на рис.2.10, рис.2.11, рис.2.12.

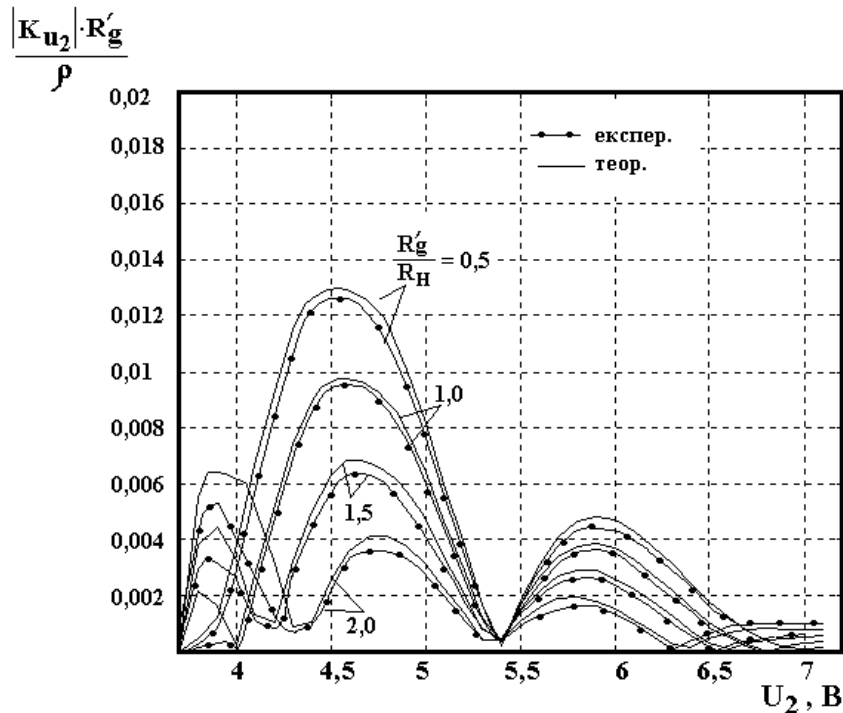


Рис.2.10. Залежність коефіцієнта 2-ої гармоніки від напруги живлення

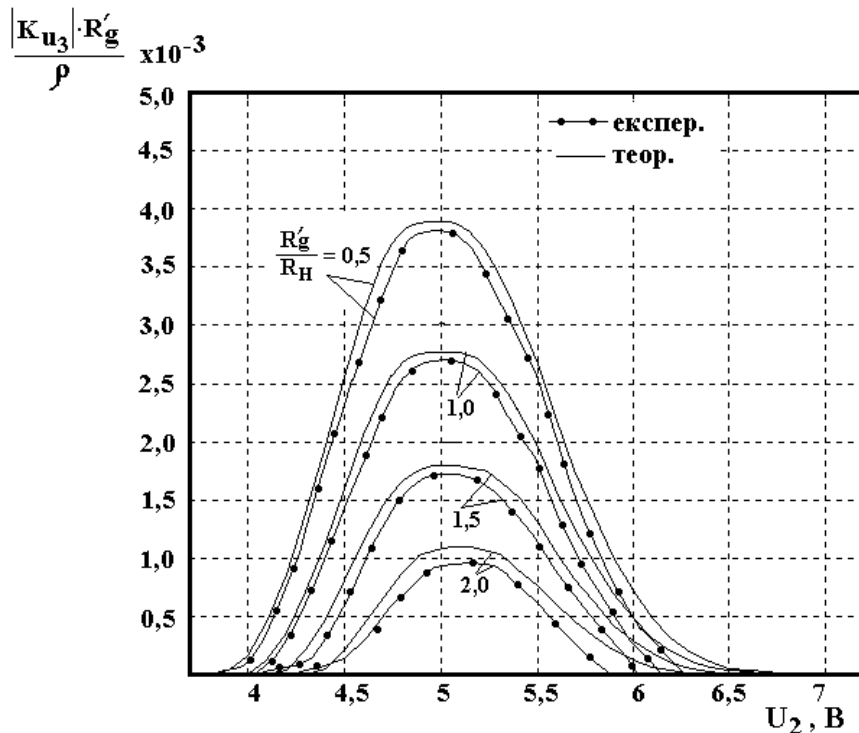


Рис.2.11. Залежність коефіцієнта 3-ої гармоніки від напруги живлення

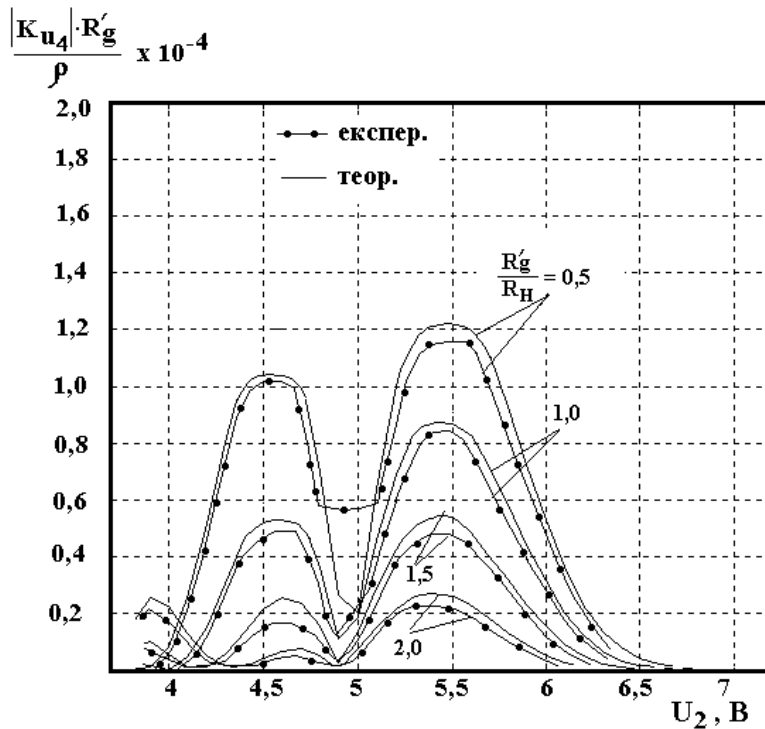


Рис.2.12. Залежність коефіцієнта 4-ої гармоніки від напруги живлення

Аналіз отриманих результатів, поданих на рис.2.9 – 2.12 показує добрий збіг теоретичних і експериментальних результатів. Зсув експериментальних кривих відносно теоретичних уздовж осі напруг пов'язаний з певною відмінністю характеристики транзисторної структури від усередненої. Точність розрахунків може бути підвищена шляхом розрахунку коефіцієнтів  $a_1 \div a_6$  згідно з формулами (2.9) для конкретної вольт-амперної характеристики транзисторної структури.

### Контрольні питання

1. Які види апроксимації вольт-амперних характеристик використовуються при аналізі напівпровідникових пристроїв з від'ємним опором?
2. Які недоліки має апроксимаційна квадратична функція?
3. Які аналітичні залежності мають апроксимуючі функції транзисторної структури з від'ємним опором?
4. Нарисуйте схему автогенератора по змінному струму, поясніть призначення кожного елемента схеми?
5. Напишіть умову виникнення синусоїдальних коливань в автогенераторі.
6. Поясніть як визначається резонансна частота автогенератора?
7. Яку потужність віддає від'ємний опір в коливальній контур?
8. Як визначається амплітудна і частотна чутливість автогенератора?
9. Поясніть залежність частоти генерації автогенератора від температури?
10. Нарисуйте твердотілу конструкцію автогенератора на основі біполярного і польового транзисторів.

### 3. ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ТЕМПЕРАТУРИ

Транзисторні структури, які мають від'ємний диференційний опір, можна використати в якості первинних перетворювачів температури, при цьому значно підвищити їх чутливість і точність вимірювання. Конструктивно вони виконуються у вигляді структури, яка складається із двох біполярних транзисторів, причому в електричну схему цієї структури можливо включити термочутливий напівпровідниковий або металевий опір, що розширює діапазон вимірюваних температур. Для вивчення властивостей термочутливих частотних перетворювачів необхідно розробити математичні моделі, на базі яких можна отримати залежність вольт-амперної характеристики, активної і реактивної складових повного опору структури, частоти генерації від дії температури, від режимів живлення, виконати експериментальні дослідження, які б підтвердили справедливості теоретичних положень. Розгляду цих питань присвячений даний розділ.

#### 3.1. Фізичний механізм впливу температури на метали і напівпровідники

Вплив температури на метали і напівпровідники виявляється в зміні їх опору або провідності, а точніше в закономірностях проходження через них електричного струму під час дії температури. Згідно з загальними уявленнями під електричним струмом розуміють направлений рух заряджених частинок – носіїв заряду, який накладається у вигляді дрейфу на той хаотичний рух, який здійснюють ці частки під дією зовнішнього електричного поля. Цими зарядженими частками є електрони, тому коли мова йде про метали і напівпровідники, то мають на увазі тверді тіла, у яких струм здійснюється тільки рухом електронів.

За допомогою моделі електронного газу можна показати, що питома електропровідність твердого тіла визначається з виразу

$$\delta = qn\mu \quad , \quad (3.1)$$

де  $q$  – заряд електрона, який дорівнює  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл,  $n$  – концентрація носіїв струму, тобто їх кількість в одиниці об'єму,  $\mu$  – величина, яка отримала назву рухливості носіїв заряду. Пояснимо з фізичної точки зору цей вираз. Як вище згадувалось, електричний струм здійснюється направленим рухом вільних електронів, які існують у твердому тілі незалежно від зовнішнього електричного поля, і які хаотично рухаються подібно молекулам газу. Траєкторія руху молекул газу визначається їх зіткненнями одна з одною, проте траєкторія руху електронів визначається не їх взаємними зіткненнями, а зіткненнями з тепловими коливаннями атомів і з дефектами кристалічної ґратки. Якщо вважати, що між зіткненнями електрони рухаються вільно, то

їх рух є рівномірним і прямолінійним. Позначимо довжину вільного руху через  $l_n$ , а відповідний проміжок часу через  $\tau_n$ , то очевидно ці дві величини пов'язані між собою таким чином

$$l_n = v\tau_n, \quad (3.2)$$

де  $v$  – швидкість руху електронів, яка в загальному випадку має різне значення для різних електронів. При дії електричного поля електрони отримують прискорення в протилежному напрямку дії поля. Додаткова середня швидкість направленої руху  $\Delta v$ , яку отримують електрони на шляху вільного пробігу, і є тією швидкістю, яка визначає величину струму. Додаткові направлені швидкості, які отримують електрони, не будуть однаковими тому, що не однакові довжини вільного пробігу при хаотичному русі електронів.

В напівпровідниках швидкості електронів, які беруть участь в електропровідності, мають всі значення від нуля до нескінченності і розподілені за законом Максвелла. У випадку з металами швидкості електронів характеризуються майже повною незалежністю від температури. У напівпровідниках швидкості електронів зростають з підвищенням температури, тому що в них вони розподілені згідно з класичною статистикою Максвелла – Больцмана. Для виродженого випадку (незалежність швидкості електронів від температури) справедлива квантова статистика Фермі – Дірака, яка містить в собі класичну статистику. На основі законів фізики неважко обчислити середню додаткову швидкість  $\Delta \bar{v}$ . Прискорення електрона визначається формулою

$$a = \frac{qE}{m_0}, \quad (3.3)$$

а середня додаткова швидкість на довжині вільного пробігу одного електрона дорівнює

$$\Delta v = \frac{qE}{2m_0} \tau_n, \quad (3.4)$$

де  $m_0$  маса електрона,  $\tau_n$  – час вільного пробігу одного електрона,  $E$  – напруженість електричного поля.

З урахуванням статистичного розподілу часових інтервалів  $\tau_n$  середня додаткова швидкість усієї сукупності електронів твердого тіла буде дорівнювати

$$\Delta \bar{v} = \frac{qE}{m_0} \bar{\tau}, \quad (3.5)$$

де  $\bar{\tau}$  – середній час вільного пробігу електронів. Густина електричного струму визначається величиною заряду, який переносять електрони через одиничний переріз провідника за одиницю часу:

$$j = qn\Delta\bar{v} = qn\frac{qE}{m_0}\bar{\tau} . \quad (3.6)$$

Згідно з визначенням, питома електропровідність  $\delta$  є відношенням густини струму до напруженості електричного поля  $E$  :

$$\delta = \frac{j}{E} = \frac{q^2 n}{m_0} \tau = qn\mu . \quad (3.7)$$

Величина  $\mu$  згідно з (3.7) описується формулою

$$\mu = \frac{q\tau}{m_0} = \frac{\Delta\bar{v}}{E} \quad (3.8)$$

і отримала назву рухливості носіїв струму, оскільки вона визначає середню додаткову швидкість  $\Delta\bar{v}$ , яку одержують електрони в полі одиничної напруженості (1 В/см). Якщо заряд вимірювати у кулонах ( $q=1,6\cdot 10^{-19}$ ),  $n$  –  $\text{см}^{-3}$  і  $\mu$  – в  $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , то  $\delta$  буде вимірюватись в  $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ . Під час виведення формули (3.7) було зроблено спрощення, яке полягає в тому, що на довжині пробігу електрон рухається вільно, проте на відстанях, на яких знаходяться вільні електрони від ядер, в твердих тілах діють дуже великі електричні поля, які набагато перевищують дію зовнішнього поля. Тому навіть у грубому наближенні не можна вважати рух електронів вільним. Дія внутрішніх сильних електричних полів враховується наданням ефективної маси електрону, яка може бути більша або менша маси спокою електрона  $m=9\cdot 10^{-28}$  г. Ефективна маса визначається структурою того середовища, в якому рухається електрон.

Аналіз формули (3.7) показує, що пряма пропорційність між густиною струму і напруженістю поля (закон Ома) існує в тому випадку, коли концентрація  $n$  і рухливість носіїв струму  $\mu$  буде незалежною від дії поля. У металах закон Ома виконується за всіх умов, проте у напівпровідниках відступ від закону Ома має місце в реальних умовах. Діапазон електричних полів, при яких виконується закон Ома, отримав назву слабих полів. Відступ від закону Ома пов'язаний з дією сильних електричних полів на концентрацію і рухливість.

Вплив температури на електропровідність напівпровідників можна проаналізувати на основі загальної формули

$$\delta = qn\mu_n + q\mu_p p , \quad (3.9)$$

де  $n$  і  $p$  – концентрація електронів і дірок у напівпровіднику,  $\mu_n$  і  $\mu_p$  – рухливість електронів і дірок відповідно. Сума складових у виразі (3.9) є арифметичною, оскільки  $n$  і  $p$  мають різні знаки, то одночасно із зміною знака носія заряду змінюється і знак його рухливості, тому добуток цих величин має один і той же знак для всіх носіїв заряду. Фізичне трактування

цього твердження полягає в тому, що в електричному полі носії заряду з різними знаками заряду рухаються в протилежних напрямках і загальний струм дорівнює арифметичній сумі окремих струмів.

Вплив температури на електропровідність напівпровідника складається із її впливу на концентрацію носіїв заряду і на їх рухливість. При розгляді цього явища вважаємо, що напівпровідник в домішковій області має один вид носіїв струму, а в області власної провідності – два види, при цьому  $n=p$ . Залежність концентрації від температури описується рівнянням [26]

$$n = \frac{2(2\pi\sqrt{m_n m_p} kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{\Delta E_3}{kT}\right), \quad (3.10)$$

де  $m_n$ ,  $m_p$  – ефективні маси електронів і дірок,  $k$  – стала Больцмана,  $T$  – абсолютна температура тіла,  $h$  – стала Планка,  $\Delta E_3$  – ширина забороненої зони. При тепловому механізмі збудження кількість електронів, які переходять із валентної зони у зону провідності дуже швидко зростає з підвищенням температури (рис.3.1а).

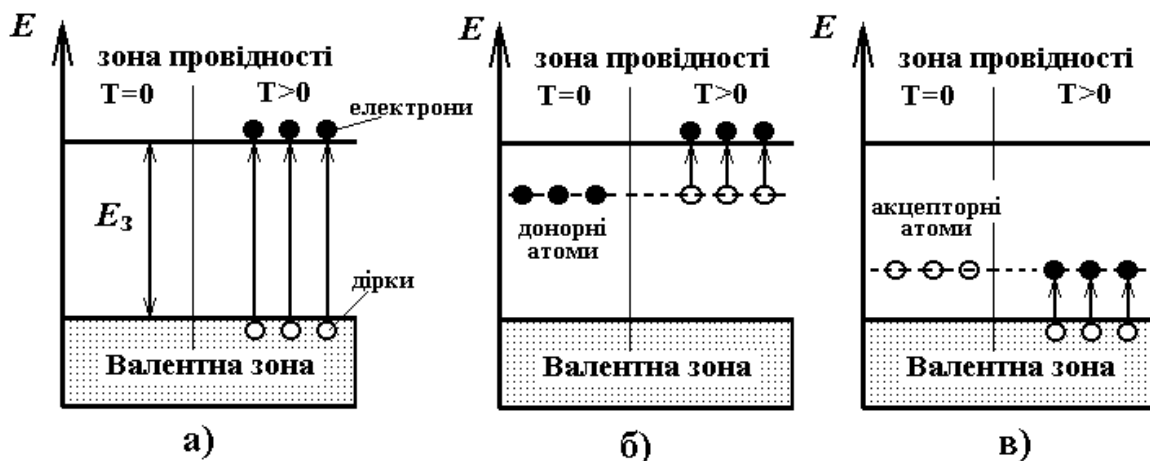


Рис.3.1. Енергетичні схеми, які пояснюють появу носіїв заряду у напівпровіднику при його нагріванні

З другого боку, у твердому тілі поряд з процесами збудження електронів існують і зворотні процеси їх рекомбінації, при яких електрони із зони провідності повертаються у валентну зону. Інтенсивність рекомбінаційних процесів пропорційна як кількості збуджених електронів, так і кількості залишених ними порожніх місць. За рахунок процесів збудження і рекомбінації при будь-якій температурі встановлюється рівноважний стан у напівпровіднику. Аналіз рівняння (3.10) показує, що при будь-якій температурі існує певна кількість атомів, які мають енергію достатню для одночасного акту збудження електрона, і що кількість таких атомів, а отже, і кількість таких актів зростає по експоненті з підвищенням температури. Як-



що напівпровідник має домішкові донорні атоми, то підвищення температури додає енергію електронам донорних атомів, електрони яких переходять в зону провідності (рис.3.1б). При існуванні акцепторних домішкових атомів у напівпровіднику при підвищенні температури електрони валентної зони переходять на домішкові атоми і залишають дірки у валентній зоні (рис.3.1в). Сумарний вплив температури на концентрацію носіїв струму подано на рис.3.2, на якому по вертикальній осі відкладена величина  $\lg n$ , а по горизонтальній –  $1/2kT$ . Вибір напівлогарифмічних координат зручний тим, що загальну криву зміни концентрації можна подати у вигляді ламаної лінії, яка складається із трьох прямолінійних ділянок. Нахил прямих  $a - b$  і  $b' - c$  визначають енергії активації домішкової  $\Delta E_g$  і забороненої  $\Delta E_z$  енергетичних зон. В області низьких температур, на ділянці  $a - b$ , існує тільки домішкова провідність, оскільки кількість власних носіїв струму дуже мала. З підвищенням температури кількість домішкових носіїв на ділянці  $a - b$  збільшується до того часу, поки не вичерпаються електрони домішкових атомів. На ділянці  $b - c$  домішкові ресурси вичерпані, а власна провідність ще не настала. Тому цю область, у якій концентрація носіїв струму залишається постійною, називають областю виснаження. Нарешті, при значних температурах (ділянка  $c - d$ ) починається швидке зростання власних носіїв струму, що відповідає власній провідності напівпровідника. Як показують експериментальні дослідження [27], температура переходу від домішкової провідності до власної зміщується в сторону високих температур при зростанні концентрації домішок.

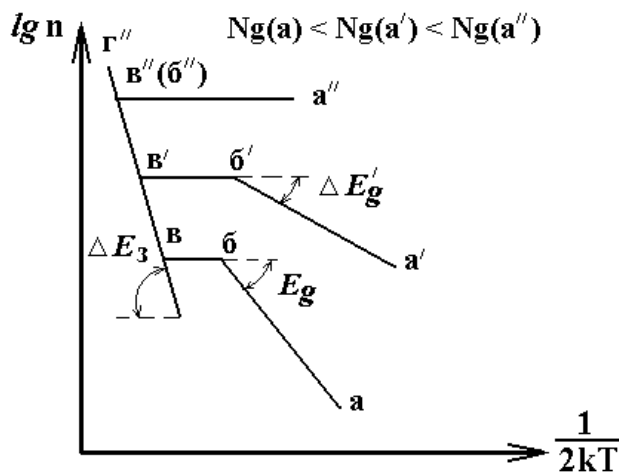


Рис.3.2. Залежність концентрації носіїв заряду у напівпровіднику від температури

Нахил прямої в області власної провідності не залежить від концентрації домішок і є характерною сталою електричних властивостей напівпровідника. При певній високій концентрації домішок, коли  $\Delta E_g \approx 0$ , уся крива подається у вигляді двох ділянок  $a'' - b''$  і  $c'' - d''$  (рис.3.2). На ділянці

домішкової провідності ( $a'' - b''$ ) концентрація носіїв струму у напівпровіднику не залежить від температури: від найнижчих температур ( $a''$ ) до температури, коли починається власна провідність ( $b''$ ). Така поведінка напівпровідників, коли вони у домішковій області провідності приймають властивості металів, дозволяє віднести їх до групи напівметалів.

Тепер перейдемо до розгляду залежності рухливості носіїв струму від температури. Згідно з формулою (3.8) рухливість можна переписати у вигляді

$$\mu = \frac{q}{m} \tau_n = \frac{q}{m} \cdot \frac{l_n}{v} . \quad (3.11)$$

Аналіз (3.11) показує, що велике значення рухливості може бути обумовлено або малим значенням ефективної маси носія струму  $m$ , або великим значенням часу вільного пробігу, тобто часом релаксації  $\tau_n$ . Числове значення ефективної маси визначається умовами переміщення електрона на довжині вільного пробігу у внутрішньому полі кристала. Як в металах, так і в напівпровідниках ефективна маса носіїв струму може бути як більшою, так і меншою від маси вільного електрона. Час релаксації  $\tau_n$  у формулі (3.11) визначає той інтервал, за який здійснюється спад одного разу встановленого струму після вимикання зовнішнього поля. Числове значення цієї величини визначається процесами зіткнення, або процесами розсіювання, які зазнають електрони при своєму русі у кристалі. Очевидно, що чим інтенсивніше і частіше здійснюються ці процеси, тим меншим буде час релаксації, а отже, і рухливість [28].

На довжину вільного пробігу температура впливає різними шляхами, в залежності від механізму розсіювання. Для напівпровідників характерні такі механізми:

- 1) тепловими коливаннями атомів або іонів, які складають кристалічну ґратку;
- 2) домішками, які знаходяться у напівпровіднику в іонізованому або нормальному стані;
- 3) всілякими дефектами ґратки (порожні вузли, спотворення, які викликані атомами введення, зсуви, тріщини, границі кристалічних зерен тощо).

В кристалічних ґратках Ge, Si, Te та в інших напівпровідниках існують два основних механізми розсіювання носіїв струму, які приводять до двох суттєво різних температурних залежностей величини рухливості, поперше, розсіювання на теплових коливаннях атомів і, по-друге, розсіювання на іонізованих домішках. Як показують теоретичні дослідження [28], при розсіюванні на теплових коливаннях ґратки довжина вільного пробігу має одне і теж значення для всіх носіїв заряду, вона обернено пропорційна абсолютній температурі тіла, тобто  $l_n \sim \frac{1}{T}$ . З фізичної точки зору це можна

пояснити таким чином. Згідно класичних понять, розсіювання носіїв струму повинно бути прямо пропорційним поперечному перерізу того об'єму, який займає атом, що коливається. Цей поперечний переріз вважається прямо пропорційним квадрату амплітуди коливань атомів. В свою чергу, квадрат амплітуди коливань атомів визначає енергію ґратки, яка збільшується з ростом температури за лінійним законом. Оскільки  $v \sim \sqrt{T}$ , то згідно з (3.11) можна визначити залежність рухливості від температури [28,29]

$$\mu_T(T) \sim \frac{1}{T^{3/2}} \quad (3.12)$$

На практиці цей закон не завжди виконується, іноді зустрічаються випадки більш сильної залежності рухливості від температури аж до  $\mu_T \sim \frac{1}{T^3}$  [28].

При низьких температурах ефективність розсіювання на теплових коливаннях атомів згідно з (3.12) зменшується і починає діяти другий механізм – розсіювання на іонізованих домішках. Цей механізм схожий на механізм розсіювання  $\alpha$  – частинок, який вперше дослідив Е.Резерфорд [28,29]. Згідно з цим механізмом ефективність розсіювання зменшується при зростанні довжини вільного пробігу  $l_n \sim v^4$ . В цьому випадку рухливість носіїв струму залежить від температури згідно з законом [28,29]

$$\mu_g(T) \sim \frac{T^{3/2}}{N_g} \quad (3.13)$$

де  $N_g$  – концентрація домішкових атомів. Якщо в розсіюванні носіїв струму беруть участь тепловий та домішковий механізми, то результуюча рухливість описується рівнянням [28,29]

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_T} + \frac{1}{\mu_g} \quad (3.14)$$

а температурний хід рухливості

$$\frac{1}{\mu} = aT^{-3/2} + bT^{3/2} \quad (3.15)$$

де  $a$  і  $b$  коефіцієнти, значення яких залежать від природи ґратки. При низьких температурах головну роль відіграє перша складова, а при високих – друга складова рівняння (3.15). На рис.3.3 подана залежність рухливості від температури згідно з (3.15). Положення максимуму на кривій залежить від концентрації домішок: з її зростанням максимум зміщується в сторону вищих температур. Розсіювання на нейтральних домішках не залежить від температури і відіграє другорядну роль. Залежність електропровідності напівпровідника від температури подана на рис.3.4.

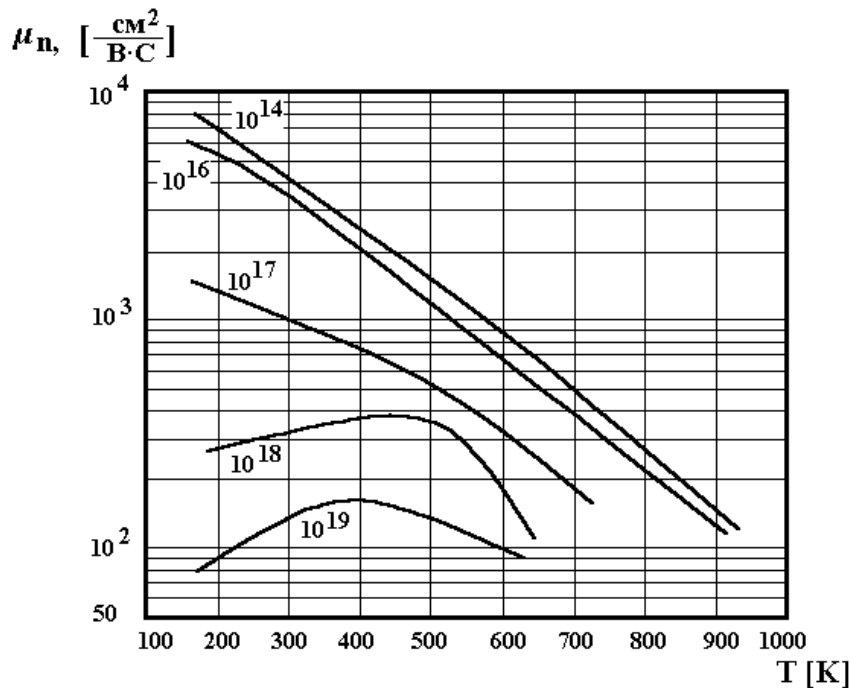


Рис.3.3. Залежність рухливості носіїв заряду від температури при різних концентраціях домішок [30]

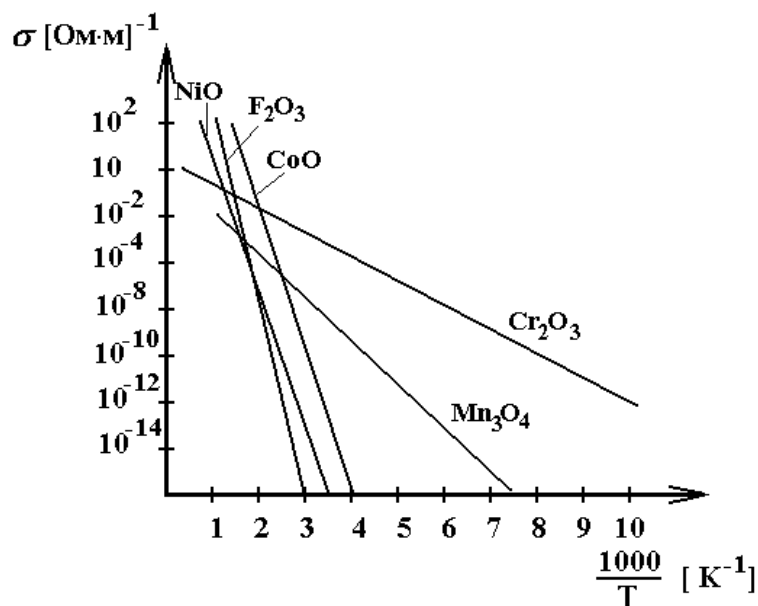


Рис.3.4. Залежність електропровідності напівпровідників від температури

Розглянемо вплив температури на рух носіїв струму в металах. Згідно з квантовою теорією рух електрона в кристалі описується хвильовим рівнянням Шредінгера [31,32]. У простому випадку, коли взаємодія електрона з атомами (або іонами) кристалічної ґратки враховується введенням у рівняння Шредінгера ефективної маси, то хвиля, яка описує поведінку такої квазівільної частки, є плоскою. Плоска хвиля характеризується частотою коливань  $\nu$  і довжиною хвилі  $\lambda$ . Якщо порівняти картину хвильового руху електронів з корпускулярною картиною, в якій основними парамет-

рами руху є величина маси, швидкості і енергії, то частота  $\nu$  визначається енергією  $\varepsilon$  [33,34]:

$$\nu = \frac{\varepsilon}{h},$$

а довжина хвилі  $\lambda$  – імпульсом електрона  $mv$ :

$$\lambda = \frac{h}{mv}.$$

Якщо температура кімнатна, середня хаотична швидкість вільних електронів у невиродженому напівпровіднику складає  $10^7$  см/с, що відповідає довжині хвилі  $7 \cdot 10^{-7}$  см. В металах, у яких значною мірою виявляється квантовий, дискретний характер енергетичного спектра, швидкість вільних електронів визначається не температурою тіла, а їх концентрацією. З великими значеннями концентрації вільних електронів ( $10^{22}$  1/см<sup>3</sup>) у металах їх швидкість на порядок вища ніж у напівпровідниках, що відповідає довжині хвилі  $5 \cdot 10^{-8}$  см. На основі хвильової картини руху електронів можна вважати, що процес розсіювання електронних хвиль визначається в основному такими неоднорідностями у розташуванні атомів, розміри яких простягаються на відстань порядку чверті довжини хвилі електронів. В металах розсіювання електронних хвиль відбувається як на порушеннях однорідності структури кристала, так і на теплових коливаннях атомів ґратки, тому що довжина хвилі у них на порядок менша ніж у напівпровідниках.

Таким чином, узагальнюючи вплив температури на електропровідність металів і напівпровідників, можна констатувати, що температурний коефіцієнт опору у металах є додатний, а у напівпровідниках – від’ємний, проте в деяких випадках він також може бути додатним [28].

Для точного вимірювання температури в діапазоні від  $-200^\circ$  С до  $+850^\circ$  С використовуються температурні перетворювачі з нікелю або платини. Електричний опір металевих провідників змінюється згідно з законом [30,35]

$$R_1 = R_0 [1 - \alpha(T_1 - T_0)], \quad (3.16)$$

де  $R_0$  – опір при  $0^\circ$  С (тобто при 273 К),  $R_1$  – опір при температурі  $T_1$ ,  $\alpha$  – температурний коефіцієнт, який дорівнює для платини  $3,9 \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup> для нікелю  $5,39 \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup>. Опір при  $0^\circ$ С в багатьох випадках вибирається рівним 100 Ом. Такі вимірювальні резистори позначаються як Pt-100 або Ni-100. На практиці також використовують вимірювальні резистори 500 Ом і 1000 Ом.

На рис.3.5 подана залежність питомого опору від температури для різних металів [30]. Припустимі відхилення опорів від стандартних значень, які перераховані на градуси за шкалою Цельсія, подані в таблиці 3.1 [35].

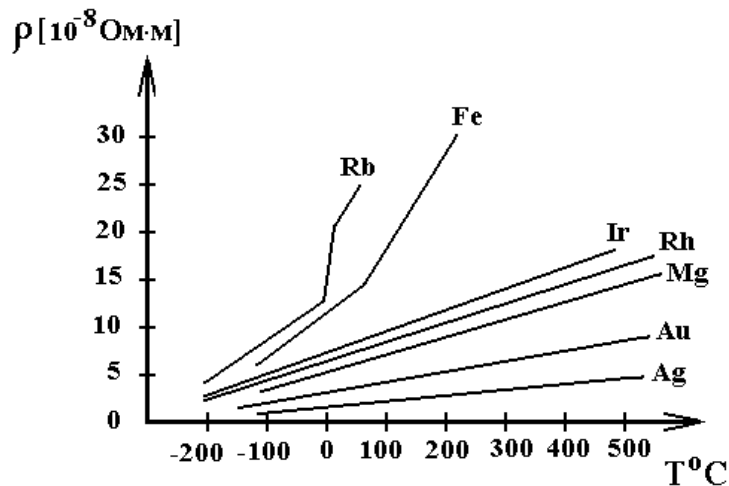


Рис.3.5. Залежність питомого опору різних металів від температури [30]

Таблиця 3.1.

Вимірювана температура, °C	Допустимі відхилення			
	Клас А		Клас В	
	Ом	°C	Ом	°C
-200	±0,24	±0,55	±0,56	±1,30
-100	±0,14	±0,35	±0,32	±0,80
0	±0,06	±0,15	±0,12	±0,30
100	±0,13	±0,35	±0,3	±0,80
200	±0,20	±0,55	±0,48	±1,30
300	±0,27	±0,75	±0,64	±1,80
400	±0,33	±0,95	±0,79	±2,30
500	±0,38	±1,15	±0,93	±2,80
600	±0,43	±1,35	±1,06	±3,30
650	±0,46	±1,45	±1,13	±3,60
700	-	-	±1,17	±3,80
800	-	-	±1,28	±4,30
850	-	-	±1,34	±4,55

Відомо, що питомий опір  $\rho$  напівпровідника залежить від температури згідно з законом [28]

$$\rho = A_0 \exp(B/T) , \quad (3.17)$$

де  $A_0$  і  $B$  – коефіцієнти, які залежать від фізичних властивостей напівпровідникового матеріалу,  $T$  – абсолютна температура. Величина електричного опору має вигляд

$$R = \rho \frac{l}{S} , \quad (3.18)$$

де  $\rho$  визначається в Ом·см,  $l$  – відстань між електродами,  $S$  – площа поперечного перерізу напівпровідникового опору.

Таким чином, підставляючи (3.17) у (3.18), отримаємо [28]

$$R_T = A \exp(B/T) , \quad (3.19)$$

де через  $R_T$  визначена величина опору напівпровідника при температурі  $T$ , коефіцієнт  $A$  набуває значення

$$A = A_0 \frac{l}{S} , \quad (3.20)$$

яке залежить від фізичних властивостей матеріалу і геометричних розмірів напівпровідникового опору. Експериментальні дослідження показують, що температурні залежності опорів з напівпровідникового матеріалу описуються згідно з законом (3.20) [28, 30]. На рис.3.6 подані залежності опорів від температури для термоопорів типу ММТ-1, КМТ-1. Для практичних розрахунків опорів за формулою (3.19) зручно вилучити коефіцієнт  $A$ . З цією метою, написавши вираз (3.19) для двох температур  $T$  і  $T_0$  і поділивши один вираз на другий, отримаємо [28]

$$R_T = R_{T_0} \exp B \left( \frac{T_0 - T}{T_0 T} \right) . \quad (3.21)$$

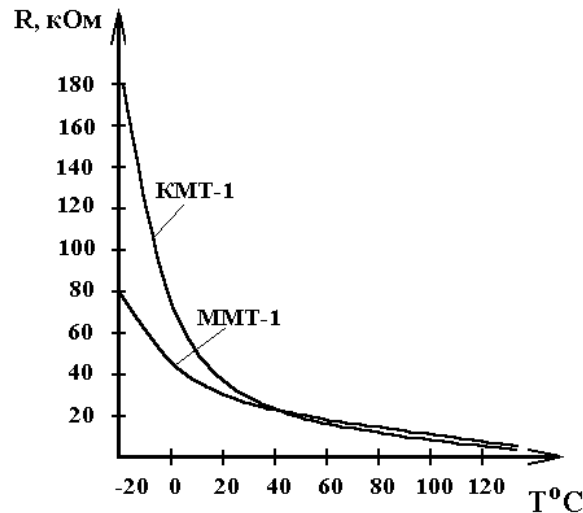


Рис.3.6. Залежність опору напівпровідникових термоопорів від температури

Згідно з формулою (3.21) можна розрахувати термочутливий опір при будь-якій температурі  $T$  °К, визначивши при цьому сталу  $B$  і опір зразка при певному значенні температури  $T_0$ . Величина сталої  $B$  визначається експериментально шляхом вимірювання опорів зразка при двох температурах  $T$  і  $T_0$ . Зробивши операцію логарифмування виразу (3.21), отримаємо [28]

$$\lg \frac{R_T}{R_{T_0}} = 0,4343 \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) B , \quad (3.22)$$

$$B = \frac{2,303\Delta \lg R}{\Delta \frac{1}{T}}, \quad (3.23)$$

де  $\Delta \lg R = \lg R_T - \lg R_{T_0}, \quad (3.24)$

$$\Delta \frac{1}{T} = \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right). \quad (3.25)$$

Температурний коефіцієнт опору  $\alpha_T$  визначається за відомою формулою [28]

$$\alpha_T = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT}, \quad (3.26)$$

тоді із рівняння (3.19), згідно з (3.26), отримаємо

$$\alpha_T = -\frac{B}{T^2}. \quad (3.27)$$

Отже, температурний коефіцієнт напівпровідникового термочутливого опору пропорційний сталій  $B$  і обернено пропорційний квадрату абсолютної температури. Для термоопору типу ММТ-1  $\alpha_{20}$  змінюється від  $-2,4\%/^{\circ}\text{C}$  до  $-3,4\%/^{\circ}\text{C}$ , а для термоопорів КМТ-1 від  $-4,5\%/^{\circ}\text{C}$  до  $-6\%/^{\circ}\text{C}$ . Якщо порівняти його значення для платини ( $\alpha = +0,37\%/^{\circ}\text{C}$ ) і для напівпровідникових термоопорів, то видно, що  $\alpha$  для металевих опорів у 8-15 разів менший ніж у напівпровідникових.

Таким чином, експериментальні залежності опору, величини його температурного коефіцієнта і сталої  $B$  визначаються шляхом вимірювання опору зразка при кількох температурах.

### 3.2. Визначення вольт-амперної характеристики термочутливого перетворювача на основі біполярних транзисторів

Схема термочутливого перетворювача складається з двох біполярних транзисторів, живлення яких здійснюють джерела постійної напруги  $U_1$  і  $U_2$ . Доведемо, що на електродах колектор-колектор транзисторів  $VT_1$  і  $VT_2$  існує від'ємний опір (рис.3.8). Для цього скористаємося еквівалентною схемою перетворювача для постійного струму, яка подана на рис.3.9. Згідно з вибраними контурними струмами, рівняння Кірхгофа мають вигляд:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= (R_3 + r_{\delta 2} + r_{e2} + r_{e1} + r_{\delta 1} + R_1)i_1 - i_3R_3 + i_4R_3 - i_3r_{\delta 2} - i_2r_{\delta 2} - i_2r_{e2} \\ 0 &= (R_2 + r_{\kappa 1} + r_{e1} + r_{e2} + r_{\delta 2})i_2 + i_4R_2 + \alpha_1 i_{r_{\kappa 1}} - i_1r_{e1} - i_1r_{e2} - i_1r_{\delta 2} + i_3r_{\delta 2} \\ 0 &= (r_{\kappa 2} + r_{\delta 2} + R_3)i_3 - \alpha_2 i_{r_{\kappa 2}} + i_2r_{\delta 2} - i_1R_3 - i_1r_{\delta 2} - i_4R_3 \\ U_2 &= (R_2 + R_3)i_4 + R_2i_2 - R_3i_3 + R_3i_1 \end{aligned} \right\}. \quad (3.28)$$



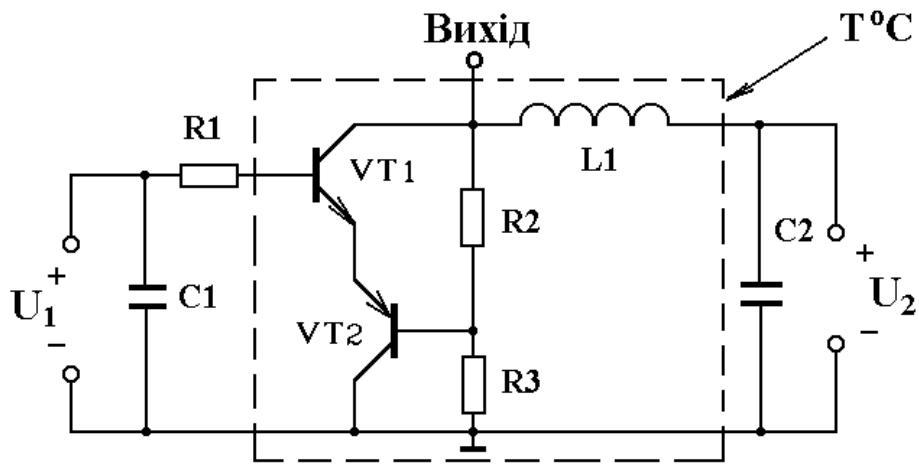


Рис.3.8. Електрична схема частотного перетворювача температури на основі біполярних транзисторів

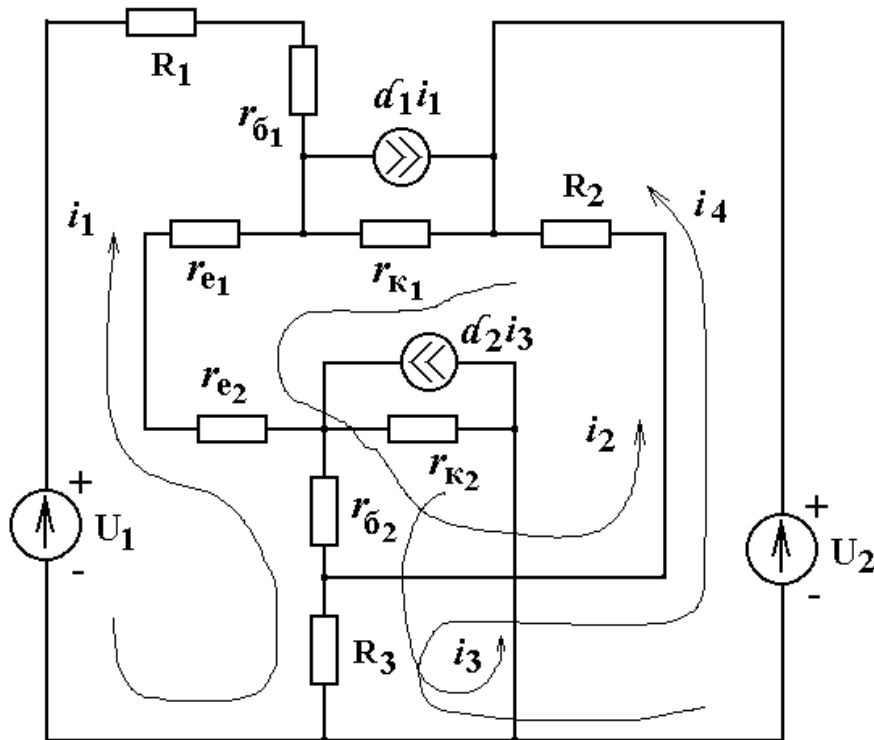


Рис.3.9. Еквівалентна схема перетворювача для постійного струму

Систему рівнянь (3.28) можна значно спростити, якщо врахувати, що  $R_1, R_2, R_3$  на два порядки більші  $r_{б1}, r_{б2}, r_{е1}, r_{е2}$ , тобто

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= (R_3 + R_1)i_1 - R_3i_3 + R_3i_4 - r_{б2}i_2 \\ 0 &= (R_2 + r_{к1})i_2 + r_{к1}\alpha_1i_1 + r_{б2}i_3 \\ 0 &= (r_{к2} + R_3)i_3 - (r_{к2}\alpha_2 + R_3)i_1 + r_{б2}i_2 - R_3i_4 \\ U_2 &= (R_2 + R_3)i_4 + R_2i_2 - R_3i_3 + R_3i_1 \end{aligned} \right\} \cdot \quad (3.29)$$

На основі першого рівняння системи (3.29) визначаємо значення струму

$$i_1 = -A + Bi_3 + Bi_4 - Di_2 \quad , \quad (3.30)$$

де

$$A = \frac{U_1}{R_3 + R_1} \quad , \quad B = \frac{R_3}{R_1 + R_3} \quad , \quad D = \frac{r_{\beta 2}}{R_3 + R_1} \quad . \quad (3.31)$$

Підставивши (3.30) в друге рівняння системи (3.29), отримуємо значення струму

$$i_2 = -\frac{Ni_4 + Ki_3 - L}{M} \quad , \quad (3.32)$$

де

$$M = R_2 + r_{K1} - Dr_{K1}\alpha_1 \quad , \quad (3.33)$$

$$N = R_2 + r_{K1}\alpha_1 B \quad , \quad (3.34)$$

$$K = r_{\beta 2} + r_{K1}\alpha_1 B \quad , \quad (3.35)$$

$$L = Ar_{K1}\alpha_1 \quad . \quad (3.36)$$

З третього рівняння системи (3.29) з врахуванням (3.32) визначимо

$$i_3 = \frac{Qi_4 - P}{S} \quad , \quad (3.37)$$

де 
$$S = (r_{K2} + R_3) - (r_{K2}\alpha_2 + R_3)B - (r_{K2}\alpha_2 + R_3)D\frac{K}{M} - \frac{r_{\beta 2}}{M}K \quad , \quad (3.38)$$

$$Q = (r_{K2}\alpha_2 + R_3)B + (r_{K2}\alpha_2 + R_3)D\frac{N}{M} + \frac{r_{\beta 2}N}{M} + R_3 \quad , \quad (3.39)$$

$$P = \frac{r_{\beta 2}L}{M} + (r_{K2}\alpha_2 + R_3)A + \frac{(r_{K2}\alpha_2 + R_3)DL}{M} \quad . \quad (3.40)$$

Вольт-амперну характеристику, яка існує в статичному режимі на електродах колектор-колектор біполярних транзисторів, отримуємо підставивши (3.37) в систему рівнянь (3.29), отже

$$U_2 = (R_3 + R_2)i_4 - \frac{R_2N}{M}i_4 - \frac{R_2KQ}{MS}i_4 + \frac{R_2KP}{MS} + \frac{R_2L}{M} - \frac{R_3Q}{S}i_4 + \frac{R_3P}{S} - R_3A - \frac{R_3BQ}{S}i_4 + \frac{R_3BP}{S} + \frac{R_3DN}{M}i_4 + \frac{R_3DKQ}{MS}i_4 - \frac{R_3DKP}{MS} - \frac{R_3DL}{M} \quad . \quad (3.41)$$

На основі рівняння (3.41) визначається диференційний опір, який існує на електродах колектор-колектор транзисторної структури

$$\frac{dU_2}{di_4} = \left[ (R_2 + R_3) + \frac{D}{M} R_3 \left( N + \frac{KQ}{S} \right) \right] - \left[ \frac{R_2}{M} \left( N + \frac{KQ}{S} \right) + R_3 \frac{Q}{S} (1 + B) \right]. \quad (3.42)$$

Аналіз виразу (3.42) показує, що від'ємний опір в структурі виникає, коли виконується умова

$$\left[ \frac{R_2}{M} \left( N + \frac{KQ}{S} \right) + R_3 \frac{Q}{S} (1 + B) \right] > \left[ (R_2 + R_3) + \frac{D}{M} R_3 \left( N + \frac{KQ}{S} \right) \right]. \quad (3.43)$$

Виконання умови (3.43) досягається за рахунок зміни напруги  $U_1$  і  $U_2$  джерел живлення, а також співвідношенням опорів  $R_2$  і  $R_3$ . На рис.3.10 подана вольт-амперна характеристика, яка реалізується на електродах колектор-колектор транзисторної структури. Як видно із графіка, теоретичні криві, які розраховані згідно з (3.41), і експериментальні криві добре збігаються. Таким чином, між колекторами транзисторів в результаті дії позитивного зворотного зв'язку виникає повний опір, активна складова якого має від'ємне значення, а реактивна складова – ємнісний характер. Підключення зовнішньої індуктивності до електродів колектора дозволяє створити генератор електричних коливань, частота генерації якого однозначно залежить від температури.

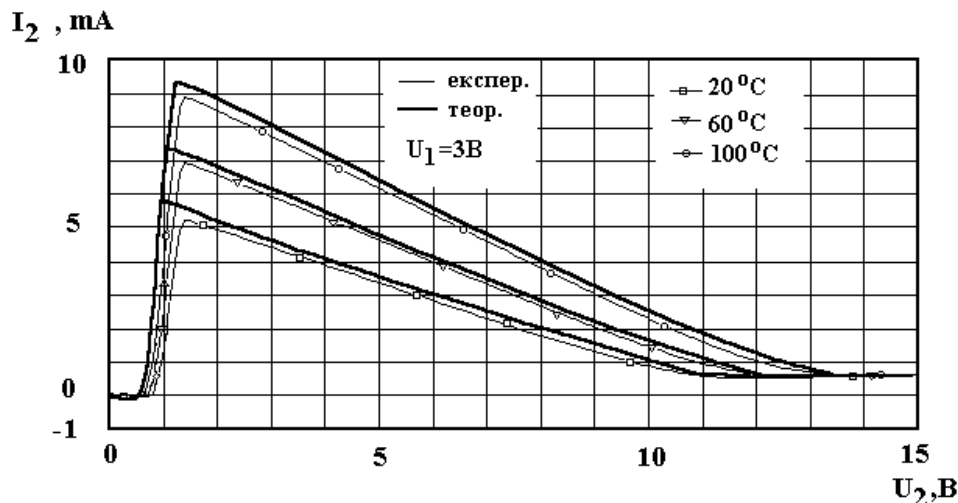


Рис.3.10. Теоретична та експериментальна залежність ВАХ частотного перетворювача від температури

### 3.3. Розрахунки повного опору, функції перетворення і чутливості температурного перетворювача на основі біполярних транзисторів

Зміна температури навколишнього середовища впливає на різні параметри і характеристики біполярних транзисторів, а саме на коефіцієнт підсилення струму, зворотні струми переходів емітера і колектора, об'ємний опір бази, емітера і колектора та інші параметри [36, 37], що відбивається на зміні елементів еквівалентної схеми від температури, яка наведена на рис.3.11.

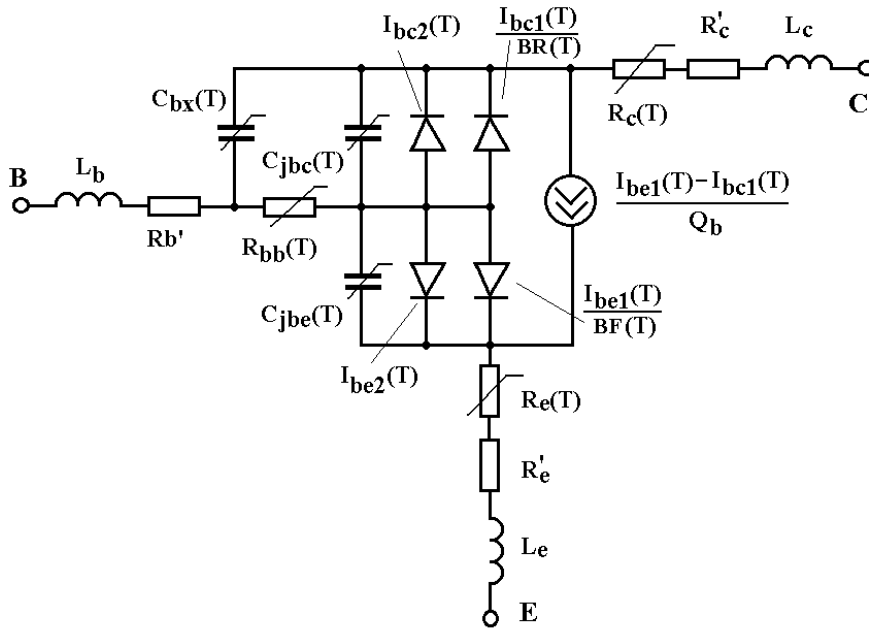


Рис.3.11. Еквівалентна схема біполярного транзистора з врахуванням температурних залежностей параметрів

В еквівалентній схемі використані такі позначення:  $R_b'$ ,  $R_c'$ ,  $R_e'$  – опір виводів бази, колектора і емітера відповідно;  $R_{bb}(T)$  – об'ємний опір бази;  $R_c(T)$  – об'ємний опір колектора;  $R_e(T)$  – об'ємний опір емітера;  $C_{jbc}(T)$  – ємність переходу база-колектор;  $C_{jbe}(T)$  – бар'єрна ємність;  $C_{bx}(T)$  – ємність між зовнішнім виводом бази і колектора;  $L_b$ ,  $L_c$ ,  $L_e$  – індуктивність виводів бази, колектора і емітера відповідно.

Розглянемо температурні залежності елементів еквівалентної схеми біполярного транзистора, які необхідні для побудови математичної моделі температурного перетворювача.

Залежність струму насичення від температури ( $I_s$  при  $20^\circ\text{C}$ ) [37]:

$$I_s(T) = I_s \exp\left(\frac{E_G(T)}{V_t(T)}(T/T_0 - 1)\right) \cdot (T/T_0)^{\chi_{TI}}, \quad (3.44)$$

де  $V_t = kT/q$  – температурний потенціал переходу (0,026В при  $20^\circ\text{C}$ );  $T$  – температура;  $q$  – заряд електрона;  $k$  – стала Больцмана;  $\chi_{TI}$  – температурний коефіцієнт струму насичення, який при  $T_0 = 20^\circ\text{C}$  дорівнює 3.

Залежність ширини забороненої зони напівпровідника від температури навколишнього середовища описується виразом [38]:

$$E_G(T) = E_{G0} - aT^2/(T + b), \quad (3.45)$$

для кремнію  $a = 0,000702$ ,  $b = 1108$ ,  $E_{G0} = 1,16\text{eV}$ .

Зворотний струм емітерного переходу [37]

$$I_{SE}(T) = \frac{I_{SE}}{\beta_F} \exp\left(\frac{E_G(T)}{NE \cdot V_t(T)}(T/T_0 - 1)\right) \cdot (T/T_0)^{XTI/NE}, \quad (3.46)$$

де  $NE$  – коефіцієнт неідеальності емітерного переходу який дорівнює 2,5;  $\beta_F = (T/T_0)^{XTB}$ ;  $XTB$  – температурний коефіцієнт  $BF$  і  $BR$ .

Зворотний струм колекторного переходу залежить від температури таким чином:

$$I_{SC}(T) = \frac{I_{SC}}{\beta_F} \exp\left(\frac{E_G(T)}{NC \cdot V_t(T)}(T/T_0 - 1)\right) \cdot (T/T_0)^{XTI/NC}, \quad (3.47)$$

де  $NC$  – коефіцієнт неідеальності колекторного переходу і дорівнює 2.

Залежність зворотного струму р-п переходу підкладки від температури навколишнього середовища знаходиться з виразу:

$$I_{SS}(T) = \frac{I_{SS}}{\beta_F} \exp\left(\frac{E_G(T)}{NS \cdot V_t(T)}(T/T_0 - 1)\right) \cdot (T/T_0)^{XTI/NS}, \quad (3.48)$$

де  $NS$  – коефіцієнт неідеальності переходу підкладки, який дорівнює 1,5.

Максимальний коефіцієнт підсилення струму в нормальному режимі в схемі з загальним емітером описується формулою

$$BF(T) = BF \cdot \beta_F. \quad (3.49)$$

Максимальний коефіцієнт підсилення струму в інверсному режимі в схемі з загальним емітером описується виразом

$$BR(T) = BR \cdot \beta_R. \quad (3.50)$$

Струм бази в залежності від температури описується виразом [39]

$$I_b(T) = I_{be1}(T)/BF(T) + I_{be2}(T) + I_{bc1}(T)/BR(T) + I_{bc2}(T), \quad (3.51)$$

де

$$I_{be1}(T) = I_S(T) \exp\left(\frac{U_{be}}{NE \cdot V_t(T)} - 1\right), \quad (3.52)$$

$$I_{be2}(T) = I_{SE}(T) \exp\left(\frac{U_{be}}{NE \cdot V_t(T)} - 1\right), \quad (3.53)$$

$$I_{bc1}(T) = I_S(T) \exp\left(\frac{U_{bc}}{NR \cdot V_t(T)} - 1\right), \quad (3.54)$$

$$I_{bc2}(T) = I_{sc}(T) \exp\left(\frac{U_{bc}}{NC \cdot V_t(T)} - 1\right), \quad (3.55)$$

$U_{be}$  – напруга база-емітер;  $U_{bc}$  – напруга база-колектор.

Заряд в базі описується виразом

$$Q_b = Q_1(1 + (1 + 4Q_2)^{NK})/2, \quad (3.56)$$

де  $Q_1 = 1/(1 - U_{bc}/U_{AF} - U_{be}/U_{AR}), \quad (3.57)$

$$Q_2 = I_{be1}(T)/I_{KF} + I_{bc1}(T)/I_{KR}, \quad (3.58)$$

$U_{AF}$  – напруга Ерлі в нормальному режимі;  $U_{AR}$  – напруга Ерлі в інверсному режимі;  $I_{KF}$  – точка початку спаду залежності  $\beta_F$  від струму колектора в нормальному режимі;  $I_{KR}$  – точка початку спаду залежності  $\beta_R$  від струму емітера в інверсному режимі;  $NK$  – коефіцієнт, що обумовлює множник  $Q_b$ , який дорівнює 0,5.

Об'ємний опір емітера має вигляд [39]

$$R_e(T) = R_e(1 + T_{Re1}(T - T_0) + T_{Re2}(T - T_0)^2), \quad (3.59)$$

де  $T_{Re1}$  – лінійний температурний коефіцієнт  $R_e$ ;  $T_{Re2}$  – квадратичний температурний коефіцієнт  $R_e$ .

Об'ємний опір колектора описується виразом

$$R_c(T) = R_c(1 + T_{Rc1}(T - T_0) + T_{Rc2}(T - T_0)^2), \quad (3.60)$$

де  $T_{Rc1}$  – лінійний температурний коефіцієнт  $R_c$ ;  $T_{Rc2}$  – квадратичний температурний коефіцієнт  $R_c$ .

Об'ємний опір бази  $R_{bb}(T)$  характеризується двома складовими. Перша складова  $R_b(T)$  – об'ємний опір бази з нульовим зміщенням, який не залежить від струму бази і зумовлює опір виводу бази та опір зовнішньої області бази. Друга складова  $R_{bm}(T)$  – мінімальний опір бази при великих струмах, який характеризує опір активної області бази, яка знаходиться під емітером, цей опір залежить від струму бази. Об'ємний опір бази в залежності від температури описується таким виразом [28]

$$R_{bb}(T) = \begin{cases} R_{bm}(T) + (R_b(T) - R_{bm}(T))/Q_b & I_{Rb} = \infty, \\ R_{bm}(T) + 3(R_b(T) - R_{bm}(T)) \frac{tgx - x}{x \cdot tg^2 x} & I_{Rb} > 0, \end{cases} \quad (3.61)$$

де

$$x = \frac{\sqrt{1 + 14,59025 I_b / I_{Rb}} - 1}{2,4317 \sqrt{I_b / I_{Rb}}}, \quad (3.62)$$

$$R_b(T) = R_b(1 + T_{Rb1}(T - T_0) + T_{Rb2}(T - T_0)^2), \quad (3.63)$$

$$R_{bm}(T) = R_{bm}(1 + T_{M1}(T - T_0) + T_{M2}(T - T_0)^2), \quad (3.64)$$

$T_{Rb1}$  – лінійний температурний коефіцієнт  $R_b$ ;  $T_{Rb2}$  – квадратичний температурний коефіцієнт  $R_b$ ;  $T_{M1}$  – лінійний температурний коефіцієнт  $R_{bm}$ ;  $T_{M2}$  – квадратичний температурний коефіцієнт  $R_{bm}$ .

Контактна різниця потенціалів емітерного переходу знаходиться за допомогою виразу [37]:

$$U_{je}(T) = U_{je}T/T_0 - 3V_t(T)\ln(T/T_0) - E_G T/T_0 + E_G(T). \quad (3.65)$$

Контактна різниця потенціалів колекторного переходу

$$U_{jc}(T) = U_{jc}T/T_0 - 3V_t(T)\ln(T/T_0) - E_G T/T_0 + E_G(T). \quad (3.66)$$

Залежність ємності колекторного переходу при нульовому зміщенні від температури навколишнього середовища описується виразом [38]

$$C_{jc}(T) = C_{jc}(1 + M_{jc}(0,0004(T - T_0) + 1 - U_{jc}(T)/U_{jc})) , \quad (3.67)$$

де  $M_{jc}$  – коефіцієнт, який враховує плавність колекторного переходу, і дорівнює 0,33.

Залежність ємності емітерного переходу при нульовому зміщенні від температури має вигляд

$$C_{je}(T) = C_{je}(1 + M_{je}(0,0004(T - T_0) + 1 - U_{je}(T)/U_{je})) , \quad (3.68)$$

де  $M_{je}$  – коефіцієнт, який враховує плавність емітерного переходу, він також дорівнює 0,33.

Бар'єрна ємність описується виразом [39]

$$C_{jbe}(T) = \begin{cases} C_{je}(T)(1 - U_{be}/U_{je}(T))^{-M_{je}} & U_{be} \leq F_c U_{je}(T) , \\ C_{je}(T)(1 - F_c)^{-(1+M_{je})} (1 - F_c(1 + M_{je}) + M_{je}U_{be}/U_{je}(T)) & U_{be} > F_c U_{je}(T) , \end{cases} \quad (3.69)$$

де  $F_c$  – коефіцієнт нелінійності бар'єрних ємностей прямозміщених переходів.

Ємність переходу база-колектор в залежності від температури має вигляд [39]

$$C_{jbc}(T) = \begin{cases} C_{jc}(T)(1 - U_{bc}/U_{jc}(T))^{-M_{jc}} & U_{bc} \leq F_c U_{jc}(T) , \\ C_{jc}(T)(1 - F_c)^{-(1+M_{jc})} (1 - F_c(1 + M_{jc}) + M_{jc}U_{bc}/U_{jc}(T)) & U_{bc} > F_c U_{jc}(T) , \end{cases} \quad (3.70)$$

Ємність між зовнішнім виводом бази і колектором [39]

$$C_{bx}(T) = \begin{cases} (1 - X_{cjc})C_{jc}(T)(1 - U_{bx}/U_{jc}(T))^{-M_{jc}} & U_{bx} \leq F_c U_{jc}(T) , \\ (1 - X_{cjc})C_{jc}(T)(1 - F_c)^{-(1+M_{jc})} (1 - F_c(1 + M_{jc}) + M_{jc}U_{bx}/U_{jc}(T)) & U_{bx} > F_c U_{jc}(T) , \end{cases} \quad (3.71)$$

де  $X_{cjc}$  – коефіцієнт розщеплення ємності база-колектор.

Вважається, що такі елементи еквівалентної схеми, як  $L_b$ ,  $L_c$ ,  $L_e$  та  $R_b$ ,  $R_c$ ,  $R_e$  не залежать від температури в робочому діапазоні частотно-го перетворювача [41].

Таким чином, отримані всі залежні від температури елементи еквівалентної схеми, які необхідні для побудови математичної моделі частотно-

го температурного перетворювача, який складається з автогенератора електричних коливань, в якому роль ємності виконує еквівалентна ємність транзисторної структури з від'ємним активним опором, а індуктивним опором слугує зовнішня індуктивність, яка підключена до колектора транзистора VT1 і бази VT2 через резистор R2 (рис.3.8).

Для аналізу поведінки функціонального перетворювача від зміни частоти, режимів живлення, температури навколишнього середовища необхідно отримати аналітичні залежності величини активної та реактивної складової повного опору даної структури від вказаних вище параметрів, що складає математичну модель перетворювача. Для цих цілей запропонована еквівалентна схема частотного перетворювача температури (рис.3.12). Розрахунок проведений за допомогою системи рівнянь Кірхгофа на основі методу контурних струмів. Розв'язання системи рівнянь дало змогу отримати теоретичну залежність вольт-амперної характеристики, активної і реактивної складової повного опору, частоти генерації від температури навколишнього середовища частотного перетворювача температури.

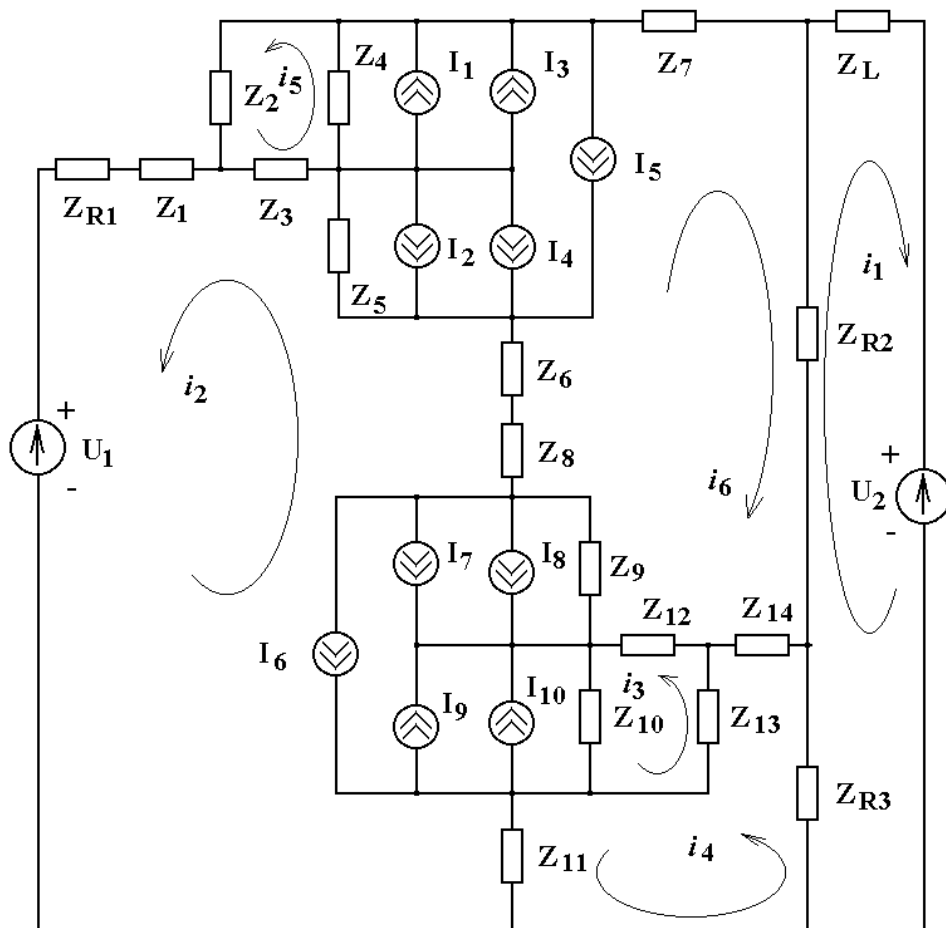


Рис.3.12. Еквівалентна схема температурного перетворювача



Для експериментальних досліджень була виготовлена гібридна мікросхема транзисторної структури з від'ємним опором. В гібридній інтегральній схемі були застосовані кристали біполярних транзисторів КТ368БМ та КТ363БМ. Дослідження температурних характеристик проводились в термокамері, що підтримує температуру з точністю  $\pm 0,5^\circ \text{C}$ .

На рис. 3.10 зображена теоретична та експериментальна залежність вольт-амперної характеристики частотного перетворювача від температури. Аналіз кривих показує, що з підвищенням температури збільшується максимальний струм транзисторної структури. На рис.3.13 показана залежність активної складової повного опору від температури. Із графіка видно, що при напругах живлення від 1 до 5 В активна складова повного опору мало залежить від температури, але при збільшенні напруги ця залежність стає суттєвою. Залежність реактивної складової від температури подано на рис.3.14. Аналіз показує, що зменшення величини реактивної складової пов'язано із збільшенням термогенерації носіїв заряду.

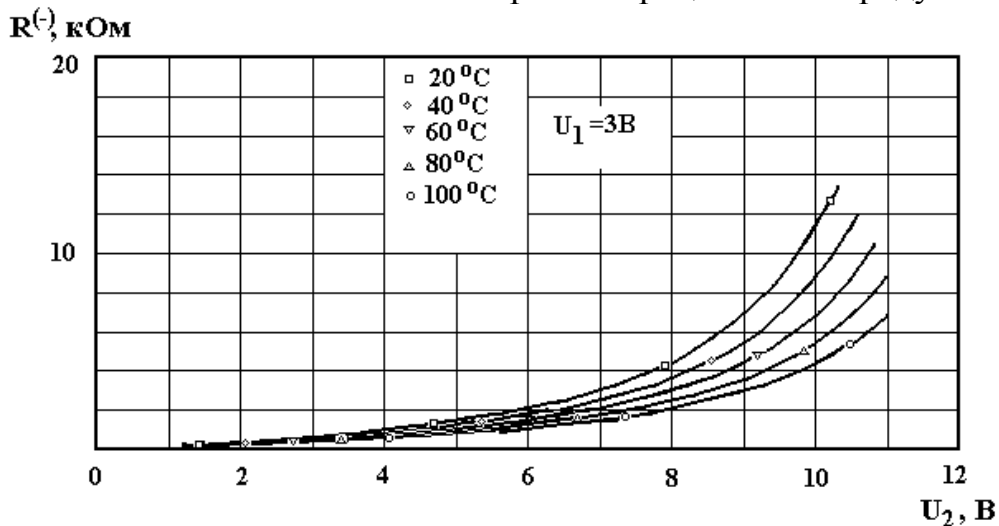


Рис.3.13. Залежність активної складової повного опору від температури

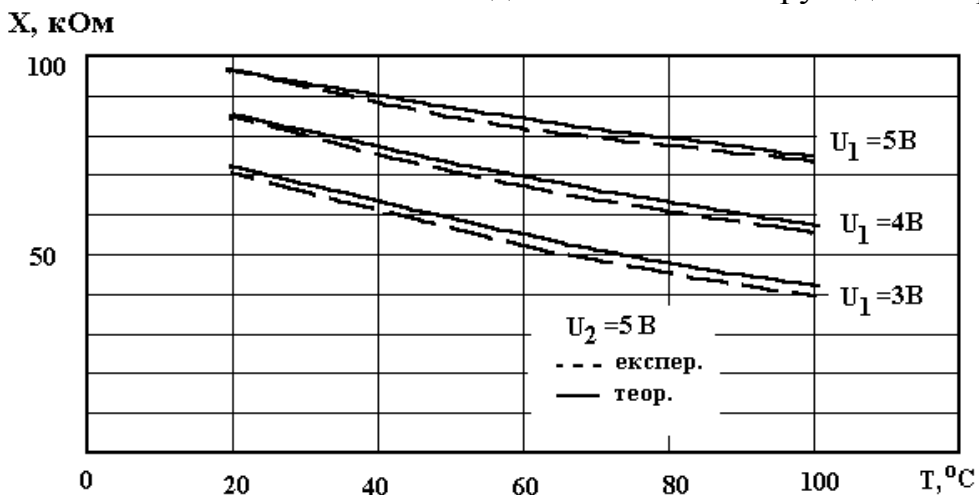


Рис.3.14. Теоретична і експериментальна залежність реактивної складової повного опору від температури

Функція перетворення у загальному вигляді описується рівнянням (3.72), а чутливість перетворювача формулою (3.73)

$$F_0 = [2\pi(LC_{ekv}(T))^{1/2}]^{-1}, \quad (3.72)$$

$$S_T^{F_0} = \frac{T}{F_0} \cdot \frac{dF_0}{dT} = -\frac{T}{F_0} \cdot \frac{1}{4\pi\sqrt{L}} C_{ekv}^{-3/2}(T) \frac{dC_{ekv}(T)}{dT}. \quad (3.73)$$

Залежність частоти генерації від температури зображена на рис.3.15. Із графіка видно, що підвищення температури в діапазоні від 20° С до 100° С приводить до лінійного зниження частоти генерації на 196 кГц. Цей спад частоти генерації викликаний термогенерацією носіїв заряду, яка збільшує еквівалентну ємність біполярної транзисторної структури з незмінними напругами живлення та керування.

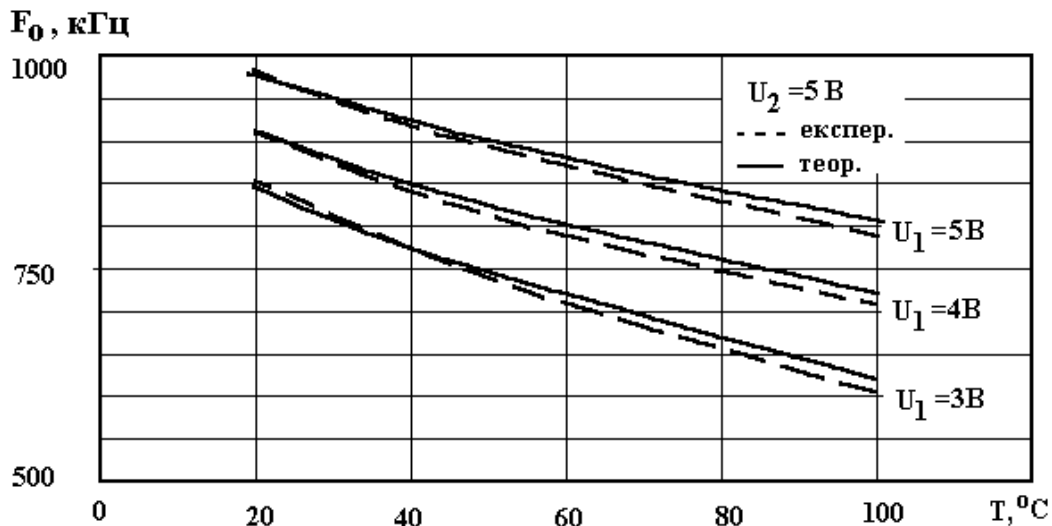


Рис.3.15. Теоретична та експериментальна залежність частоти генерації від температури

Отже, теоретичні та експериментальні дослідження свідчать про можливість створення високоточного частотного температурного перетворювача на транзисторній структурі з від'ємним опором в температурному діапазоні від -60° С до 100° С.

#### 3.4. Розрахунки повного опору, функції перетворення і чутливості перетворювача температури на основі біполярних транзисторів з термоопором

Для розширення діапазону вимірюваних температур як в сторону зростання (+800° С), так і в сторону зменшення (-60° С) в структуру біполярних транзисторів, а саме в коло додатного зворотного зв'язку включав-

ся термоопір. Електрична схема перетворювача подана на рис.3.16. Вона складається з двох біполярних транзисторів, живлення яких здійснюється одним джерелом постійної напруги  $U_1$ . Опір  $R_1$  є термочутливим елементом на основі платини. Вольт-амперну характеристику перетворювача можна розрахувати аналогічним чином, як показано в підрозділі 3.2.

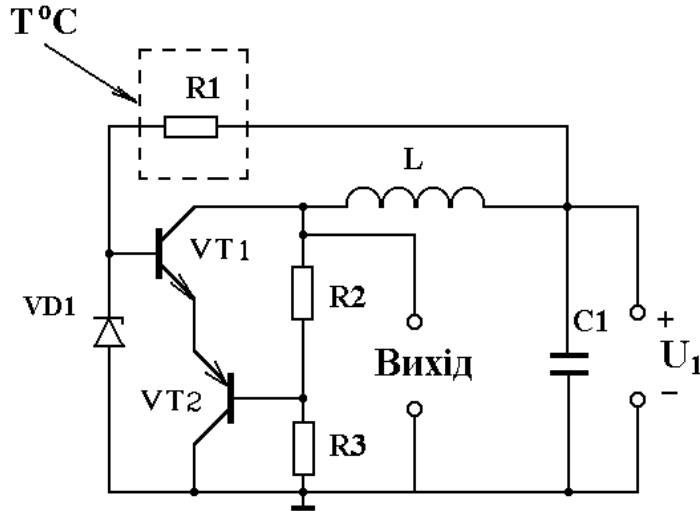


Рис.3.16. Електрична схема перетворювача з термоопором

На рис.3.17 подана вольт-амперна характеристика перетворювача температури. Як видно з графіка, теоретичні і експериментальні залежності добре збігаються.

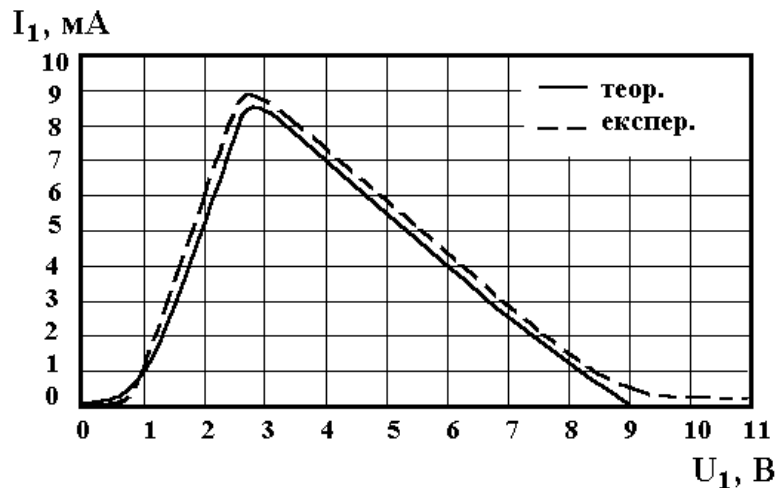


Рис.3.17. Вольт-амперна характеристика температурного перетворювача з термоопором

Включення термоопору в коло додатного зворотного зв'язку значно змінює електронну схему перетворювача, тому потрібно розробити нову еквівалентну схему і провести необхідні розрахунки. Згідно з електричною схемою перетворювача (рис.3.16) еквівалентна схема, яка враховує всі залежності елементів від температури, подана на рис.3.18, згідно з цією схемою складалася система рівнянь Кірхгофа при врахуванні напрямків кон-

турних струмів. Розв'язання системи рівнянь дало змогу отримати теоретичну залежність активної і реактивної складових повного опору, частоти генерації від температури навколишнього середовища, а також функцію перетворення.

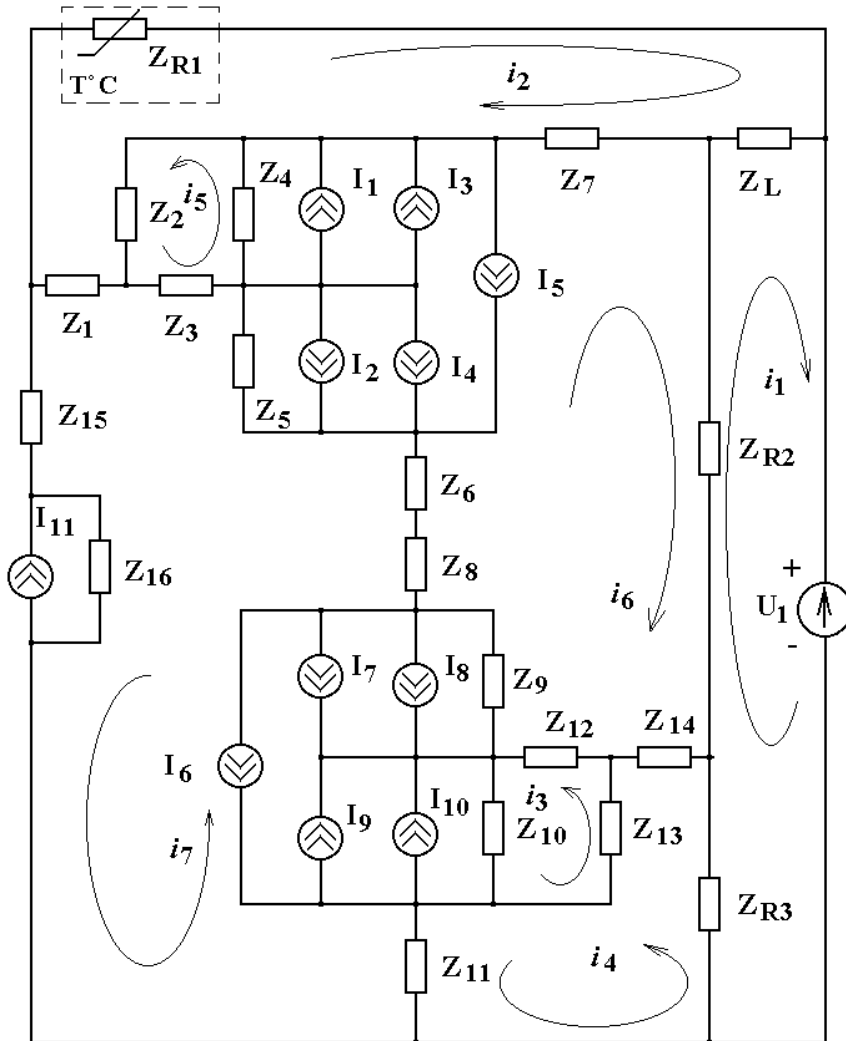


Рис.3.18. Еквівалентна схема перетворювача з термоопором  $R^{(-)}$ , Ом

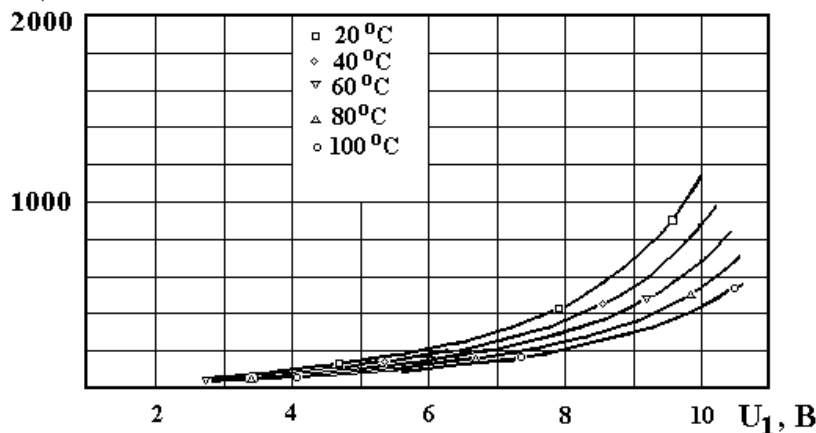


Рис.3.19. Залежність активної складової від напруги живлення при різних значеннях температури

Для експериментальних досліджень була виготовлена гібридна інтегральна мікросхема температурного перетворювача. В цій схемі були застосовані кристали біполярних транзисторів КТ368БМ і КТ363БМ. Дослідження температурних характеристик проводилось в термокамері, що підтримує температуру з точністю  $\pm 0,5^\circ \text{C}$ . На рис.3.19 подана залежність активної складової повного опору від напруги живлення при різних температурах. Із графіка видно, що при напругах живлення від 2,8 В до 4 В активна складова в незначній мірі залежить від температури, але при збільшенні напруги ця залежність стає суттєвою. Залежність реактивної складової від температури для структури з напівпровідниковим термоопором ММТ-1 подана на рис.3.20. Аналіз показує, що зменшення величини реактивної складової пов'язано із збільшенням термогенерації носіїв заряду.

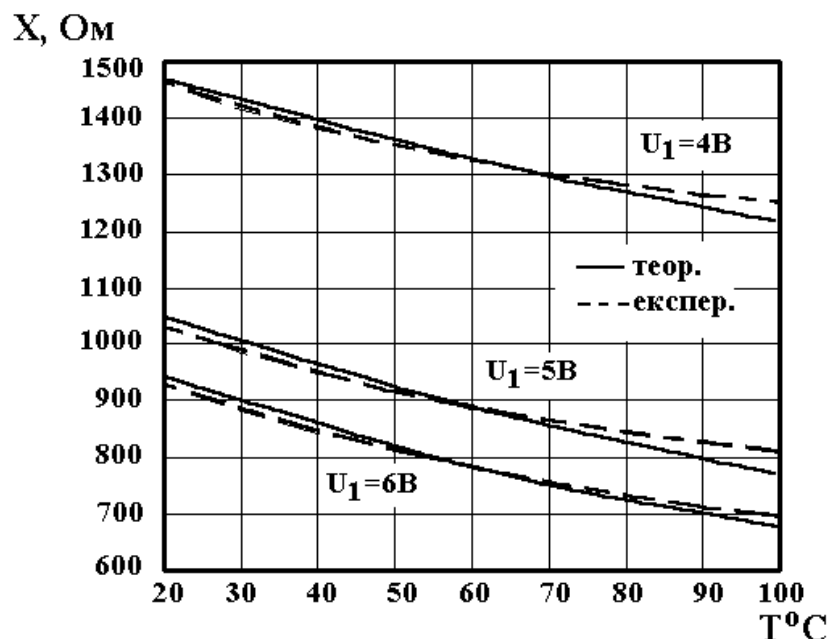


Рис.3.20. Залежність реактивної складової від температури для перетворювача з напівпровідниковим термоопором ММТ-1

На рис.3.21. представлена залежність реактивної складової повного опору структури на основі двох біполярних транзисторів з металевим термоопором.

Функція перетворення, тобто залежність частоти генерації від температури, визначається із системи рівнянь Кірхгофа. Спочатку визначається реактивна складова повного опору на електродах колектор-колектор транзисторної структури, а потім з реактивної складової визначається еквівалентна ємність, яка залежить від температури. Зміна еквівалентної ємності визначає залежність частоти генерації від температури. Аналітичний вираз функції перетворення є дуже складним і тому на основі його зробити аналіз практично неможливо.

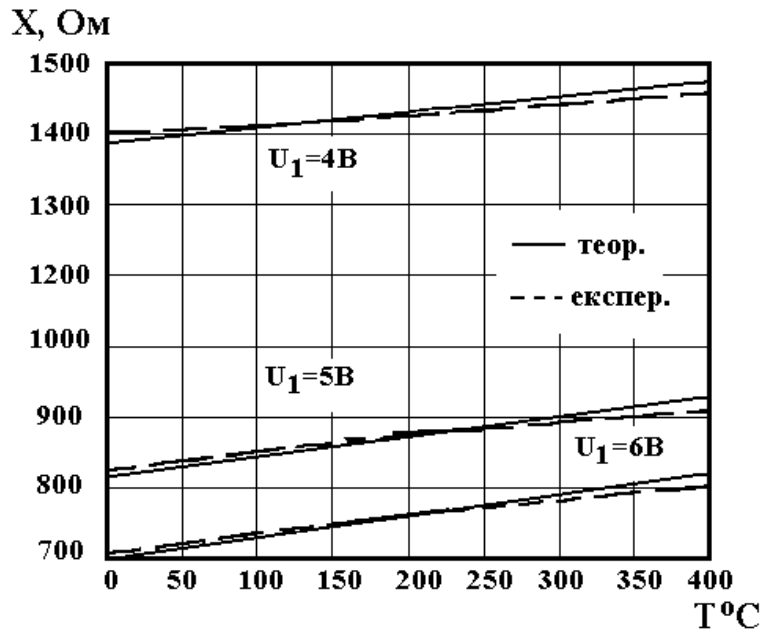


Рис.3.21. Залежність реактивної складової від температури для структури з металевим термоопором

Числові розрахунки на персональному комп'ютері типу PENTIUM дозволяють отримати функцію перетворення у вигляді графіка (рис.3.22, рис.3.24). У загальному вигляді функцію перетворення можна записати у вигляді

$$F_0 = \left(2\pi [LC_{ekv}(T)]^{1/2}\right)^{-1}, \quad (3.74)$$

де  $L$  – індуктивність коливального контуру перетворювача,  $F_0$  – частота генерації. Температурна чутливість визначається за формулою

$$S_T^{F_0} = \frac{T}{F_0} \cdot \frac{dF_0}{dT} = -\frac{T}{F_0} \cdot \frac{1}{4\pi\sqrt{L}} C_{ekv}^{-3/2}(T) \frac{dC_{ekv}}{dT}. \quad (3.75)$$

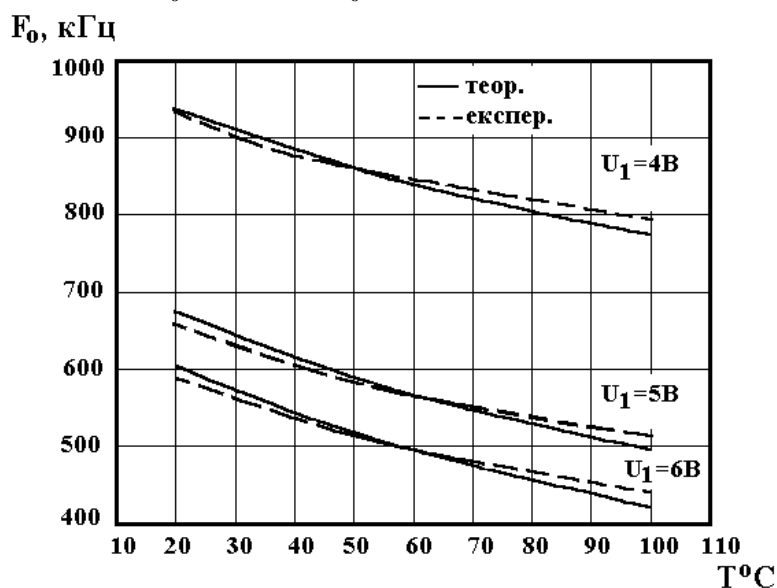


Рис.3.22. Залежність частоти генерації від температури для перетворювача з термоопором ММТ-1

Аналіз графіка (рис.3.22) показує, що підвищення температури в діапазоні від 20°C до 100°C приводить до лінійного зниження частоти генерації на 136 кГц, якщо напруга живлення 4 В, а якщо напруга живлення 6 В – на 148 кГц. Цей спад частоти генерації викликаний зменшенням опору термочутливого елемента, який включено в коло зворотного позитивного зв'язку.

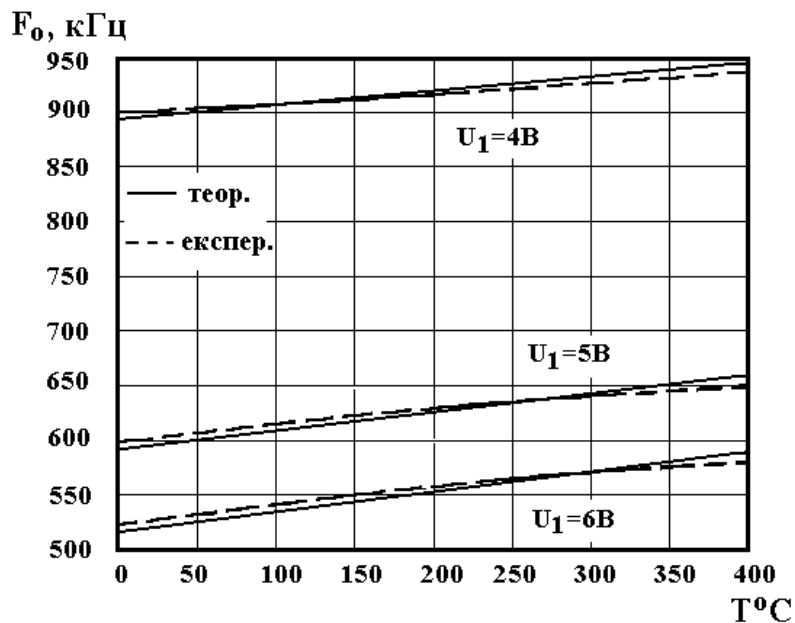


Рис.3.23. Залежність частоти генерації від температури для перетворювача з металевим термоопором

Аналіз графіка (рис.3.23) показує, що підвищення температури в діапазоні від 0°C до 400°C приводить до лінійного збільшення частоти генерації, так якщо напруга живлення 4 В воно складає 36,6 кГц, а якщо напруга живлення 6 В – 60,2 кГц. Це зростання частоти генерації викликано збільшенням опору металевого термочутливого елемента, який включено в коло зворотного додатного зв'язку.

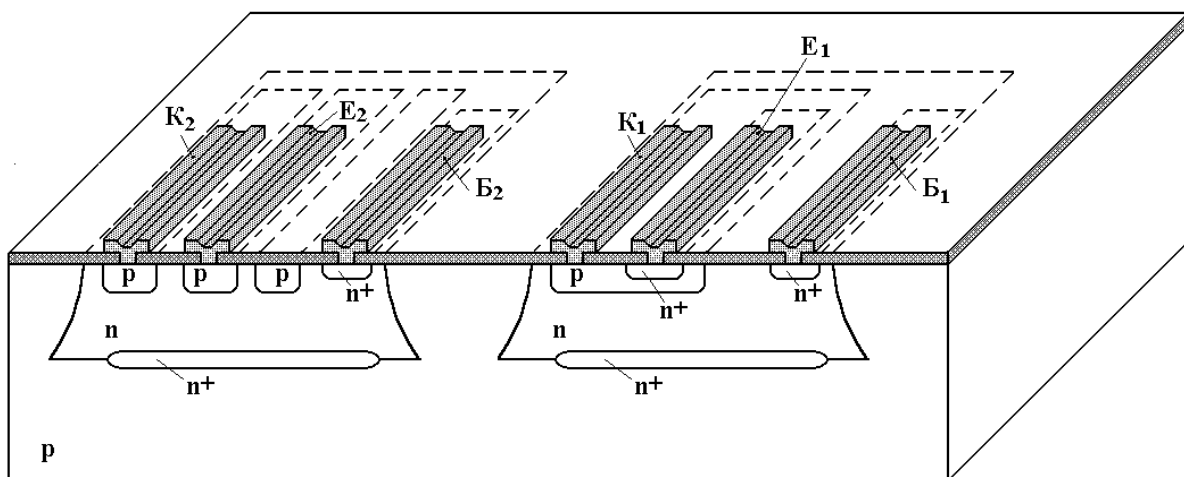


Рис.3.24. Конструкція температурного перетворювача

Отже, теоретичні і експериментальні дослідження свідчать про можливість створення високоточного частотного температурного перетворювача на транзисторній структурі з від'ємним опором. На рис.3.24 подана конструкція температурного перетворювача.

### Контрольні питання

1. Як впливає температура на електропровідність напівпровідників?
2. Як залежить зміна концентрації зарядів і їх рухливості від температури в напівпровідниках?
3. Поясніть залежність опорів від температури для металів і напівпровідників.
4. Як визначається аналітична залежність вольт-амперної характеристики частотного перетворювача температури на основі біполярних транзисторів?
5. Нарисуйте еквівалентну схему біполярного транзистора з врахуванням температурних залежностей параметрів.
6. Поясніть залежність активної і реактивної складових повного опору на електродах колектор-колектор температурного перетворювача від температури.
7. Як визначається функція перетворення і рівняння чутливості температурного перетворювача?
8. Для яких цілей включається металевий термоопір в коло додатного зворотного зв'язку в схемі температурного перетворювача?
9. Нарисуйте твердотілу конструкцію температурного перетворювача.
10. Чим відрізняється нахил функції перетворення для температурних перетворювачів з напівпровідниковими і металевими термочутливими елементами?



## 4. ОПТИЧНІ ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ

Подальший розвиток мікроелектроніки потребує досконаліших перетворювачів оптичних сигналів в електричні, особливо в діапазоні надвисоких частот (НВЧ). Використання реактивних властивостей і від'ємного опору напівпровідникових приладів дає змогу підвищити чутливість і точність перетворення оптичних сигналів. Конструктивно перетворювачі виконуються у вигляді інтегральної гібридної схеми, яка складається із арсенід-галієвого польового транзистора з бар'єром Шоткі і біполярного транзистора. В якості фоточутливих елементів виступають фоторезистор, фоточутливий діод, польовий і біполярний транзистори. Для вивчення властивостей таких оптичних перетворювачів необхідно розглянути механізм взаємодії оптичного випромінювання із затвором і каналом польового транзистора, розробити математичну модель оптичного перетворювача, яка б враховувала ці ефекти, а з другого боку на основі математичної моделі необхідно отримати вольт-амперну характеристику перетворювача, залежність активної і реактивної складової повного опору, частоти генерації від оптичного випромінювання та режимів живлення. Розгляду цих питань присвячений даний розділ.

### 4.1. Взаємодія оптичного випромінювання з напівпровідниками

Під час дії оптичного випромінювання на тверде тіло виникає механізм обміну енергією між твердим тілом і світлом. Якщо через  $I$  позначити інтенсивність світла, тобто кількість світлової енергії, яка проходить за одиницю часу через нормальний одиничний переріз, то коефіцієнт відбиття  $R$  визначає частку енергії, яка відбивається на границі тіла [27,28]

$$R = \frac{I_R}{I_0}, \quad (4.1)$$

де  $I_R$  – інтенсивність відбитого світла,  $I_0$  – інтенсивність падаючого світла.

Залежність коефіцієнта відбиття від частоти  $R(\nu)$ , або довжини хвилі  $R(\lambda)$  отримали назву спектра відбиття. Світло, яке падає на тверде тіло, поглинається ним у відповідності із законом Бугера-Ламперта [27,28]

$$I(x) = I_0(1 - R)e^{-\alpha x}, \quad (4.2)$$

де  $x$  – відстань від границі тіла до даної точки уздовж променя,  $\alpha$  – коефіцієнт поглинання. Величина, яка є зворотною до коефіцієнта поглинання

$\alpha^{-1}$ , дорівнює товщині прошарку, після проходження якого інтенсивність світла зменшується в  $e$  раз. Залежність коефіцієнта поглинання від частоти  $\alpha(\nu)$  або довжини хвилі  $\alpha(\lambda)$  отримала назву спектра поглинання тіла. Іноді замість коефіцієнта поглинання розглядають показник поглинання  $n\chi$ , який пов'язаний з коефіцієнтом поглинання  $\alpha$  співвідношенням [28]

$$\alpha = \frac{4\pi n\chi}{\lambda} . \quad (4.3)$$

Відповідно до електромагнітної теорії світла [42] коефіцієнт відбиття при нормальному падінні визначається через показники заломлення і поглинання [28]

$$R = \frac{(n-1)^2 + n^2 x^2}{(n+1)^2 + n^2 x^2} = \frac{(n-1)^2 + \frac{\lambda^2}{16\pi} \alpha^2}{(n+1)^2 + \frac{\lambda^2}{16\pi} \alpha^2} . \quad (4.4)$$

Із закону (4.4) видно, що з ростом поглинання зростає і відбиття, так  $R \approx 1$  при  $x \gg 1$ , тобто існує повне відбиття падаючого світла. Цим пояснюється значне відбиття світла металами. З другого боку, із (4.4) випливає, що процес відбиття існує і за відсутності поглинання, так  $R \neq 0$  при  $\alpha = 0$ , отже

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \quad (4.5)$$

при нормальному падінні світла.

Закон Бугера-Ламперта дозволяє визначити коефіцієнт поглинання  $\alpha$  через концентрацію поглинаючих центрів  $N$  і ефективний переріз поглинання одного фотона  $\sigma$  за одиницю часу

$$\alpha = \sigma N . \quad (4.6)$$

Якщо взяти величину  $(\sigma N)^{-1}$ , то її можна визначити як середню довжину вільного пробігу  $l_{\text{фот}}$  фотона в середовищі поглинання

$$l_{\text{фот}} = (\sigma N)^{-1} = \alpha^{-1} . \quad (4.7)$$

Коефіцієнт поглинання  $\alpha$  є імовірність поглинання фотона на відстані в одиницю довжини. Ефективний переріз  $\sigma$  залежить від енергії фотона і природи поглинаючих центрів. Якщо в напівпровіднику існують поглина-

ючі центри  $N_i$  різної природи, які характеризуються своїм ефективним перерізом  $\sigma_i(\nu)$ , то

$$a_i(\nu) = \sigma_i(\nu)N_i \quad . \quad (4.8)$$

Повний коефіцієнт поглинання  $\alpha$  є сумою коефіцієнтів поглинання різної природи, тому що імовірність незалежних процесів підсумовується

$$\alpha(\nu) = \sum_i \alpha_i(\nu) = \sum_i \sigma_i(\nu)N_i \quad . \quad (4.9)$$

Таким чином, повний спектр поглинання складається із спектрів поглинання будь-яких поглинаючих центрів.

Для обчислення  $\alpha$  необхідно врахувати закони збереження енергії і імпульсу. Проте, не виконуючи цих складних обчислень, можна зробити оцінку  $\alpha$ . При поглинанні фотона атомом основної речовини і дефектами ґратки величину ефективного перерізу поглинання можна вважати такою, яка дорівнює площі геометричного перерізу атома або дефекту для тих частот, які забезпечують виконання закону збереження енергії, тому вважаємо  $\sigma \sim (10^{-16} \div 10^{-17}) \text{ см}^2$ .

Якщо світло поглинають атоми основної речовини, то  $N = 10^{22} \text{ см}^{-3}$  і  $\alpha \approx (10^{-16} \div 10^{-17}) \cdot 10^{22} = (10^5 \div 10^6) \text{ см}^{-1}$ . При цьому значенні довжини вільного пробігу фотонів, які здатні відірвати електрон від атома, що відповідає умові  $h\nu \geq \Delta E_{\text{заб}}$ , отримаємо величину  $l_{\text{фот}} \sim (10^{-5} \div 10^{-6}) \text{ см}$ . Ця груба оцінка дає правильний порядок коефіцієнта поглинання атомами основної речовини. Такий вид поглинання отримав назву власного або фундаментального.

При поглинанні світла дефектами (домішковими атомами, вакансією тощо) їх доля поглинання пропорційна відношенню концентрації дефектів  $N_{\text{деф}}$  до концентрації атомів основної речовини.

Згідно з класифікацією, яку зроблено у роботі [28], існують такі види поглинання світла у напівпровідниках:

- власне або фундаментальне поглинання світла, яке приводить до переходу електрона із зв'язаного стану у вільний, тобто із валентної зони у зону провідності. Власне поглинання можливе за умови  $h\nu \geq \Delta E_{\text{заб}}$ . Воно існує у видимій і близькій інфрачервоній областях в залежності від ширини забороненої зони;
- домішкове поглинання викликане іонізацією домішкових атомів, що відповідає переходу електронів від домішкових атомів у зону провідності або із валентної на енергетичні рівні домішок;

- під дією електричного поля світлової хвилі відбувається її поглинання вільними носіями заряду, при цьому на прискорення вільних носіїв заряду хвиля віддає частку своєї енергії, що приводить до її послаблення;
- взаємодія світлової хвилі з коливаннями ґратки отримала назву ґраткового поглинання або поглинання світла за рахунок коливань ґратки;
- процес утворення зв'язаної пари електрон-дірка при поглинанні світла отримав назву екситонного поглинання;
- поглинання світла сукупністю вільних електронів і дірок називається плазмовим поглинанням.

Отже, можна сказати, що всі зовнішні впливи, які змінюють стан атомів основної речовини, такі як температура, ступінь легування, тиск, магнітні і електричні поля, радіація впливають на спектр поглинання.

## 4.2. Фоторезистивний ефект у напівпровідниках

Зміна електричного опору напівпровідника під дією випромінювання отримала назву фоторезистивного або внутрішнього фотоелектричного ефекту. Фізична природа цього явища полягає в збільшенні концентрації носіїв заряду у напівпровіднику при дії світла. Фоторезистивний ефект можна описати величиною світлової провідності  $\sigma_{sv}$  [28]

$$\sigma_{sv} = q_n \mu_n \delta_n + q_p \mu_p \delta_p , \quad (4.10)$$

де  $\delta_n$ ,  $\delta_p$  – надлишкові концентрації електронів і дірок, які створені світлом. Якщо  $\sigma_{sv} > 0$ , то резистивний ефект є додатним, якщо  $\sigma_{sv} < 0$  – від'ємним. Провідність  $\sigma_0 = \sigma_T$ , яка викликана рівноважними носіями заряду, отримала назву темної. Повна провідність складається з темної і світлової провідностей [28]

$$\sigma = q_n \mu_n (n_0 + \delta_n) + q_p \mu_p (p_0 + \delta_p) = \sigma_T + \sigma_{sv} . \quad (4.11)$$

Власне поглинання світла приводить до генерації електронів і дірок у рівних кількостях, тобто  $\delta_n = \delta_p$ . Екситонне поглинання світла приводить до створення зв'язаної пари електрон-дірка, яка є нейтральним утворенням, тому екситонне поглинання не збільшує концентрації носіїв заряду. Якщо екситон у кристалічній ґратці дисоціює, то це приводить до появи двох вільних носіїв заряду електрона і дірки.

При поглинанні світла домішковими атомами або  $F$ -центрами зростає концентрація носіїв заряду одного типу. Якщо концентрація нерівноважних носіїв заряду перевищує концентрацію темнових основних носіїв, то змінюється тип провідності напівпровідника.

Коливання ґратки при поглинанні світла приводить до зростання концентрації носіїв заряду за рахунок вторинного ефекту, який полягає в зростанні концентрації фотонів, які віддають свою енергію на збудження носіїв заряду.

Вільні носії заряду, якщо вони поглинають світло, порушують рівноважний розподіл по квантових станах, хоча їх концентрація не змінюється, при цьому їх енергія зростає, що змінює рухливість, а це в свою чергу, змінює провідність.

При дії світла на напівпровідник зростає його провідність, проте в деяких випадках може зростати і його опір. Це пояснюється тим, що порушується стан рівноваги між темною генерацією і рекомбінацією поблизу поверхні напівпровідника за рахунок дії світла, що в свою чергу, приводить до зростання швидкості рекомбінації в об'ємі. Таким чином, зменшується концентрація основних носіїв заряду, а отже зростає опір напівпровідника.

Для описання фоторезистивного ефекту необхідно визначити розподіл носіїв заряду за рахунок дії світла на концентрацію носіїв заряду. Світлова концентрація носіїв заряду визначається на основі розв'язку однови- мірного рівняння неперервності [27, 28, 42, 43]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n + \frac{1}{q_n} \frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau_n^f}, \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{1}{q_p} \frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{p - p_0}{\tau_p^f}, \quad (4.13)$$

де  $G_n$ ,  $G_p$  – складові, які визначають швидкість генерації електронів і дірок,  $n_0$ ,  $p_0$  – рівноважна концентрація електронів і дірок,  $n$ ,  $p$  – концентрація електронів і дірок, які генеровані світлом,  $\tau_n^f$ ,  $\tau_p^f$  – час їх життя, якщо в напівпровіднику відсутній струм, тобто  $j_n = j_p = 0$ , то рівняння (4.12) і (4.13) набувають вигляду

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - \frac{n - n_0}{\tau_n^f}, \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{p - p_0}{\tau_p^f}. \quad (4.15)$$

В стаціонарному стані  $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$ , тому при відомих значеннях швидкості генерації  $G_n$  і  $G_p$ , рівняння (4.14) і (4.15) мають розв'язок [28]

$$n - n_0 = \delta n = G_n \tau_n^f, \quad (4.16)$$

$$p - p_0 = \delta p = G_p \tau_p^f. \quad (4.17)$$

Вирази (4.16) і (4.17) отримали назву першого характеристичного співвідношення для фоторезистивного ефекту. Вони визначають залежність світлової провідності від інтенсивності світла і діапазону спектра

$$\sigma_{sv} = q_p \mu_p (G_p \tau_p^f + b G_n \tau_n^f) = \Delta \sigma \quad , \quad (4.18)$$

де  $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$  – відношення рухливості електронів до рухливості дірок. Аналіз

(4.18) показує, що світлова провідність залежить від довжини падаючого світла і його інтенсивності. Швидкість генерації визначається інтенсивністю світла  $I$  і коефіцієнтом поглинання  $\alpha$ . Якщо в одиниці об'єму поглинається енергія

$$-\frac{dI}{dx} = \alpha I \quad , \quad (4.19)$$

то інтенсивність світла  $I$  можна виразити через потік фотонів  $n_\phi = I/h\nu$ , при цьому число фотонів, які поглинаються в одиниці об'єму за одиницю часу, буде дорівнювати [28]

$$\frac{1}{h\nu} \cdot \frac{dI}{dx} = (-)n_{\phi 1} = \frac{\alpha I}{h\nu} = \alpha n_\phi \quad . \quad (4.20)$$

Отже, число фотонів  $n_{\phi 1}$ , які поглинаються за одиницю часу в одиниці об'єму дорівнює добутку коефіцієнта  $\alpha$  і потоку фотонів  $n_\phi$ . Якщо кожний фотон, який поглинається з імовірністю  $\eta$ , породжує вільного носія заряду (або пару електрон-дірка), то величина  $\eta n_{\phi 1}$  визначається як швидкість генерації носіїв заряду [28]

$$G_n = \eta_n n_{\phi 1} = \eta_n \alpha n_\phi \quad , \quad (4.21)$$

$$G_p = \eta_p n_{\phi 1} = \eta_p \alpha n_\phi \quad . \quad (4.22)$$

Величина  $\eta_n$  і  $\eta_p$  отримали назву квантового виходу фотоіонізації. Якщо світлова провідність виникає за рахунок поглинання домішковими станами, то одна із складових  $\eta_n$  або  $\eta_p$  дорівнює нулю. З фізичних уявлень видно, що величина  $\eta$  може приймати значення одиниці або нуля. Експериментальні вимірювання показують, що  $\eta$  має різні значення як більше, так і менше одиниці. Проте це не означає, що один фотон безпосередньо може генерувати декілька вільних носіїв заряду. Це означає, що в напівпровіднику мають місце вторинні ефекти, при яких на кожний квант, який погли-

нається, припадає ефективне число вільних носіїв  $\eta_n$  і  $\eta_p$ , що перевищують одиницю. Враховуючи рівняння (4.21) і (4.22), вираз для густини струму, який викликаний світловою провідністю, має вигляд [28]

$$j_\phi = \sigma_{cv} E = q_p \mu_p (\eta_p \tau_p^f + b \eta_n \tau_n^f) \alpha n_\phi E . \quad (4.23)$$

Якщо через  $l$  позначити розміри напівпровідника в напрямку поля і через  $U$  - напругу на ньому, то  $E = U/l$ ,  $\mu_p E = V_{dp}$ ,  $\mu_n E = V_{dn}$ . Час дрейфу для електронів визначається як  $t_n = l/V_{dn}$ , а для дірок -  $t_p = l/V_{dp}$ . Напруженість електричного поля можна виразити через час, за який носії заряду проходять через напівпровідник, отже

$$E = \frac{V_{dp}}{\mu_p} = \frac{l}{\mu_p t_p} = -\frac{l}{\mu_n t_n} . \quad (4.24)$$

При підстановці (4.24) у (4.23) отримаємо таке рівняння

$$j_\phi = \left( q_p \mu_p \eta_p \tau_p^f \frac{l}{\mu_p t_p} - q_n \mu_n \eta_n \tau_n^f \frac{l}{\mu_n t_n} \right) \alpha n_\phi = q_p \left( \eta_p \frac{\tau_p^f}{t_p} - \eta_n \frac{\tau_n^f}{t_n} \right) \alpha n_\phi l . \quad (4.25)$$

Якщо зразок напівпровідника досить тонкий, а поглинання світла достатньо слабе, то величина  $\alpha n_\phi$  у всіх точках поверхні буде однаковою. Позначивши через  $n_{\phi\Sigma}$  повне число фотонів, які поглинув напівпровідник у своєму об'ємі, величину фотоструму можна записати у вигляді

$$I_\phi = K_1 q_p n_{\phi\Sigma} , \quad (4.26)$$

де

$$K_1 = \eta_p \frac{\tau_p^f}{t_p} + \eta_n \frac{\tau_n^f}{t_n} . \quad (4.27)$$

Повна генерація носіїв заряду за одиницю часу при  $\eta_n = \eta_p = \eta$  описується виразом [28]

$$G = \eta n_{\phi\Sigma} . \quad (4.28)$$

Величина  $K_1$ , яка визначається (4.27), отримала назву коефіцієнта підсилення. З врахуванням (4.28) формула для фотоструму записується у вигляді

$$I_\phi = G q_p K_1 . \quad (4.29)$$

Вираз (4.29) отримав назву другого характеристичного співвідношення для фоторезистивного ефекту.

Якщо напруженість електричного поля у напівпровіднику досить велика, то час прольоту  $t = l/V_d$  може стати меншим часу життя носіїв заряду. Рівняння (4.29) є справедливим для випадку, коли контакти мають омічний характер, тобто виконується умова рівності носіїв заряду, які увійшли через один омічний контакт і які вийшли з іншого омічного контакту.

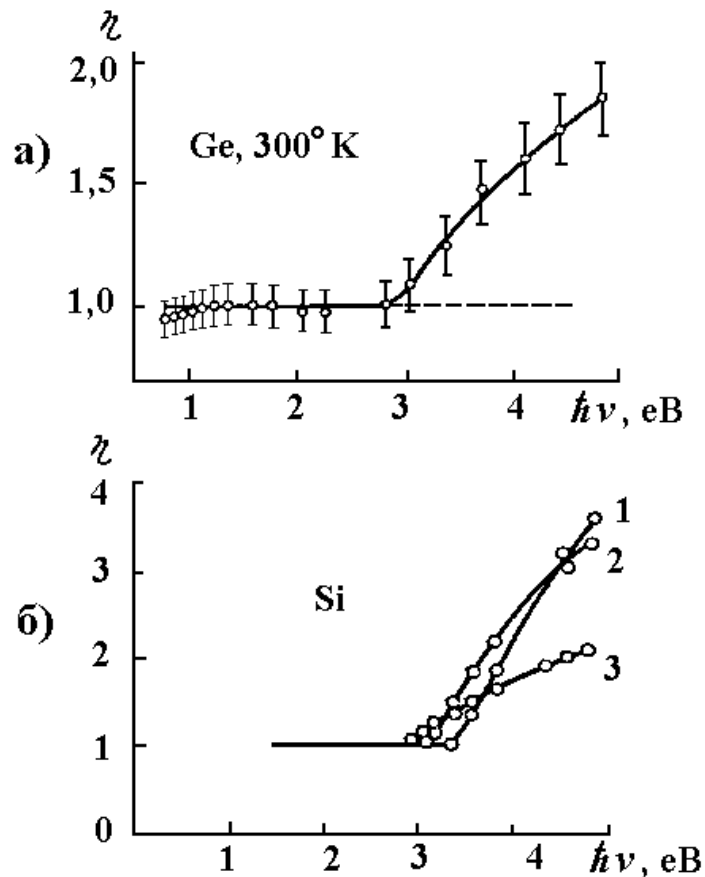


Рис.4.1. Спектральна залежність квантового виходу в германії (а) і вплив температури на спектральну залежність квантового виходу кремнію (б)

Квантовий вихід визначається на основі рівняння (4.25) при експериментальному визначенні фотоструму  $I_\phi$ . На рис.4.1, а подана спектральна характеристика квантового виходу для Ge, з якої видно, що до 2,7 eV квантовий вихід дорівнює одиниці. При подальшому зростанні енергії фотонів квантовий вихід перевищує одиницю. Це пояснюється тим, що при поглинанні фотона у результаті прямого переходу квазіімпульси електрона і дірки дорівнюють один одному, а їх кінетичні енергії обернено пропорційні ефективним масам. Коли кінетична енергія однієї з часток досягає величини, яка дорівнює ширині забороненої зони, то “гарячий” носій заряду може віддати свою енергію на створення додаткової пари вільних елек-



трона і дірки. Якщо  $m_n = m_p$ , то границя росту квантового виходу лежить в області  $h\nu = 3\Delta E_3$ , а при  $m_p > m_n$  - в області  $h\nu = 2\Delta E_3$ . При підвищенні температури ширина забороненої зони зменшується, що приводить до зміщення границі росту  $\eta$  у бік менших енергій. Це підтверджують експериментальні криві для Si, які подані на рис.4.1,б. Отже, можна зробити висновки, що значення квантового виходу більше одиниці пов'язано із вторинним ефектом, який викликаний ударною іонізацією, а не безпосереднім утворенням двох пар носіїв заряду одним фотоном.

Величина світлової провідності залежить від інтенсивності світла, яка, в свою чергу, визначається процесами рекомбінації. Якщо рекомбінація лінійна, то надлишкова концентрація пропорційна інтенсивності світла, тобто [28]

$$\sigma_{cv} \sim I, \quad I_\phi \sim I. \quad (4.30)$$

Якщо рекомбінація має квадратичний характер, то

$$\sigma_{cv} \sim \sqrt{I}, \quad I_\phi \sim \sqrt{I}. \quad (4.31)$$

В загальному випадку можна вважати, що

$$\sigma_{cv} \sim I^\gamma. \quad (4.32)$$

При  $\gamma = 1$  фоторезистивний ефект отримав назву лінійного, при  $\gamma < 1$  - нелінійний і при  $\gamma > 1$  - надлінійний.

Спектральна залежність фотопровідності визначається спектральною залежністю швидкості генерації. Для домішкового внутрішнього фотоефекту криві  $\sigma_{cv}(\lambda)$  достатньо добре збігаються з кривими поглинання  $\alpha(\lambda)$  [27, 28].

Спектральна залежність фоторезистивного ефекту, що відповідає власному поглинанню, відрізняється від спектрів власного поглинання. Положення границі власного фоторезистивного ефекту відповідає границі власного поглинання, проте з ростом енергії фотонів спектральна крива внутрішнього фотоефекту проходить через максимум і швидко зменшується, незважаючи на те, що поглинання світла в цій області досить велике (рис.4.2) [28].

Характеристикою речовини є фоточутливість  $S_\phi$ , яка визначається відношенням світлової провідності до інтенсивності світла [28]

$$S_\phi = \frac{\sigma_{cv}}{I}. \quad (4.33)$$

Спектральна характеристика фоторезистивного ефекту визначається як залежність фоточутливості від частоти або довжини хвилі світла. Фоторезистивний ефект використовується для створення фоторезисторів, які в подальшому будуть використані для створення частотних фоточутливих перетворювачів.

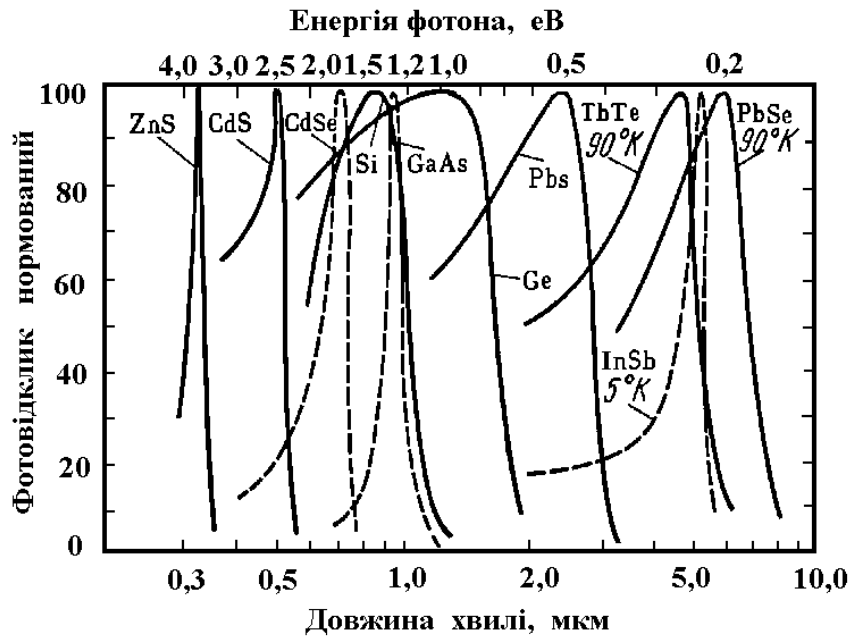


Рис.4.2. Спектри фоторезистивного ефекту в області власного поглинання

### 4.3. Фотогальванічний ефект у напівпровідниках

Розглянемо однорідний напівпровідник, на який падає світло. Інтенсивність світла зменшується з проникненням його вглиб напівпровідника відповідно до закону Бугера - Ламперта. Поглинання світла приводить до генерації носіїв заряду, швидкість якої падає згідно з експонентою. Нерівномірна генерація носіїв заряду приводить до того, що вони дифундують вглиб напівпровідника. Проте коефіцієнти дифузії електронів і дірок мають різні значення, тому існує просторовий розподіл рухомих носіїв заряду. Електрони, які мають більшу рухливість, переміщуються вглиб напівпровідника на більшу відстань ніж дірки. Освітлена поверхня заряджається позитивно, а неосвітлена – негативно. Це приводить до виникнення електричного поля, яке направлене уздовж проміння світла.

Виникнення електричного поля в однорідному напівпровіднику при його освітленні отримало назву ефекту Дембера [27,28]. Цей ефект існує в напівпровіднику за відсутності струму, тому вважаємо  $\vec{j} = 0$ . На основі цього міркування визначається напруженість електричного поля [28]

$$\vec{E} = - \frac{\vec{j}_{Dn} + \vec{j}_{Dp}}{\sigma_n + \sigma_p}, \quad (4.34)$$

де  $\vec{j}_{Dn}$  – дифузійна густина струму електронів,  $\vec{j}_{Dp}$  – дифузійна густина струму дірок,  $\sigma_n = q_n \mu_n n$ ,  $\sigma_p = q_p \mu_p p$ ,  $(\sigma_n + \sigma_p)$  – нерівноважна питома провідність.

Аналіз (4.34) показує, що при неоднорідному освітленні напівпровідника виникають дифузійні потоки електронів і дірок, які прямують вглиб

його об'єму, причому дифузійні струми  $\vec{j}_{Dn}$ ,  $\vec{j}_{Dp}$  направлені у протилежні боки. Розподіл зарядів утворює електричне поле, яке викликає дрейфовий струм, який компенсує дифузійний струм. Електричне поле  $\vec{E}$  визначається різницею дифузійних потоків електронів і дірок.

Електричне поле, яке виникає при ефекті Дембера, має такий напрямок, при якому воно гальмує дифузію більш рухливих носіїв заряду і прискорює дифузію менш рухливих носіїв заряду. Це явище отримало назву біполярної дифузії. Воно описується за допомогою рівняння неперервності. Для стаціонарного стану рівняння неперервності має вигляд [27, 28, 42, 43]

$$D \frac{d^2(n-n_0)}{dx^2} + \mu_E E \frac{d(n-n_0)}{dx} - \frac{n-n_0}{\tau^f} = G, \quad (4.35)$$

де

коефіцієнт біполярної дифузії  $D = \frac{D_n \sigma_{p0} + D_p \sigma_{n0}}{\sigma_{p0} + \sigma_{n0}},$

біполярна дрейфова рухливість  $\mu_E = \frac{\mu_n \sigma_{p0} + \mu_p \sigma_{n0}}{\sigma_{p0} + \sigma_{n0}},$

швидкість “біполярної” генерації  $G = \frac{G_n \sigma_{p0} + G_p \sigma_{n0}}{\sigma_{p0} + \sigma_{n0}}.$

Зробимо такі позначення:

$$L^2 = D\tau^f, \quad \frac{\mu_E E}{D} = \frac{\mu_E E \tau^f}{D\tau^f} = \frac{l_E}{L^2},$$

тоді рівняння (4.35) можна переписати у вигляді [28]

$$\frac{d^2(n-n_0)}{dx^2} + \frac{l_E}{L^2} \frac{d(n-n_0)}{dx} - \frac{n-n_0}{L^2} = -\frac{G}{D}. \quad (4.36)$$

Загальний розв'язок однорідного рівняння (4.36) описується виразом

$$(n-n_0) = Ae^{-x/l} + Be^{x/l}, \quad (4.37)$$

де коефіцієнти  $A$  і  $B$  визначаються з граничних умов для концентрації і струмів з врахуванням поверхневої рекомбінації. Частковий розв'язок неоднорідного рівняння можна знайти, якщо відома залежність  $G(x)$ . При генеруванні носіїв заряду світлом

$$G(x) = G(0)e^{-\alpha x}. \quad (4.38)$$

В цьому випадку частковий розв'язок має вигляд [28]

$$(n-n_0) = -\frac{G(0)e^{-\alpha x}}{D \left[ \alpha^2 - \frac{\alpha l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2} \right]}. \quad (4.39)$$

Аналіз (4.39) показує, що при малих напруженостях електричних полів  $E$  розподіл нерівноважної концентрації визначається дифузійною довжиною  $L$ . В області великих електричних полів довжина затягування дорівнює довжині дрейфу для домішкового напівпровідника. Проте, чим ближче напівпровідник до власної електропровідності, тим ближче довжина затягування до дифузійної довжини. У власному напівпровіднику електричне поле, незалежно від його величини, не впливає на розподіл надлишкової концентрації.

Отже, ефект Дембера полягає у виникненні електричного поля у напрямку променя світла, яке поглинається напівпровідником. Напруженість поля або електрорушійна сила пропорційні різниці коефіцієнтів дифузії електронів і дірок, оскільки поле Дембера компенсує різницю дифузійних струмів електронів і дірок. Якщо коефіцієнти дифузії рівні між собою, то струми чисельно рівні і протилежно направлені, що відповідає нульовому значенню поля Дембера.

Розподіл нерівноважних електронів і дірок об'ємними електричними полями, які існують в неоднорідних напівпровідниках, приводять до виникнення нерівноважних об'ємних полів, які утворюють струм у зовнішньому колі. Фотогальванічний ефект полягає в тому, що при генерації нерівноважних носіїв заряду виникає електрорушійна сила в області р-п переходу або випрямляючого контакту металу і напівпровідника.

#### **4.4. Фотореактивний ефект в біполярних структурах**

Вплив оптичного випромінювання на біполярний транзистор виявляється в утворенні фотоелектрорушійної напруги на емітерному і колекторному переходах, а також у зміні опору базової області транзистора. Ці ефекти можна враховувати для корегування граничних умов, визначаючи розподіл інжектованих носіїв заряду в базовій області.

Розглянемо транзистор типу р-п-р, тому що найкращі умови поглинання світла має п-базова область. При цьому вважаємо, що прикладені постійні напруги падають тільки на р-п переходах, напруги і струми на емітерному і колекторному переходах змінюються згідно з рівнянням ідеальних діодів, тобто не враховуються ефекти поверхневої генерації-рекомбінації, високого рівня інжекції. Слід вказати, що дірковий струм в транзисторі типу р-п-р, який пересікає базову область, є єдиним струмом, який зв'язує коло емітера і колектора, хоча існують ще і електронні струми, які необхідно розглянути, але вони за своєю важливістю є другорядними.

Для визначення опору базової області біполярного транзистора необхідно знати падіння напруги і величину струму, який протікає через неї. Спочатку розглянемо розв'язання рівняння неперервності для постійного струму, на основі якого визначається розподіл концентрації інжектованих

носіїв заряду при дії світла на базову область транзистора. Рівняння неперервності має вигляд

$$\frac{dP}{dt} = G - \frac{1}{q} \cdot \frac{dj_p}{dx} - \frac{p - p_0}{\tau_p}, \quad (4.40)$$

де  $G$  – швидкість фотогенерації носіїв заряду при стаціонарному освітлені,  $p$  – концентрація інжектованих носіїв заряду,  $p_0$  – рівноважна концентрація дірок у базовій області,  $j_p$  – густина діркового струму, яка дорівнює

$$j_p = -qD \frac{dP}{dx}. \text{ Врахування фотогенерації носіїв заряду зробимо у граничних значеннях носіїв заряду і підставляючи значення } j_p \text{ у рівняння (4.40),}$$

отримаємо

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_0}{L_p^2} = 0, \quad (4.41)$$

де  $L_p$  – дифузійна довжина дірок у базовій області транзистора.

Граничні умови

$$p'(0) = p_0 \left( e^{\frac{q}{kT}(U_E - U_{FE})} - 1 \right), \quad (4.42)$$

$$p'(W) = p_0 \left( e^{\frac{q}{kT}(U_K + U_{FK})} - 1 \right), \quad (4.43)$$

де  $U_{FE}$ ,  $U_{FK}$  – фотонапряга на емітерному і колекторному переходах, відповідно. Загальний розв'язок рівняння (4.41) має вигляд

$$p(x) = Ae^{x/L_p} + Be^{-x/L_p}, \quad (4.44)$$

де  $A$  і  $B$  визначаються з граничних умов (4.42) і (4.43). Отже, розподіл концентрації інжектованих носіїв заряду описується рівнянням

$$P(x) = \left[ \frac{P'(W) - P'(0)e^{-W/L_p}}{e^{W/L_p} - e^{-W/L_p}} \right] e^{x/L_p} + \left[ \frac{P'(0)e^{W/L_p} - P'(W)}{e^{W/L_p} - e^{-W/L_p}} \right] e^{-x/L_p}. \quad (4.45)$$

Величина емітерного і колекторного струмів визначаються згідно з виразів

$$I_E = -S_E q D_p \left. \frac{dP}{dx} \right|_{x=0}, \quad (4.46)$$

$$I_K = -S_K q D_p \left. \frac{dP}{dx} \right|_{x=W}, \quad (4.47)$$

де  $S_E$ ,  $S_K$  – площа емітерного і колекторного переходів,  $D_p$  – коефіцієнт дифузії дірок у базовій області,  $q$  – заряд електрона,  $W$  – товщина бази. Зробивши диференціювання виразу (4.45) при значенні  $x=0$  і  $x=W$ , отримаємо формули:

$$I_E = -\frac{S_E q D_p}{L_p} \left[ \frac{P'(W) - P'(0) \operatorname{ch}(W/L_p)}{\operatorname{sh}(W/L_p)} \right], \quad (4.48)$$

$$I_K = -\frac{S_K q D_p}{L_p} \left[ \frac{P'(W) \operatorname{ch}(W/L_p) - P'(0)}{\operatorname{sh}(W/L_p)} \right]. \quad (4.49)$$

Підставляючи граничні значення концентрацій (4.42) і (4.43) у вирази (4.48) і (4.49), отримаємо значення струмів:

$$I_E = -\frac{S_E q D_p}{L_p} \left[ \frac{P_n (e^{\frac{q}{kT}(U_K + U_{FK})} - 1) - P_n (e^{\frac{q}{kT}(U_E - U_{FE})} - 1) \operatorname{ch}(W/L_p)}{\operatorname{sh}(W/L_p)} \right], \quad (4.50)$$

$$I_K = -\frac{S_K q D_p}{L_p} \left[ \frac{P_n (e^{\frac{q}{kT}(U_K + U_{FK})} - 1) \operatorname{ch}(W/L_p) - P_n (e^{\frac{q}{kT}(U_E - U_{FE})} - 1)}{\operatorname{sh}(W/L_p)} \right]. \quad (4.51)$$

Базовий струм визначається як  $I_B = I_E - I_K$ , тому при використанні формул (4.50) і (4.51) отримаємо

$$I_B = -\frac{S_E q D_p}{L_p} \left[ \frac{P_n}{\operatorname{sh}(W/L_p)} (e^{\frac{q}{kT}(U_K + U_{FK})} - 1) - P_n (e^{\frac{q}{kT}(U_E - U_{FE})} - 1) \operatorname{cth}(W/L_p) \right] + \quad (4.52)$$

$$+ \frac{S_K q D_p}{L_p} \left[ P_n (e^{\frac{q}{kT}(U_K + U_{FK})} - 1) \operatorname{cth}(W/L_p) - \frac{P_n}{\operatorname{sh}(W/L_p)} (e^{\frac{q}{kT}(U_E - U_{FE})} - 1) \right].$$

Базовий опір визначається відношенням постійної напруги  $U_B$  на базовій області до струму  $I_B$ , тому

$$R_B = \frac{U_B L_p}{q D_p} \left\{ S_E \left[ \frac{P_n}{\operatorname{sh}(W/L_p)} (e^{\frac{q}{kT}(U_K + U_{FK})} - 1) - P_n (e^{\frac{q}{kT}(U_E - U_{FE})} - 1) \operatorname{cth}(W/L_p) \right] + \quad (4.53)$$

$$+ S_K \left[ P_n (e^{\frac{q}{kT}(U_K + U_{FK})} - 1) \operatorname{cth}(W/L_p) - \frac{P_n}{\operatorname{sh}(W/L_p)} (e^{\frac{q}{kT}(U_E - U_{FE})} - 1) \right] \right\}^{-1}.$$

Таким чином, вираз (4.53) описує залежність опору базової області біполярного транзистора, який залежить як від кількості носіїв заряду інжекттованих напругою емітера, так і від кількості генерованих носіїв заряду при дії світла.

Оскільки транзистор працює при змінних напругах і струмах, то необхідно також розрахувати опір бази в динамічному режимі, окрім цього при створенні еквівалентної схеми транзистора необхідно врахувати залежність параметрів від часу.

Рівняння неперервності для змінного струму має вигляд

$$\frac{d^2 P_1}{dx^2} - \frac{P_1 (1 + j\omega\tau_p)}{L_p^2} = 0, \quad (4.54)$$

де  $P_1$  – концентрація інжекттованих носіїв заряду за рахунок дії змінної напруги на емітерному і колекторному переходах. Можна вважати, що кон-

центрація дірок складається із складової постійного струму  $P_n$  (функція  $x$ ) і складової змінного струму  $P_1 e^{j\omega t}$  (функції  $x$  і  $t$ ).

Якщо сигнали змінного струму  $U_{E1}(t)$  і  $U_{K1}(t)$  накладені на напруги зміщення  $U_{E0}$  і  $U_{K0}$  відповідно, то концентрація дірок на емітерному і колекторному переходах стають рівними

$$P_{E0} + P_{E1}(t) = P_n \exp \left[ \frac{q}{kT} ((U_{E0} - U_{FE}) + U_{E1}(t)) \right], \quad (4.55)$$

$$P_{K0} + P_{K1}(t) = P_n \exp \left[ \frac{q}{kT} ((U_{K0} + U_{FK}) + U_{K1}(t)) \right], \quad (4.56)$$

де  $P_{E1}(t)$  і  $P_{K1}(t)$  концентрації дірок змінного струму, які накладені на середні концентрації дірок, які викликані постійним струмом.

Для випадку малого сигналу  $\frac{qU_{E1}}{kT} \ll 1$  і  $\frac{qU_{K1}}{kT} \ll 1$  вирази (4.55) і (4.56) можна значно спростити при розкладанні у ряд експоненційних функцій  $\exp \left( \frac{q}{kT} U_{E1}(t) \right)$  і  $\exp \left( \frac{q}{kT} U_{K1}(t) \right)$  при збереженні двох перших складових розкладання. Отже, можна записати

$$P_{E0} + P_{E1}(t) = P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{E0}-U_{FE})} \left[ 1 + \frac{qU_{E1}(t)}{kT} \right], \quad (4.57)$$

$$P_{K0} + P_{K1}(t) = P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}+U_{FK})} \left[ 1 + \frac{qU_{K1}(t)}{kT} \right]. \quad (4.58)$$

На основі (4.57) і (4.58) визначимо граничні умови, які необхідно використати при розв'язанні рівняння неперервності. Отже, для емітерного переходу

$$P'(0,t) = P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{E0}-U_{FE})} + P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{E0}-U_{FE})} \frac{q}{kT} U_{E1}, \quad (4.59)$$

і для колекторного переходу

$$P'(W,t) = P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}+U_{FK})} + P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}+U_{FK})} \frac{q}{kT} U_{K1}. \quad (4.60)$$

У виразах (4.59) і (4.60) перші складові визначають концентрацію дірок, яка пов'язана з постійним струмом, а другі складові визначають концентрацію, яка пов'язана із змінним струмом.

Розв'язок рівняння неперервності для змінного струму має вигляд

$$P_1(x,t) = \left[ \frac{P_1'(W,t) - P_1'(0,t) e^{-\frac{WC_B^*}{L_p}}}{sh \left( \frac{WC_B^*}{L_p} \right)} \right] e^{\frac{x C_B^*}{L_p}} - \left[ \frac{P_1'(W,t) - P_1'(0,t) e^{\frac{WC_B^*}{L_p}}}{sh \left( \frac{WC_B^*}{L_p} \right)} \right] e^{-\frac{x C_B^*}{L_p}}, \quad (4.61)$$

де  $C_B^* = \sqrt{1 + j\omega\tau_p}$ ,  $\tau_p$  – час життя дірок у базі,  $\omega$  – кругова частота.

Використання граничних умов для змінного струму (4.59) і (4.60) дозволяє визначити величину струму емітера і колектора

$$I_{E1} = \frac{S_E C_B^* q D_p}{L_p} \left[ P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{E0}-U_{FE})} \frac{q}{kT} U_{E1} \operatorname{cth} \left( \frac{C_B^* W}{L_p} \right) - P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}+U_{FK})} \frac{q}{kT} U_{K1} \operatorname{csch} \left( \frac{C_B^* W}{L_p} \right) \right], \quad (4.62)$$

$$I_{K1} = \frac{S_K C_B^* q D_p}{L_p} \left[ P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{E0}-U_{FE})} \frac{q}{kT} U_{E1} \operatorname{csch} \left( \frac{C_B^* W}{L_p} \right) - P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}+U_{FK})} \frac{q}{kT} U_{K1} \operatorname{cth} \left( \frac{C_B^* W}{L_p} \right) \right]. \quad (4.63)$$

Змінний струм бази визначається на основі рівнянь (4.62) і (4.63). Таким чином, можна записати

$$I_{B1} = \frac{S_E C_B^* q^2 D_p}{L_p (kT)} \left[ P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{E0}-U_{FE})} U_{E1} \operatorname{cth} \left( \frac{C_B^* W}{L_p} \right) - P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}+U_{FK})} U_{K1} \operatorname{csch} \left( \frac{C_B^* W}{L_p} \right) \right] - \frac{S_K C_B^* q^2 D_p}{L_p (kT)} \left[ P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{E0}-U_{FE})} U_{E1} \operatorname{csch} \left( \frac{C_B^* W}{L_p} \right) - P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}+U_{FK})} U_{K1} \operatorname{cth} \left( \frac{C_B^* W}{L_p} \right) \right]. \quad (4.64)$$

Величина повного опору бази, який залежить від режиму живлення по постійному струму і дії світла, визначається з виразу

$$Z_B = \frac{U_B L_p kT}{C_B^* q^2 D_p} \left\{ S_E \left[ P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{E0}-U_{FE})} U_{E1} \operatorname{cth} \left( \frac{C_B^* W}{L_p} \right) - P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}+U_{FK})} U_{K1} \operatorname{csch} \left( \frac{C_B^* W}{L_p} \right) \right] - S_K \left[ P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{E0}-U_{FE})} U_{E1} \operatorname{csch} \left( \frac{C_B^* W}{L_p} \right) - P_n e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}+U_{FK})} U_{K1} \operatorname{cth} \left( \frac{C_B^* W}{L_p} \right) \right] \right\}^{-1} \quad (4.65)$$

Таким чином, отримавши залежність струмів від напруг і дії світла в статичному і динамічному режимах, можна визначити еквівалентну схему біполярного транзистора, параметри якої залежать від оптичного випромінювання. Це буде враховано в подальшому розгляді еквівалентної схеми оптичного НВЧ перетворювача.

#### 4.5. Фоточутливі елементи

В якості фоточутливих елементів в оптичних перетворювачах застосовуються різні напівпровідникові прилади, імпеданс яких змінюється під впливом світлового випромінювання. До них відносяться фоторезистори, фотодіоди, фототранзистори, фототиристри тощо. Загальні вимоги, що пред'являються до фоточутливих елементів - це висока спектральна чутли-



вість, висока швидкодія і ККД, велике відношення сигнал/шум. Принцип дії фоточутливих елементів оснований на використанні внутрішнього фотоефекту в твердих тілах. Поглинуті напівпровідником кванти випромінювання звільняють носії заряду або з атомів ґратки, або з атомів домішок. Для кожного з цих переходів потрібна мінімальна енергія, характерна для даного типу матеріалу, і тому кожен тип фотоприймача має визначену довгохвильову межу, яка описується рівнянням:

$$\lambda_{TP} = 1.23 / (E_2 - E_1),$$

де  $E_2 - E_1$  – енергетичний проміжок при переході зона-зона або домішко-вий рівень-зона. Домішкова фотопровідність проявляється значно слабше ніж власна і тому практично в оптоелектроніці не використовується, отже  $\lambda_{TP}$  визначається шириною забороненої зони напівпровідника. Для більшості напівпровідників в області лівіше  $\lambda_{TP}$ , квантовий вихід фотоефекту дорівнює 1, тобто кожний поглинутий фотон генерує одну електронно-діркову пару. Спектри власної фоточутливості однотипні для більшості напівпровідників.

Друге фотоелектричне явище, що більш широко застосовується в фоточутливих перетворювачах - це фотовольтовий ефект, який виникає у напівпровіднику з р-п переходом і зумовлений тим, що електричне поле р-п переходу просторово розділяє генеровані світлом електрони та дірки і тим самим створює фото-ЕРС між суміжними областями кристала. Це приводить до проходження струму в зовнішньому колі по навантаженню.

Фоторезистори являють собою двополюсники, повний опір яких залежить від світлового потоку, довжини хвилі, часу й температури. В конструктивному плані фоторезистор – це об'єм напівпровідника між двома електродами, провідність якого змінюється під впливом падаючого випромінювання. Існують поперечна й поздовжня конструкції фоторезисторів. У першому випадку підведене електричне поле та збуджуюче світло діють на взаємно перпендикулярні площини, а в другому – на одну площину. В поздовжньому варіанті необхідно мати прозорі контакти.

Більшість фоторезисторів виготовляється на базі класичних фоточутливих матеріалів CdS і CdSe. В якості центрів чутливості в цих напівпровідниках виступають атоми міді: їх введення різко підвищує довгодію електронів у зоні провідності. Атоми міді створюють в CdS і CdSe акцепторні рівні, які компенсують донорні рівні, що характерно для напівпровідникових сполук  $A^2B^6$ , і це приводить до різкого зростання темного опору  $R_T$ .

Незважаючи на швидкий прогрес фотоприймачів з р-п переходом, фоторезистори все ж таки залишаються одним з важливих елементів оптоелектронних кіл. Це, насамперед, зумовлено великим коефіцієнтом під-

силення, що визначається відношенням кількості електронів, які пройшли по зовнішньому колу, до кількості збуджених фотоелектронів. Якщо омичні контакти фоторезистора добре пропускають електрони в середину напівпровідника і з нього, то коефіцієнт підсилення визначається співвідношенням:

$$K = \frac{\mu_{ef} \tau_{ef}}{l^2} U,$$

де  $\mu_{ef}$ ,  $\tau_{ef}$  – ефективні значення відповідно рухливості й часу довгодії електронів;  $l$  – довжина активної області;  $U$  – прикладена напруга. Коефіцієнт підсилення фотоструму пропорційний прикладеній напрузі і може досягати значень  $10^3 - 10^5$ . Спектральні характеристики фоторезисторів визначаються типом напівпровідника і введеними до нього домішками. Максимум спектральної чутливості знаходиться в межах 500...1000 нм.

В схемотехнічному плані фоторезистори мають ряд переваг над іншими фотоприймачами: лінійність вольт-амперної характеристики, відсутність ефекту випрямлення та внутрішніх ЕРС, що дуже важливо для лінійних прецизійних електрометричних схем. Підвищення прикладеної напруги приводить до появи нелінійних ефектів, зумовлених порушенням омичності контактів, зменшенням  $\mu_{ef}$  і  $\tau_{ef}$  обмеженням струмів просторовим зарядом. Це, в свою чергу, обмежує застосування фоторезисторів в оптоелектронних схемах.

Застосування тонкоплівкової технології при виготовленні фоторезисторів дозволяє значною мірою зменшити їх геометричні розміри, розширити межі номінальних значень, спростити складні конфігурації фоточутливих елементів, поліпшити технологічну сумісність з порошковими й плівковими електролюмінісцентними випромінювачами. Поряд з позитивними властивостями фоторезистори мають і недоліки: значну інерційність, погіршення температурних і часових характеристик, зумовлених явищами деградації.

Фотодіодні структури знайшли найбільш широке застосування в якості фоточутливих елементів. Простота їх конструкцій дозволяє максимально використовувати світловий потік. Вони мають високу чутливість і швидкодію, лінійність характеристик в широкому діапазоні зміни потужності опромінювання, малі значення паразитних параметрів (струми витіку, ємності і т.п.), високі зворотні напруги. Фотодіодні структури мають кращу температурну стабільність порівняно з іншими фоточутливими елементами. Успіхи фотоелектроніки знаходяться в прямій залежності від прогресу фотодіодних структур. До найбільш перспективних фотодіодних конструкцій відносяться кремнієва р-і-п структура, контакт метал-напівпровідник (діод Шоткі), гетероперехід. Фоточутлива р-і-п структура створюється таким чином: на високоомній вихідній пластині кремнію ( $\rho = 2...10$  кОм/см) нарощується за допомогою епітаксимальної технології n+

шар, товщиною 30...50 мкм з питомим опором, рівним 0,002 Ом·см. Потім із зворотного боку вихідна пластина кремнію зашліфовується для утворення  $n^+$ -шару товщиною 40...50 мкм. Після цього нарощується епітаксціальний  $p^+$ -шар, товщиною 2...4 мкм. Нанесення контактів, розділення пластини на кристали, захист їх бокових граней, монтаж у корпус і з'єднання зовнішніх виводів завершують виготовлення приладу (рис.4.3,а).

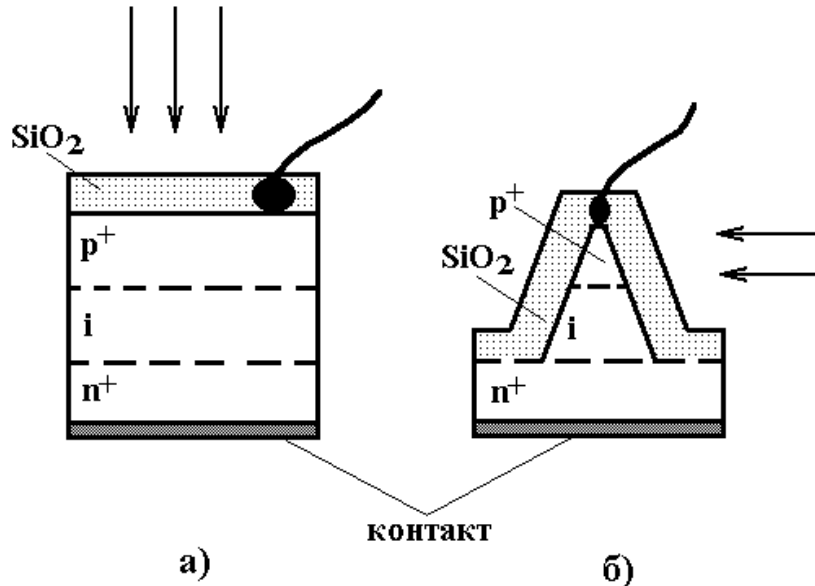


Рис.4.3. Схема кремнієвих р-і-п фотодіодів з фронтальним (а) і боковим (б) освітленням

При роботі цього фотоприймача в парі з GaAs-випромінювачем 90% потужності світлового випромінювання поглинається і-областю і лише 5...10% - в р і n-областях. При прикладенні до фотодіоду зворотної напруги в і-області виникає сильне електричне поле, яке сприяє швидкому розсмоктуванню електронів і дірок, генерованих світлом. Це забезпечує високу швидкість й малі рекомбінаційні втрати. При товщині і-шару 10...20 мкм і зворотних напругах 5...10 В інерційність фотоприймача може бути меншою  $10^{-9} \dots 10^{-10}$  с. На основі аналізу механізму роботи і конструкцій р-і-п фотодіодів можна сказати, що вони мають такі якості:

- сполучення високої фоточутливості ( $S_0=0,7 \text{ A/Wt}$ ) і високої швидкодії;
- мала бар'єрна ємність;
- висока ефективність при малих зворотних напругах, що дозволяє сполучати їх за електричним режимом з інтегральними схемами.

Недоліками фотодіодів на основі р-і-п структур є мала висота потенціального бар'єру, що не дозволяє одержати значення фото-ЕРС більше ніж 0,35...0,45 В у вентильному режимі, більш низька радіаційна стійкість, більші струми витоку при високих температурах у порівнянні з фотодіодами на основі р-п переходів. Це зумовлено використанням високоомного кремнію в базовій області фотоприймача.

При створенні фотодіодних структур, що працюють близько довгохвильової межі спектра fotocутливості кремнію конструктори зіткнулися з необхідністю підвищення товщини базової області для повного поглинання випромінювання, що, в свою чергу, приводить до зниження швидкодії. Одним з шляхів вирішення цієї проблеми є створення р-і-n структур з боковим освітленням (рис.4.3,б). В цій структурі ширина базової області, що обумовлює ефективність поглинання випромінювання, та її товщина, що визначає процес збирання генерованих носіїв, можуть змінюватись і оптимізуватись незалежно один від одного.

Контакт метал-напівпровідник (діод-Шоткі) за фізичним механізмом роботи близький до р-і-n-структури. Якщо на поверхню напівпровідника нанести метал з роботою виходу більшою ніж у напівпровідника, то в результаті переходу електронів з напівпровідника в метал у приконтактній області напівпровідника створюється шар об'ємного заряду, збідненого носіями заряду. При прикладенні зворотної напруги до контакту в шарі об'ємного заряду виникає велика напруженість електричного поля. Електрони та дірки, які виникли за рахунок дії світла, швидко витягуються цим полем і створюють фотострум в зовнішньому колі.

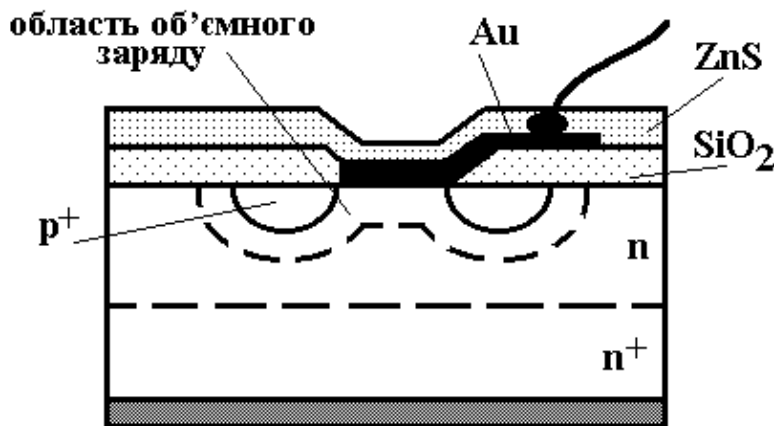


Рис.4.4. Структура фотодіода з бар'єром Шоткі

Структура кремнієвого фотодіода з бар'єром Шоткі представлена на рис.4.4. Підкладкою фотодіода є сильно легована n-область, на яку методом епітаксіальної технології нарощується плівка високоомного кремнію. Потім на цій плівці методом дифузійно-планарної технології створюється кільце р-типу ("охоронне" кільце). На старанно очищену поверхню р-кремнію напильюється тонка плівка (0,01мкм) із золота, яка потім покривається сірчанистим цинком. Шар сірчанистого цинку є антивіддзеркалюючим покриттям. Охоронне кільце дозволяє усунути паразитні краєві ефекти, знизити струми витоку й підвищити пробивну напругу. Найбільш ефективно фотодіоди з бар'єром Шоткі працюють на  $\lambda = 0,63$  нм, при цьому швидкодія досягає  $10^{-10}$  с, а fotocутливість 0,5А/Вт. При просуванні у більш довгохвильову область підвищують питомий опір базової

області та одночасово підвищують її товщину. Слід вказати на ряд особливостей, які мають фотодіодні структури з бар'єром Шоткі, при використанні їх як фоточутливих елементів:

- 1) простота створення випрямляючих фоточутливих структур на різноманітних напівпровідниках з р- і n-типами провідності;
- 2) висока фоточутливість і висока швидкодія;
- 3) можливість зміни висоти потенціального бар'єру за рахунок широкого вибору вживаних матеріалів;
- 4) простота виготовлення бар'єрів Шоткі методом планарної технології, "низькотемпературність" більшості способів виготовлення контактів метал-напівпровідник;
- 5) різка різниця оптичних властивостей металу та напівпровідника, яка дозволяє створювати фотоелектричні прилади, як у довгохвильовій так і в ультрафіолетовій областях оптичного діапазону;
- 6) технологічна й фізична сумісність фотодіодних структур з бар'єром Шоткі з оптичними інтегральними схемами.

Гетерофотодіоди являють собою один з найбільш швидко прогресуючих класів фоточутливих елементів. Типовим представником цього класу фоточутливих елементів є структура GaAs-GaAlAs (рис.4.5,а). Вона складається з підкладки на основі арсеніду галію n<sup>+</sup>-типу ( $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), на яку методом рідиннофазової епітаксії послідовно нарощують спочатку шар чистого нелегованого арсеніду галію n-типу ( $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), а потім шар твердого розчину р<sup>+</sup>-типу ( $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). При забезпеченні у розчині значень  $x=0,3 \dots 0,4$  можна одержати відмінність заборонених зон по різні боки гетеропереходу величиною 0,4 еВ.

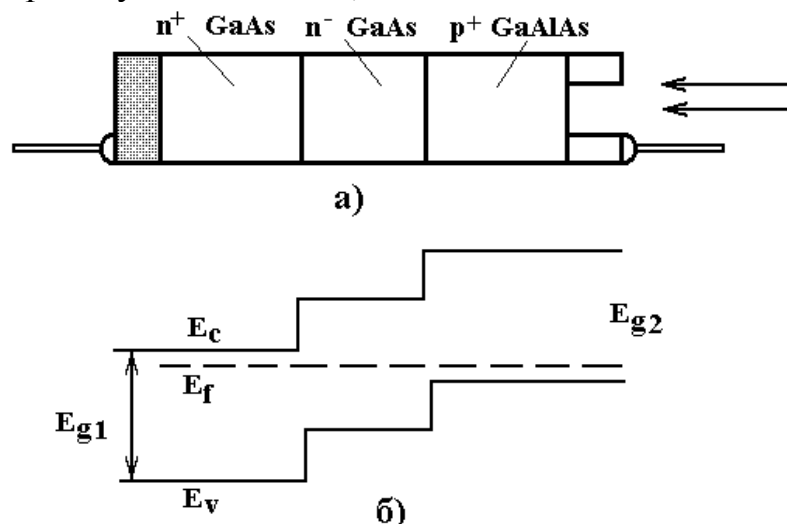


Рис.4.5. Структура (а) і енергетична діаграма (б) фотодіода з односторонньою гетероструктурою [1]

Шар GaAlAs відіграє роль широкозонного вікна, яке пропускає випромінювання, що поглинається в середній n - GaAs області. Структура зонної діаграми (рис.4.5, б) забезпечує добрий перенос генерованих з n-

GaAs дірок у p-GaAlAs. Товщина середньої області  $W$  вибирається такою, щоб забезпечити поглинання всієї падаючої потужності. Так, при  $\lambda = 0,85$  мкм достатньо мати  $W=20$  мкм. Висока ступінь чистоти цієї області забезпечує малі рекомбінаційні втрати генерованих світлом носіїв заряду. За фізичним механізмом роботи фотодіоди на базі гетероструктур значною мірою подібні до p-i-n структур.

До переваг фоточутливих елементів з гетеропереходами відносяться висока фоточутливість, висока швидкодія, можливість ефективної роботи при малих зворотних напругах. Свобода вибору матеріалів бази дозволяє одержати високі значення фото-ЕРС, які в 2-3 рази вищі ніж у кремнію. Гетероструктури відкривають принципові можливості одержання ККД близького до 100%.

Основним недоліком фотоприймачів цього типу є складність виготовлення, необхідність збігання сталих ґраток, коефіцієнтів лінійного розширення та інших параметрів при виборі контактної пари напівпровідників.

Фототранзистор являє собою фотоприймач з внутрішнім підсиленням і виготовляється за планарною технологією інтегральних схем. Відмінною особливістю активної напівпровідникової структури фототранзистора є наявність фотоприймального вікна, через яке світло, пройшовши тонкий емітерний шар, потрапляє в базу (рис.4.6, а).

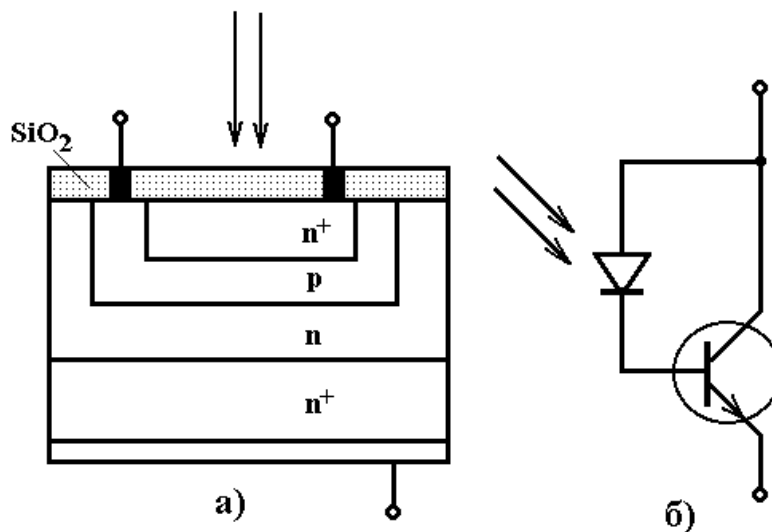


Рис.4.6. Структура (а) і еквівалентна схема (б) фототранзистора

При поглинанні світла в області бази виникають електронно-діркові пари: неосновні носії витягуються з області бази в емітерну й колекторну області, що змінює їх потенціал по відношенню до бази. Через те, що емітерний перехід зміщений у прямому напрямку, то певна зміна його потенціалу викликає відносно великі зміни колекторного струму. Коефіцієнт підсилення фототранзистора лежить у межах 50...200, що забезпечує значно більшу його чутливість, ніж у фотодіода.

Окрім високої чутливості фототранзистори мають схематичну гнучкість, повну електричну й технологічну сумісність з інтегральними схемами, а також помітну інерційність. Час їх переключення становить  $10^{-5}$  -  $10^{-6}$  с. Для усунення цього недоліку відповідно до еквівалентної схеми (рис.4.6,б) необхідне роздільне виготовлення фотодіода й транзистора на одному кристалі, що дозволяє одержати ефективний і малоінерційний фотодіод і високочастотний транзистор. Їх сполучення дає якісний фототранзистор.

Фототиристри широко використовуються як фотоприймачі з ключовою пороговою характеристикою. Вплив світлового потоку на базову область приводить до генерації в ній електронно-діркових пар і перемикання чотиришарової структури з закритого стану у відкритий. Існує критичне значення світлової потужності, при якій прилад починає спрацьовувати. При розробці фототиристорів намагаються зробити мінімальним критичне значення світлової потужності при збереженні останніх параметрів на достатньо високому рівні. Фототиристри знайшли широке застосування в "силовій" оптоелектроніці в якості безконтактних пристроїв керування випрямлячами й перетворювачами, систем контролю високовольтних ліній електропередач і т.і. В "низькострумовій" оптоелектроніці використовується властивість приладу залишатися у вимкненому стані після припинення впливу світла. Зіставлення параметрів фотоприймачів, які застосовуються в оптоелектроніці, наводиться у таблиці 4.1 [44].

Таблиця 4.1

Параметри фоточутливих елементів

Тип приладу	Внутрішнє підсилення	Швидкодія, с	Робоча напруга, В	
			Мінімал.	Максимал.
Фотодіод	1	$10^{-8}$ - $10^{-10}$	0	300-500
Фотодіод Шоткі	1	$10^{-9}$ - $10^{-11}$	0	50-100
Гетерофотодіод	1	$10^{-8}$ - $10^{-10}$	0	50-100
p-i-n фотодіод	1	$10^{-6}$ - $10^{-9}$	3-5	50-100
Лавинний фотодіод	$10$ - $10^4$	$10^{-8}$ - $10^{-10}$	3-5	50-100
Фототранзистор	$10^2$	$10^{-5}$ - $10^{-6}$	1	30-50
Складний фототранзистор	$10^3$ - $10^4$	$10^{-4}$	1	30-50
Інтегральний фотоприймач	$10^2$ - $10^5$	$10^{-6}$ - $10^{-8}$	5	30
Фототиристор	-	$10^{-4}$ - $10^{-5}$	1,5	$10^3$
Фоторезистор	$10^3$ - $10^5$	$1$ - $10^{-2}$	3-5	200-300

#### 4.6. Визначення функції перетворення фоточутливого перетворювача з фоторезистором

Конструктивно фоточутливий перетворювач складається із арсенід-галієвого польового транзистора з бар'єром Шоткі і біполярного транзистора. Ця структура є базовою для побудови перетворювача тому, що вона забезпечує режим роботи в діапазоні надвисоких частот, що дуже важливо для НВЧ оптоелектроніки. Електрична схема пристрою подана на рис.4.7. На електродах колектор-затвор запропонованої структури існує від'ємний опір, що відповідає спадаючій ділянці на вольт-амперній характеристиці.

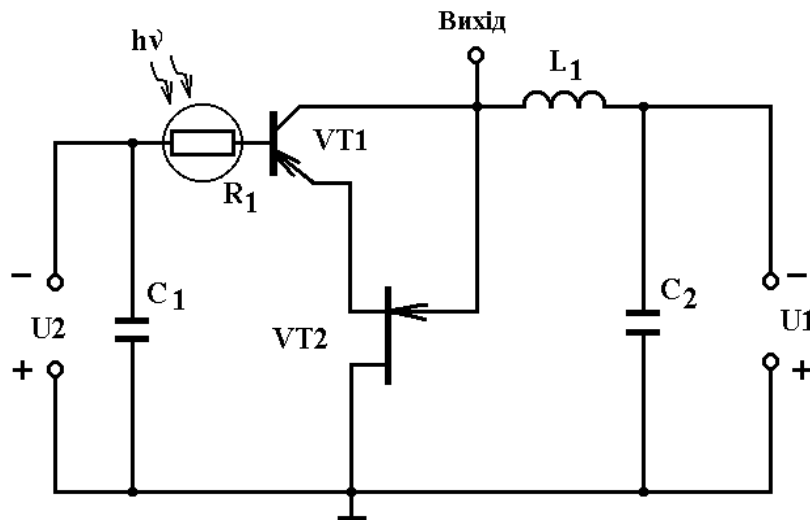


Рис.4.7. Електрична схема перетворювача на основі біполярного і польового транзисторів, фоточутливим елементом якої є фоторезистор

Фоточутливий перетворювач живиться від джерел постійної напруги  $U_1$  і  $U_2$ . Ланцюг  $R_1C_1$  створює додатковий зворотний додатний зв'язок виходу із входом. Через опір  $R_1$ , який є фоточутливим елементом, здійснюється живлення бази біполярного транзистора і ланцюга витік-стік польового транзистора. Ємність  $C_2$  здійснює блокувальну роль, тобто захищає джерело постійного струму  $U_1$  від струмів надвисоких частот. Коливальний контур утворений пасивною індуктивністю  $L_1$  і ємністю, яка існує на електродах колектор біполярного і стік польового транзисторів.

На рис.4.8 подана вольт-амперна характеристика частотного оптичного НВЧ перетворювача, фоточутливим елементом якого є фоторезистор типу ФСК-7А. Як видно з графіка, ділянка від'ємного опору лежить в області від 2В до 4В, що дає можливість значного регулювання величиною від'ємного опору за рахунок зміни джерела напруги  $U_1$ .



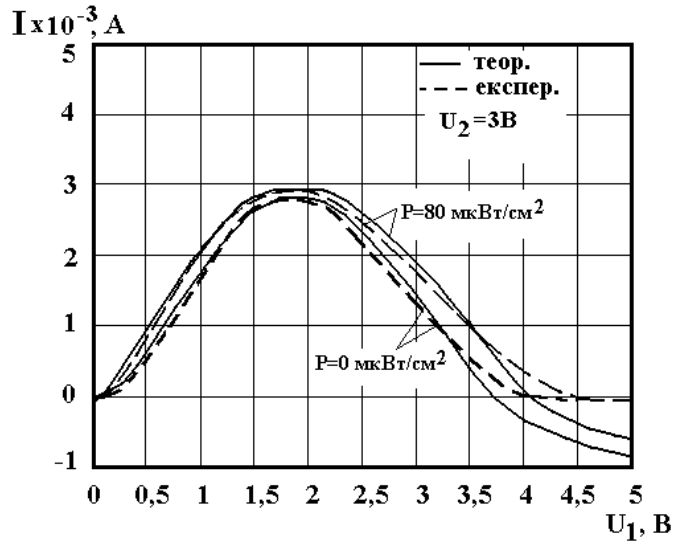


Рис.4.8. Вольт-амперна характеристика перетворювача з фоторезистором з різними потужностями випромінювання

Для вивчення поведінки фоточутливого перетворювача в динамічному режимі необхідно отримати залежність активної і реактивної складових повного опору на електродах колектор-стік структури, частоти генерації, функції перетворення і чутливості від дії оптичного випромінювання. Розрахунки зроблені на основі еквівалентної схеми біполярного і польового транзисторів, які складають фоточутливий перетворювач (рис.4.9). Для зручності розрахунків подано еквівалентну схему у вигляді (рис.4.10).

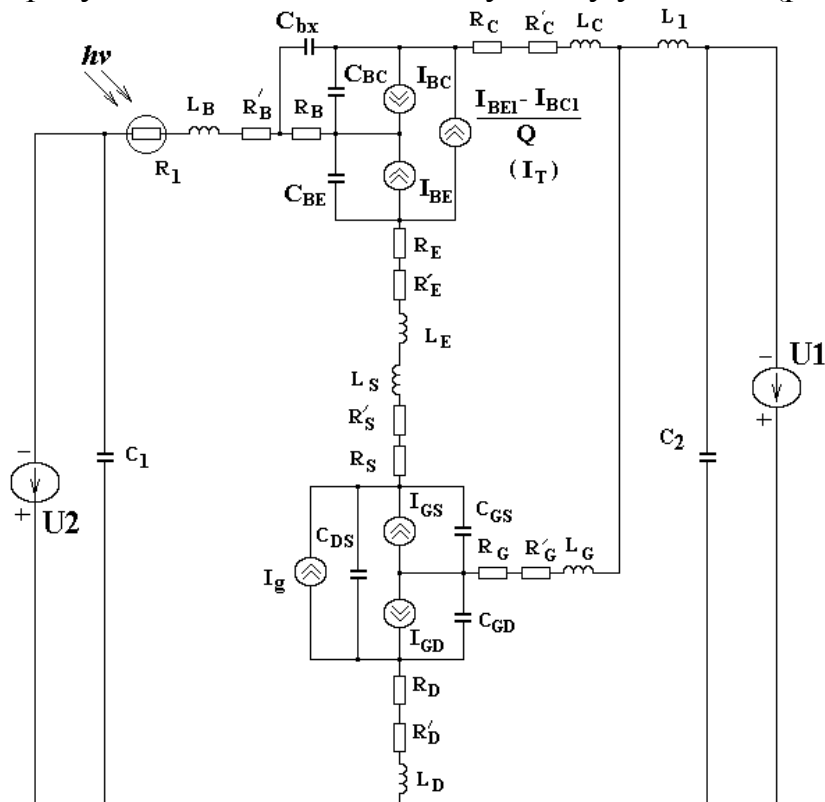


Рис.4.9. Еквівалентна схема перетворювача на основі біполярного і польового транзисторів з фоторезистором

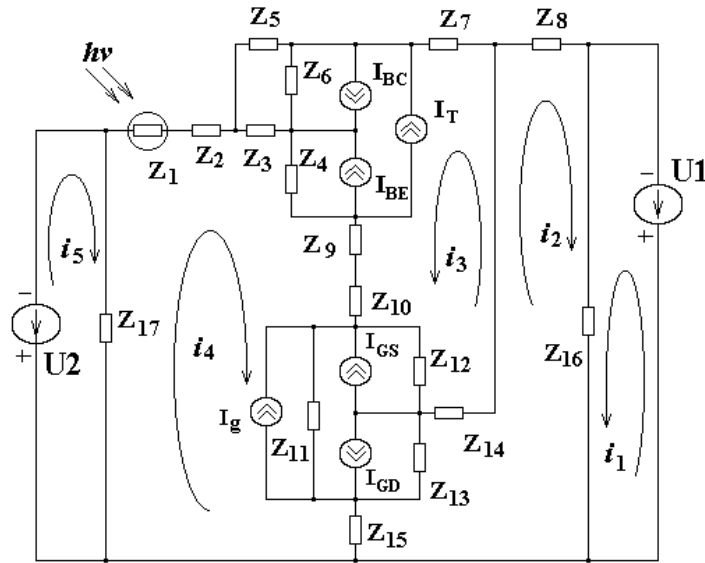


Рис.4.10. Перетворена еквівалентна схема частотного перетворювача з фоторезистором

Струми база-емітер  $I_{be}$  і база-колектор  $I_{bc}$  описуються виразами:

$$I_{be} = I_S \exp\left(\frac{U_{be}}{NE \cdot V_t} - 1\right), \quad (4.66)$$

$$I_{bc} = I_S \exp\left(\frac{U_{bc}}{NC \cdot V_t} - 1\right), \quad (4.67)$$

де

$$I_S = I_{SS} \exp\left(\frac{U_{js}}{NS \cdot V_t} - 1\right),$$

$V_t = kT/q$ ;  $I_{SS}$  – зворотний струм р-п переходу підкладки;  $U_{be}$  – напруга база-емітер;  $U_{bc}$  – напруга база-колектор;  $U_{js}$  – контактна різниця потенціалів переходу колектор-підкладка  $NE$  – коефіцієнт неідеальності емітерного переходу;  $NC$  – коефіцієнт неідеальності колекторного переходу;  $NS$  – коефіцієнт неідеальності переходу підкладки.

Заряд в базі описується виразом

$$Q_b = Q_1(1 + (1 + 4Q_2)^{NK})/2, \quad (4.68)$$

де

$$Q_1 = 1/(1 - U_{bc}/U_{AF} - U_{be}/U_{AR}),$$

$$Q_2 = I_{be}/I_{KF} + I_{bc}/I_{KR},$$

$U_{AF}$  – напруга Ерлі в нормальному режимі;  $U_{AR}$  – напруга Ерлі в інверсному режимі;  $I_{KF}$  – точка початку спаду залежності коефіцієнта підсилення струму в схемі з загальним емітером ( $\beta_F$ ) від струму колектора в нормальному режимі;  $I_{KR}$  – точка початку спаду залежності коефіцієнта підсилення струму в схемі з загальним емітером ( $\beta_R$ ) від струму емітера в інверсному режимі;  $NK$  – коефіцієнт, що обумовлює множник  $Q_b$ , який дорівнює 0,5.

Об'ємний опір бази описується таким виразом [43]

$$R_b = \begin{cases} R_{bm} + (R_{bx} - R_{bm})/Q_b & I_{Rb} = \infty, \\ R_{bm} + 3(R_{bx} - R_{bm}) \frac{tgx - x}{x \cdot tg^2 x} & I_{Rb} > 0, \end{cases} \quad (4.69)$$

де 
$$x = \frac{\sqrt{1 + 14,59025 I_b / I_{Rb}} - 1}{2,4317 \sqrt{I_b / I_{Rb}}},$$

$R_{bx}$  – максимальний об'ємний опір бази при нульовому зміщенні;  $R_{bm}$  – максимальний опір бази при великих струмах;  $I_{Rb}$  – струм бази, з яким опір бази зменшується на 50%.

Струми  $I_{gd}$  і  $I_{gs}$  визначаються згідно з законами р-п переходу [45]

$$I_{gd} = I_S (\exp(V_{gd}/V_T) - 1), \quad I_{gs} = I_S (\exp(V_{gs}/V_T) - 1), \quad (4.70)$$

Значення струму стік-витік польового транзистора з бар'єром Шоткі описується формулою [45]

$$I_D = \begin{cases} 0 & (V_{gs} - V_{T0}) < 0 \\ \frac{\beta(1 + \lambda V_{ds}) \cdot (V_{gs} - V_{T0})^2 K_t}{1 + B(V_{gs} - V_{T0})} & (V_{gs} - V_{T0}) \geq 0 \end{cases}, \quad (4.71)$$

де 
$$K_t = \begin{cases} 1 - \left(1 - \frac{V_{ds} \cdot \alpha}{3}\right)^3 & 0 < V_{ds} < 3/\alpha \\ 1 & V_{ds} \geq 3/\alpha \end{cases},$$

$\beta$  – коефіцієнт пропорційності;  $\lambda$  – коефіцієнт модуляції довжини каналу;  $\alpha$  – константа, яка визначає струм  $I_D$ ;  $V_{T0}$  – порогова напруга.

Система рівнянь Кірхгофа вирішується за допомогою методу Гауса на персональному комп'ютері Pentium за допомогою програми "Mathlab 5.2". Значення параметрів еквівалентної схеми, які необхідні для розрахунків, отримані з робіт [39-41, 46].

Теоретичні і експериментальні дослідження показали, що активна складова приймає від'ємне значення, а реактивна – ємнісний характер. Підключення зовнішньої індуктивності до клем колектор-затвор структури при від'ємних значеннях активної складової, коли компенсуються втрати енергії у коливальному контурі дозволяє створити генератор електричних коливань. Під час дії світла на фоторезистор  $R_1$  здійснюється зміна активної та реактивної складової повного опору, а це в свою чергу, змінює частоту генерації.

На рис.4.11 подана теоретична і експериментальна залежності активної складової від потужності оптичного випромінювання при різних значеннях напруги живлення структури. Як показує аналіз наведених кривих, існує майже лінійне зменшення від'ємного опору із зростанням потужності

оптичного випромінювання, причому напруга живлення визначає початкове значення від'ємного опору. На рис.4.12 наведені теоретична і експериментальна залежності від'ємного опору від напруги живлення з різними потужностями світлового потоку. Як видно із графіка, для 3,5 В напруги живлення при зміні потужності оптичного випромінювання від 0 мкВт/см<sup>2</sup> до 80 мкВт/см<sup>2</sup> активна складова повного опору змінюється на 12 Ом, а для 4,5 В – змінюється на 23 Ом.

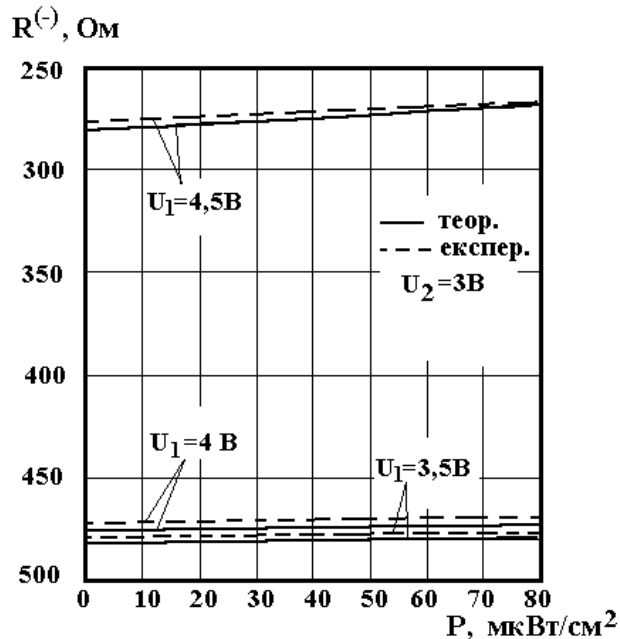


Рис.4.11. Теоретична і експериментальна залежність активної складової від потужності оптичного випромінювання

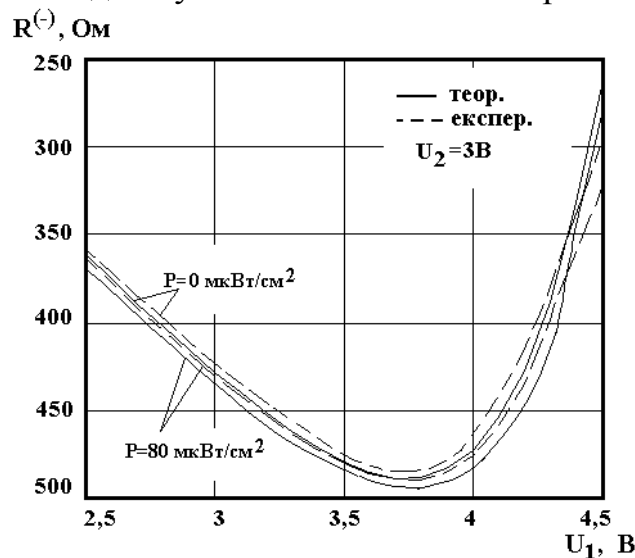


Рис.4.12. Теоретична і експериментальна залежності активної складової від напруги живлення

На рис.4.13 подана експериментальна і розрахована залежності реактивної складової від потужності оптичного випромінювання. З графіка видно, що реактивна складова має емнісний характер і її значення за модулем зменшується зі зростанням потужності випромінювання, причому реакти-

вна складова майже лінійно зменшується зі збільшенням потужності випромінювання від нуля до  $80 \text{ мкВт/см}^2$ . На рис.4.14 подана теоретична і експериментальна залежності реактивної складової від напруги живлення у темновому режимі і під час дії світла, потужність якого дорівнювала  $80 \text{ мкВт/см}^2$ .

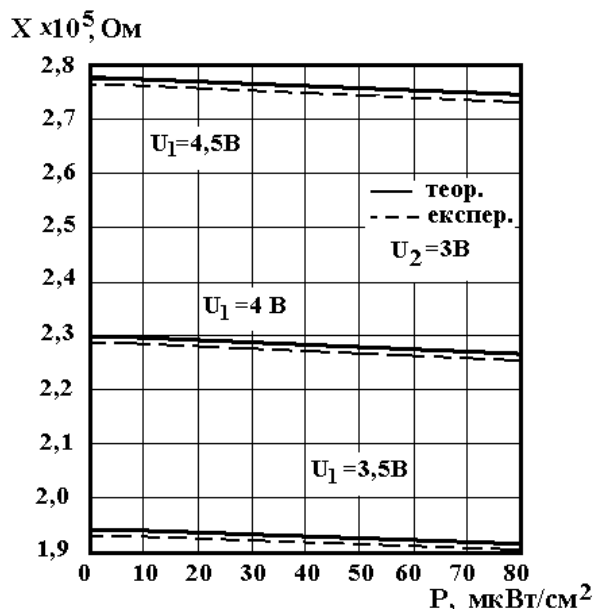


Рис.4.13. Теоретична і експериментальна залежності реактивної складової від потужності оптичного випромінювання

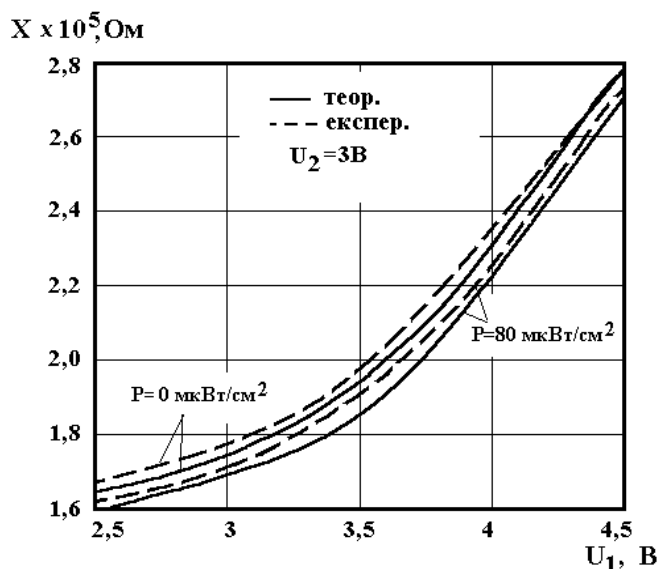


Рис.4.14. Теоретична і експериментальна залежність реактивної складової від напруги живлення

На рис.4.15 подані розрахункові і експериментальні залежності змінної напруги, яка утворюється генератором, від потужності оптичного випромінювання. З графіка видно, що зі зростанням потужності світлового потоку збільшується амплітуда змінної напруги, а з другого боку, чим більша напруга живлення, тим в більшій мірі змінюється вихідна напруга від потужності оптичного випромінювання.

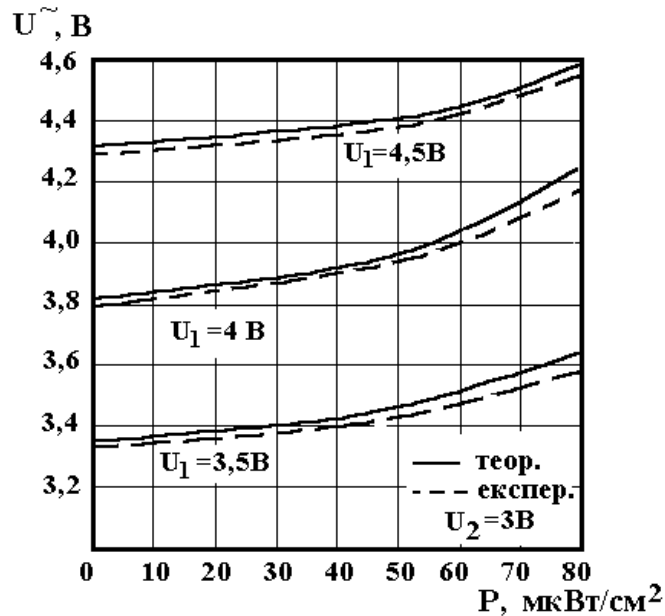


Рис.4.15. Залежність вихідної напруги від потужності оптичного випромінювання

Для визначення функції перетворення необхідно знайти залежність частоти генерації від потужності падаючого випромінювання. Це можливо зробити розв'язавши систему рівнянь Кірхгофа, яка складена для змінного струму на основі еквівалентної схеми (рис.4.10). Розв'язання системи рівнянь Кірхгофа дозволяє отримати величину повного опору на електродах колектор-стік перетворювача. При розділі повного опору на дійсну і уявну складові, неважко визначити еквівалентну ємність коливального контуру, яка залежить від потужності падаючого світла. Функція перетворення в цьому випадку має вигляд

$$F_0 = \left\{ 2\pi [LC_{екв}(P_{випр})]^{1/2} \right\}^{-1}, \quad (4.72)$$

де  $L$  – зовнішня індуктивність, яка разом з ємністю  $C_{екв}$  – складає коливальний контур генератора. Чутливість фоточутливого перетворювача визначається формулою

$$S_{P_{випр}}^{F_0} = \frac{P_{випр}}{F_0} \cdot \frac{dF_0}{dP_{випр}} = -\frac{1}{2} \left[ \frac{P_{випр}}{C_{екв}(P_{випр})} \cdot \frac{dC_{екв}(P_{випр})}{dP_{випр}} \right]. \quad (4.73)$$

Схема фоточутливого перетворювача виготовлена по гібридній технології і складається із біполярного транзистора типу КТ3123БМ і арсенід-галієвого транзистора з бар'єром Шоткі типу ЗП602. Фоточутливим елементом був фоторезистор. Зовнішня індуктивність виготовлена методом наплення. На рис.4.16 подані теоретичні і експериментальні залежності функції перетворення структури на основі біполярного і польового транзисторів, фоточутливим елементом якої є фоторезистор. Як видно з графіка розбіжність між теоретичними і експериментальними кривими є задовільною, що дає змогу вважати правильними теоретичні розрахунки.

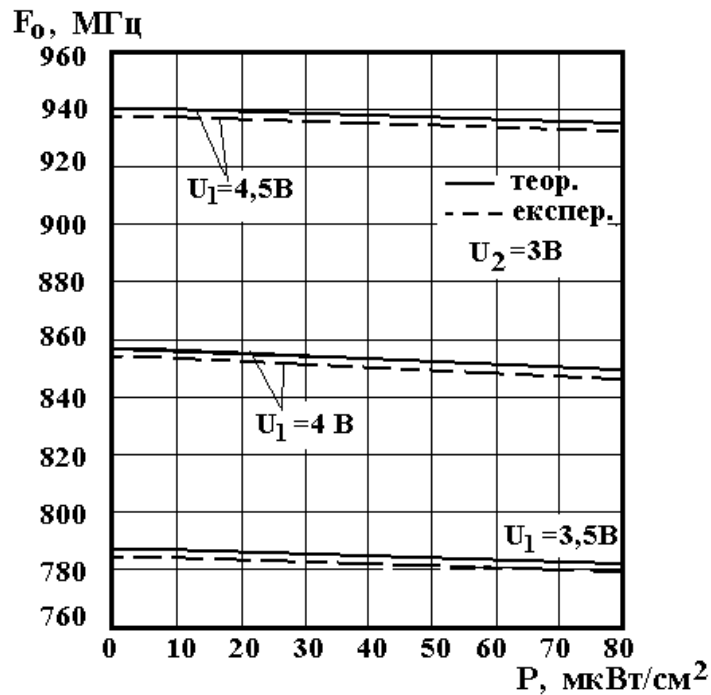


Рис.4.16. Теоретична і експериментальна залежність частоти генерації від потужності оптичного випромінювання

Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від напруги живлення подані на рис.4.17. Експериментально встановлено, що зі зростанням потужності світлового променя від  $0 \text{ мкВт/см}^2$  до  $80 \text{ мкВт/см}^2$  зменшується частота генерації від  $857,3 \text{ МГц}$  до  $849,6 \text{ МГц}$ .

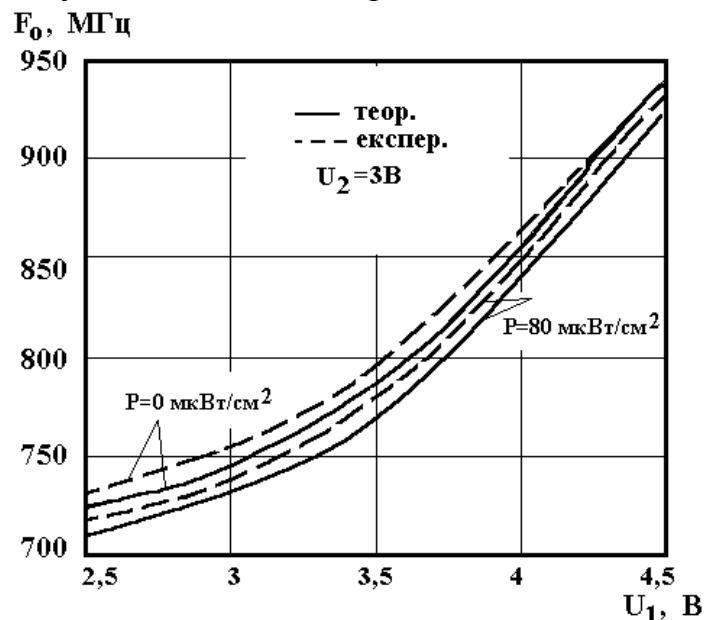


Рис.4.17. Теоретична і експериментальна залежність частоти генерації від напруги живлення

Дослідження показали, що вибором режиму живлення по постійній напрузі, можна отримати лінійну залежність частоти генерації від потужності падаючого світла. На рис.4.18 подані експериментальні залежності частоти генерації від температури навколишнього середовища. Оптималь-

ною напругою живлення є величина 4 В, при якій існує найменша зміна частоти генерації в діапазоні від 20°C до 80°C. В області температур від 20°C до 50°C існує найбільш температурно стабільна робота перетворювача, зміна частоти складає 352 кГц.

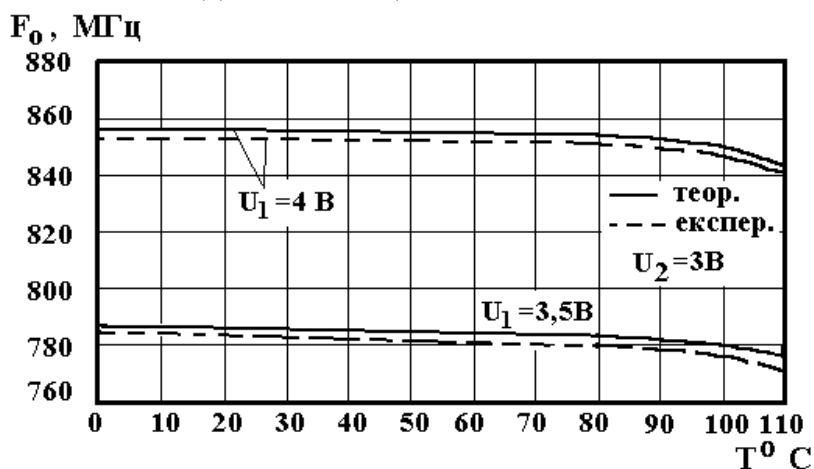


Рис.4.18. Залежність частоти генерації від температури

Подальше підвищення чутливості, розширення робочого діапазону частот перетворювача можливе за умови використання фотодіодів в якості фоточутливих елементів.

#### 4.7. Розрахунок функції перетворення фоточутливого перетворювача з фотодіодом

Схема перетворювача на основі біполярного транзистора і польового транзистора з бар'єром Шоткі, фоточутливим елементом в якого є фотодіод, подана на рис.4.19.

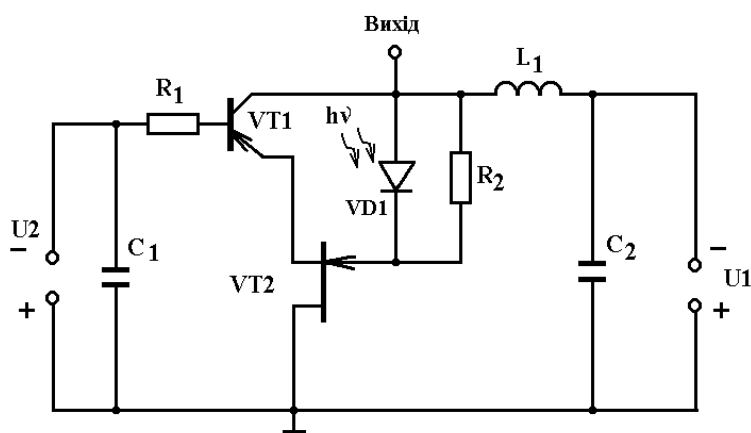


Рис.4.19. Електрична схема перетворювача з фотодіодом

На рис.4.20 подана вольт-амперна характеристика фоточутливого перетворювача у темновому режимі і в режимі дії світловим променем. З рис.4.20 видно, що при напрузі управління 3 В з освітленням структури світловим потоком потужністю 60 мкВт/см<sup>2</sup> струм колектора зростає на 415 мкА, а



при збільшенні потужності світлового випромінювання до  $120 \text{ мкВт/см}^2$  він зростає на  $1210 \text{ мкА}$ . Ділянка від'ємного опору лежить в діапазоні від  $2,5 \text{ В}$  до  $4,2 \text{ В}$  напруги живлення.

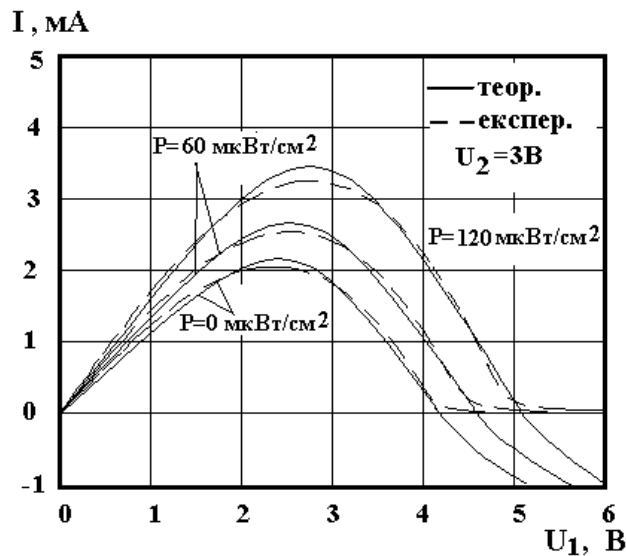


Рис.4.20. Вольт-амперна характеристика перетворювача з фотодіодом з різними потужностями випромінювання

Функція перетворення визначається на основі еквівалентної схеми з розрахунком повного опору на електродах колектор-стік фотоперетворювача, електрична схема якого подана на рис.4.19. Еквівалентну схему (рис.4.21) перетворено на більш зручну для проведення розрахунків (рис.4.22), згідно з якою складена система рівнянь Кірхгофа.

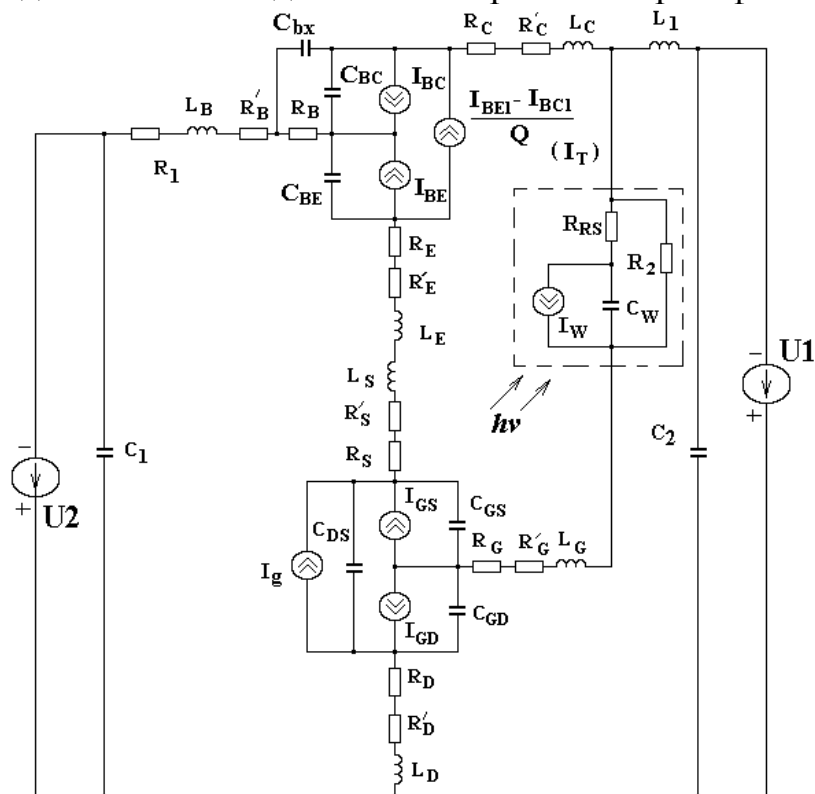


Рис.4.21. Еквівалентна схема перетворювача з фотодіодом

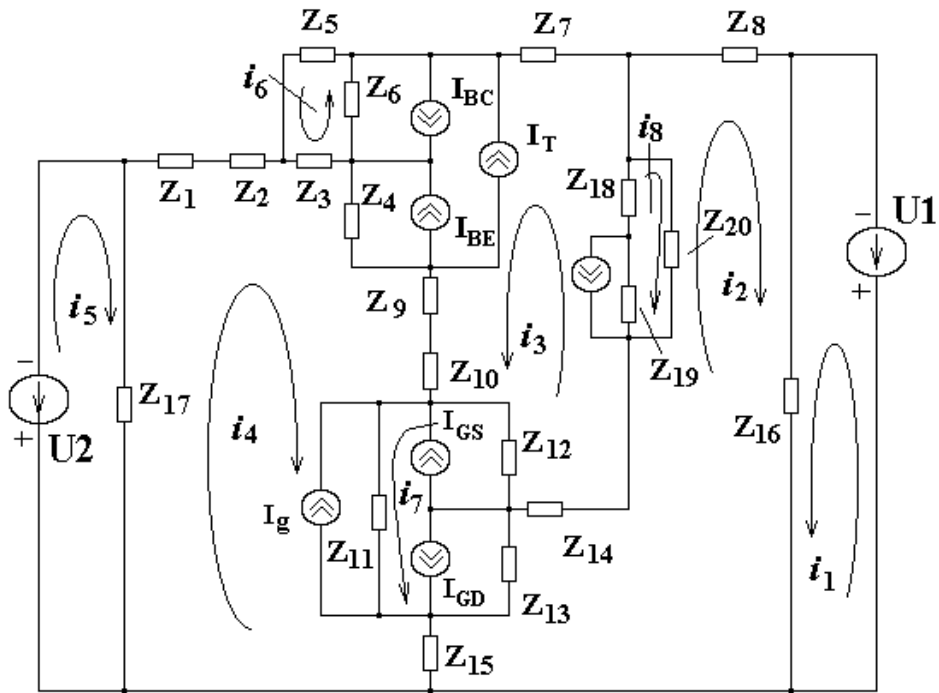


Рис.4.22. Перетворена еквівалентна схема частотного перетворювача з фотодіодом

Система рівнянь Кірхгофа розв'язується методом Гауса на персональному комп'ютері типу Pentium при використанні пакету програм "Mathlab 5.2". Отримавши значення повного опору, активна складова якого має від'ємне значення, а реактивна – ємнісний характер, розраховується значення еквівалентної ємності, яке залежить від потужності падаючого світла. Еквівалентна ємність перетворювача визначає залежність частоти генерації від потужності діючого світла [47-49].

Функція перетворення фоточутливого перетворювача визначається виразом (4.72), а чутливість – (4.73).

$R^{(-)}$ , Ом

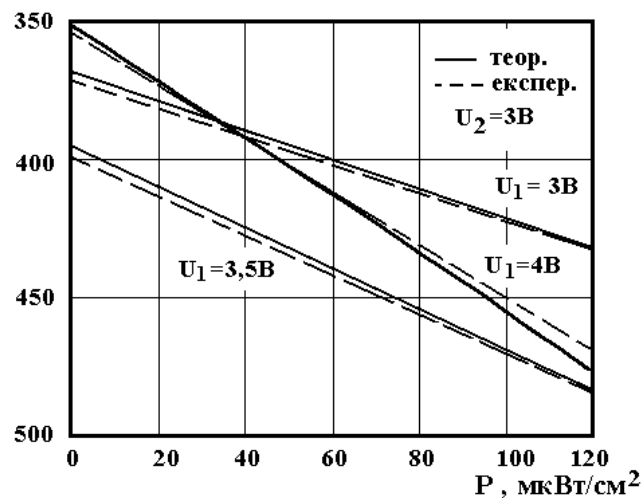


Рис.4.23. Теоретичні і експериментальні залежності активної складової від потужності оптичного випромінювання

На рис.4.23 подана теоретична і експериментальна залежність активної складової від потужності оптичного випромінювання. Як видно із графіка, існує значне зростання від'ємного опору із збільшенням потужності падаючого світла від 0 до 120 мкВт/см<sup>2</sup> при напрузі живлення 4 В. На рис.4.24 подана залежність від'ємного опору від напруги живлення при різних значеннях потужності випромінювання. Аналіз графіка показує, що з напругою живлення 3,75 В і напругою керування 3 В від'ємний опір має максимальне значення при потужності випромінювання 120 мкВт/см<sup>2</sup>. Якщо напруга живлення зростає, більш ніж 3,75 В, активна складова зменшується і в меншій мірі залежить від потужності світлового потоку.

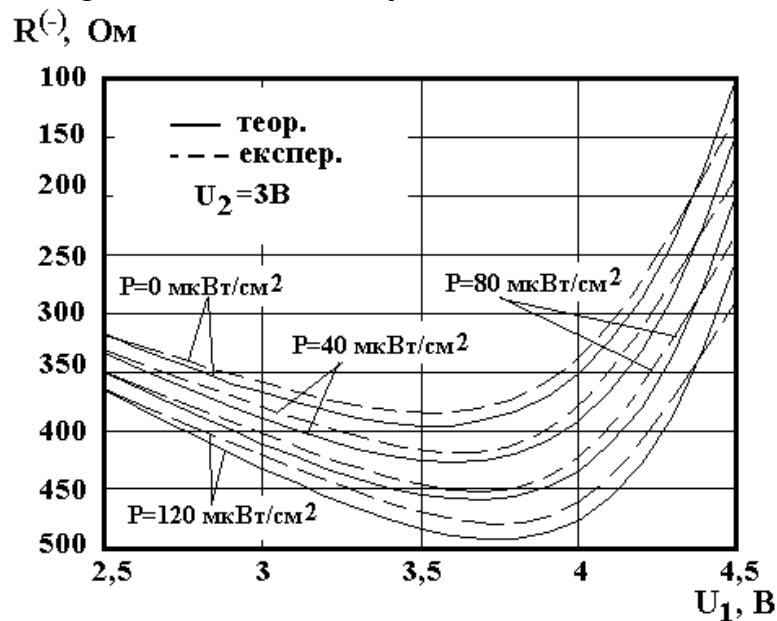


Рис.4.24. Теоретичні і експериментальні залежності активної складової від напруги живлення при різних значеннях потужності випромінювання

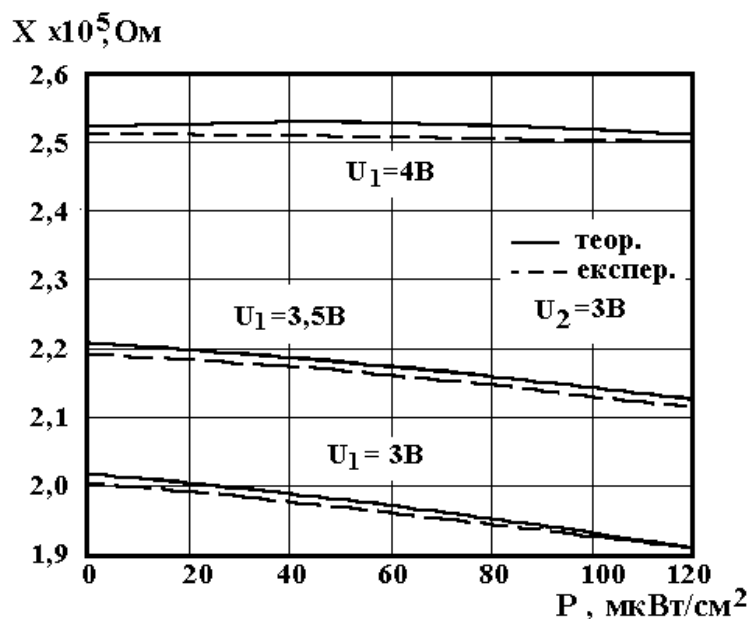


Рис.4.25. Теоретичні і експериментальні залежності реактивної складової від потужності випромінювання

На рис.4.25 подана теоретична і експериментальна залежність реактивної складової повного опору від потужності випромінювання. Як видно з графіка, реактивна складова має ємнісний характер і її величина зменшується при зростанні потужності випромінювання. Найбільше зменшення реактивної складової спостерігається з напругою живлення 3 В і зміною потужності випромінювання від  $60 \text{ мкВт/см}^2$  до  $120 \text{ мкВт/см}^2$ . На рис.4.26 подані розрахункова і експериментальна залежності реактивної складової від напруги живлення у темновому режимі і з різними потужностями падаючого світла.

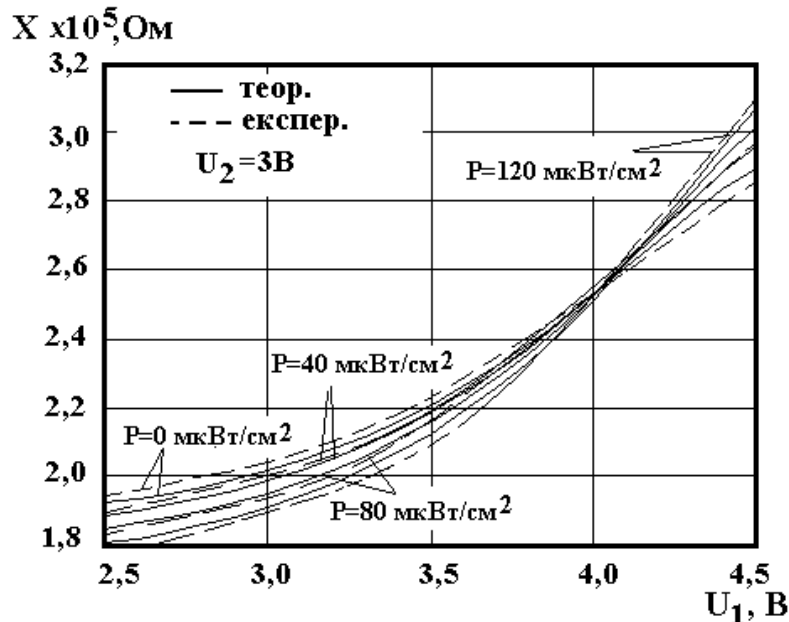


Рис.4.26. Теоретичні і експериментальні залежності реактивної складової від напруги живлення при різних потужностях випромінювання

Величина реактивної складової визначає величину ємності коливального контуру, тому її неважко визначити, знаючи резонансну частоту і індуктивність контуру. З поданого графіка видно, що зі зростанням напруги живлення у даній структурі фотоперетворювача реактивна складова зростає, проте якщо напруга дорівнює 4,2 В має найменшу чутливість від потужності випромінювання.

Теоретична і експериментальна залежність частоти генерації від потужності оптичного випромінювання подані на рис.4.27. З графіка видно, що зі зростанням потужності світлового променя від  $0 \text{ мкВт/см}^2$  до  $120 \text{ мкВт/см}^2$  спостерігається зростання частоти генерації від напруги живлення (рис.4.27 а). Експериментально доведено, що змінюючи режим живлення фоточутливого перетворювача, можна отримати лінійну залежність частоти генерації від потужності оптичного випромінювання. Зі збільшенням потужності оптичного випромінювання частота генерації зменшується, причому найбільша зміна частоти генерації спостерігається з напругами живлення і керування 3 В (рис.4.27 б).

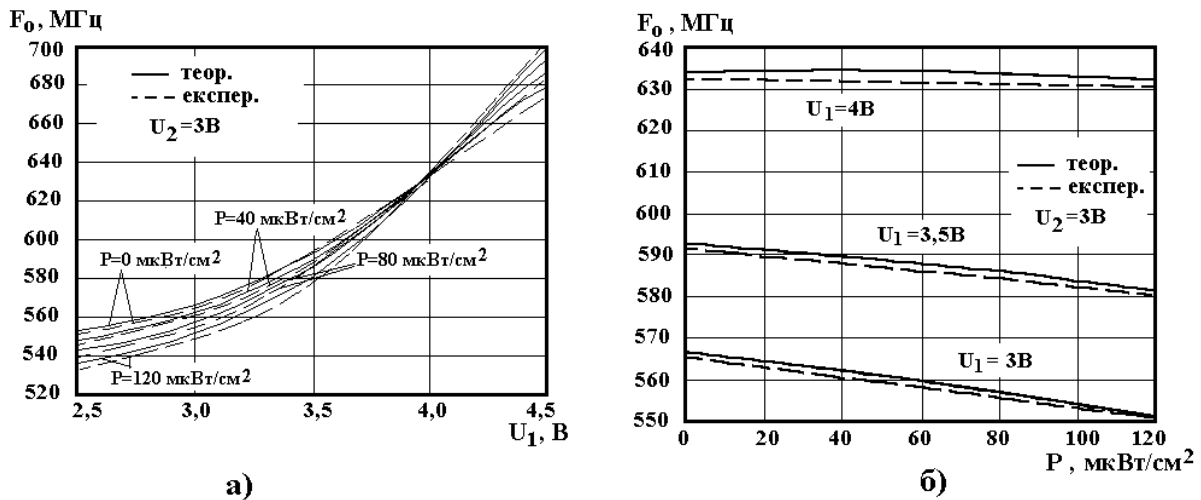


Рис.4.27. Теоретичні і експериментальні залежності резонансної частоти від напруги живлення (а) і потужності оптичного випромінювання (б)

На рис.4.28 подані розрахункові і експериментальні залежності вихідної напруги від потужності падаючого світлового потоку, з яких видно, що зі зростанням потужності світлового випромінювання майже лінійно зростає амплітуда змінної напруги. Зі зростанням напруги живлення спостерігається значніша зміна вихідної напруги від потужності світлового потоку.

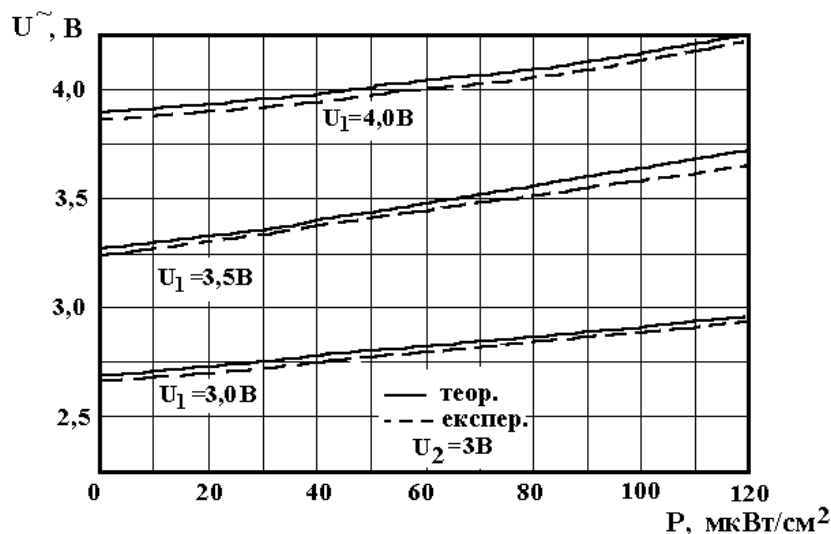


Рис.4.28. Теоретичні і експериментальні залежності вихідної напруги перетворювача від потужності оптичного випромінювання

#### 4.8. Розрахунок функції перетворення структури на основі арсенід-галієвого польового транзистора з бар'єром Шоткі і біполярного транзистора

Подальше розширення робочого діапазону, підвищення чутливості і надійності роботи фоточутливого перетворювача можна реалізувати на основі конструкції, яка складається з арсенід галієвого польового транзисто-

ра з бар'єром Шоткі і біполярного транзистора [49, 9]. В цій конструкції фоточутливим елементом виступають як польовий, так і біполярний транзистор (рис.4.29).

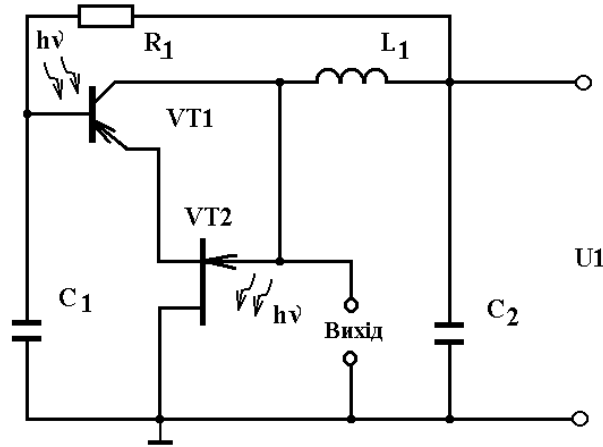


Рис.4.29. Електрична схема перетворювача на основі польового і біполярного транзисторів

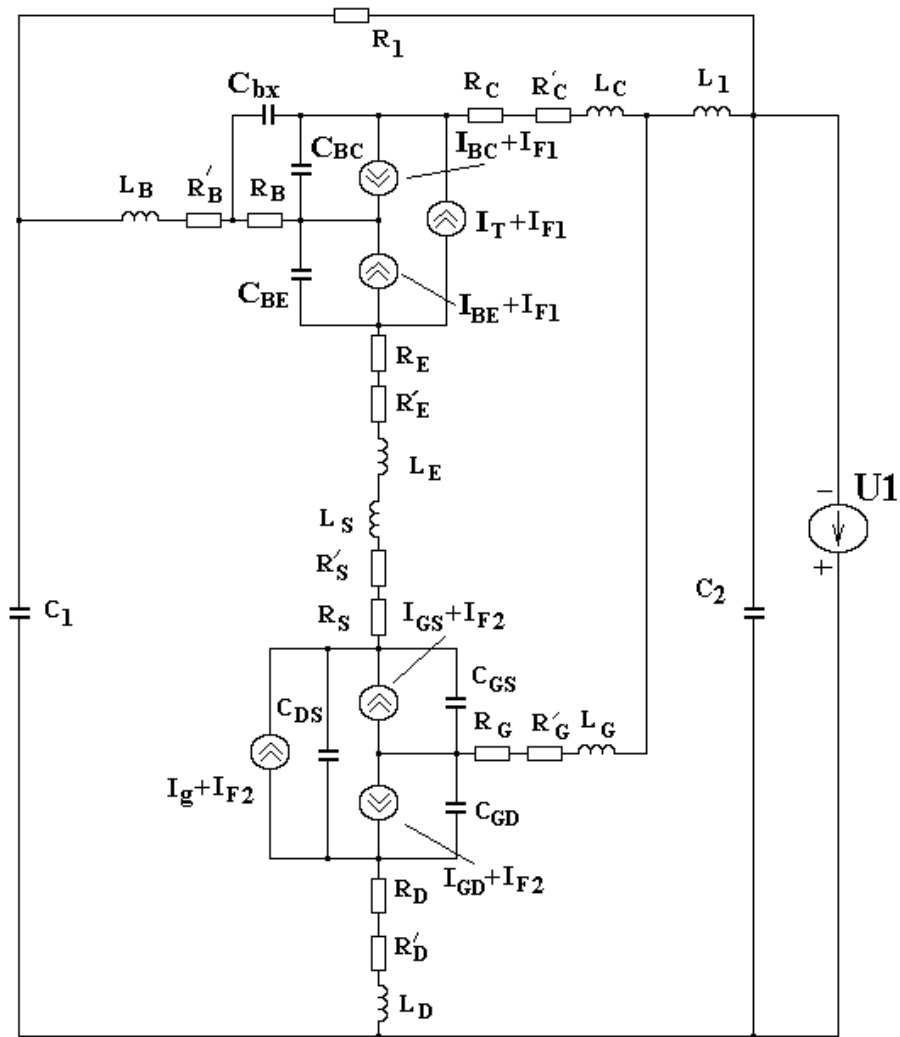


Рис.4.30. Еквівалентна схема перетворювача на основі арсенід-галієвого польового транзистора з бар'єром Шоткі і біполярного транзистора

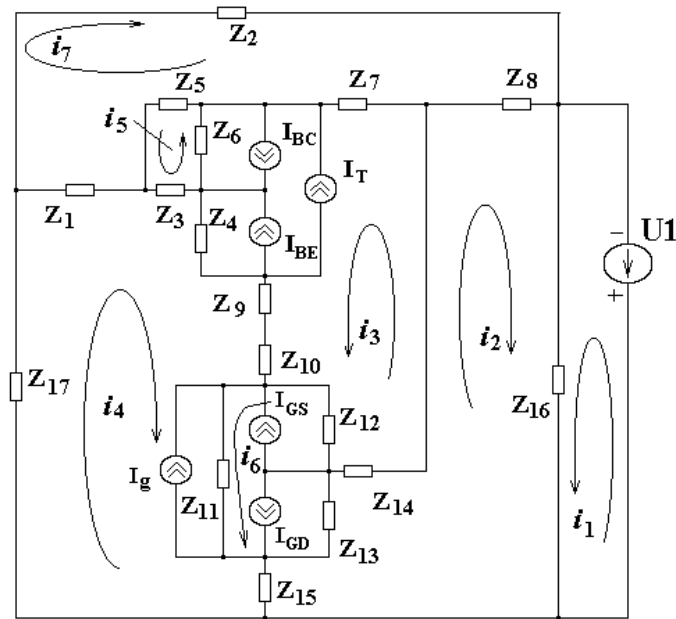


Рис.4.31. Перетворена еквівалентна схема перетворювача на основі арсенід-галієвого польового транзистора з бар'єром Шоткі і біполярного транзистора

Вольт-амперна характеристика даного перетворювача також має ділянку від'ємного опору, що дозволяє компенсувати втрати енергії в коливальному контурі, який утворений еквівалентною ємністю колектор-стік структури і зовнішньою індуктивністю. Функція перетворення розраховується із системи рівнянь Кірхгофа, які складаються на основі еквівалентної схеми перетворювача (рис.4.30). Цю схему перетворимо на зручнішу для розрахунків еквівалентну схему (рис.4.31).

Струми  $I_{GD}$  і  $I_{GS}$  визначаються формулами [45]

$$I_{GD} = I_s (\exp(V_{GD}/V_t) - 1) , \quad (4.74)$$

$$I_{GS} = I_s (\exp(V_{GS}/V_t) - 1) . \quad (4.75)$$

де  $I_s$  – струм насичення р-п переходу,  $V_t = kT/q$ . Струм виток-стік польового транзистора з бар'єром Шоткі при  $(V_{GS} - V_{T0}) \geq 0$  (режим насичення і лінійний режим) описується виразом [45]

$$I_{DS} = B(1 + \lambda V_{DS})(V_{GS} - V_{T0})^2 th(2V_{DS}) , \quad (4.76)$$

де  $B$  – коефіцієнт пропорційності, значення якого дорівнює 0,1 і  $\lambda$  – коефіцієнти модуляції довжини каналу, а  $V_{T0}$  – порогова напруга польового транзистора.

Як і в попередніх випадках, розв'язання рівнянь проводилось методом Гауса на персональному комп'ютері типу Pentium за допомогою пакета програм "Mathlab 5.3". Параметри транзисторів, які складають фоточутливу структуру, а також параметри еквівалентної схеми перетворювача визначались з робіт [39-41, 46]. Розрахунки повного опору структури дозволяють отримати всі необхідні теоретичні залежності [8].

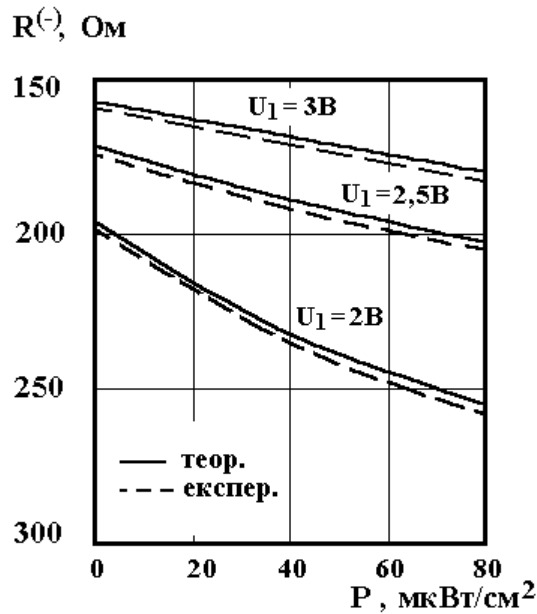


Рис.4.32. Теоретичні і експериментальні залежності активної складової від потужності випромінювання з різними напругами живлення

На рис.4.32 подана теоретична і експериментальна залежність активної складової від потужності випромінювання з різними напругами живлення. Аналіз показує, що спостерігається незначне зростання від'ємного опору із зростанням потужності падаючого світла від 0  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$  до 80  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$  з напругами живлення 3 В. Зі зменшенням напруги живлення до 2 В спостерігається більше зростання від'ємного опору до 62 Ом із зміною потужності випромінювання від 0  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$  до 80  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ . На рис.4.33 подана залежність від'ємного опору від напруги живлення при різних значеннях потужності випромінювання. Зростання напруги живлення більше 2,5 В приводить до меншої залежності активного опору від потужності світлового потоку.

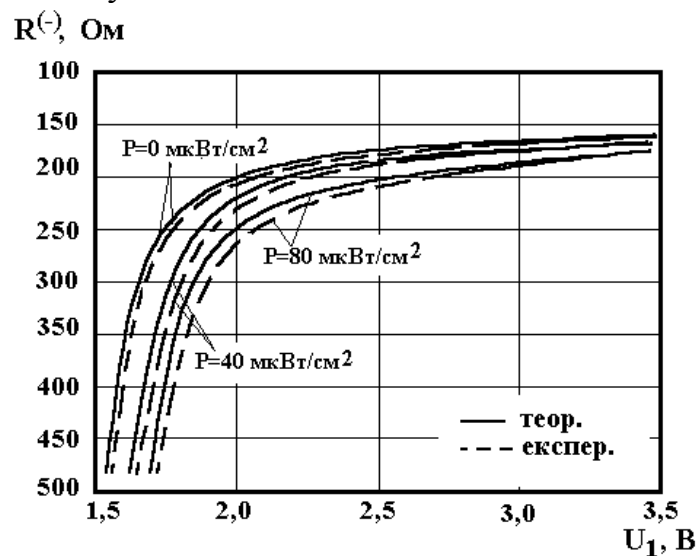


Рис.4.33. Залежність активної складової від напруги живлення з різними потужностями випромінювання



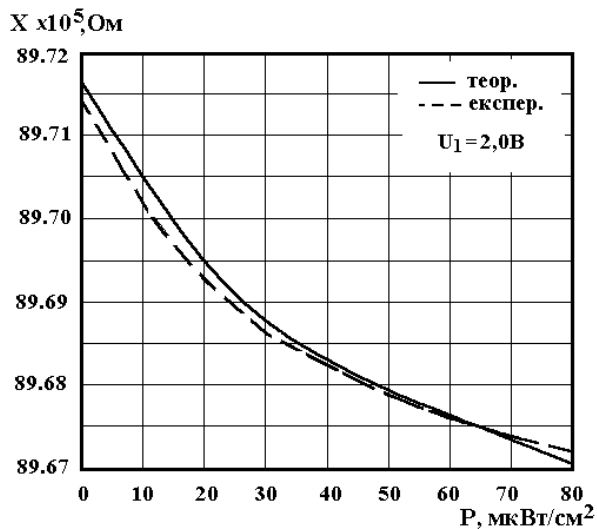


Рис.4.34. Теоретична і експериментальна залежність реактивної складової від потужності оптичного випромінювання

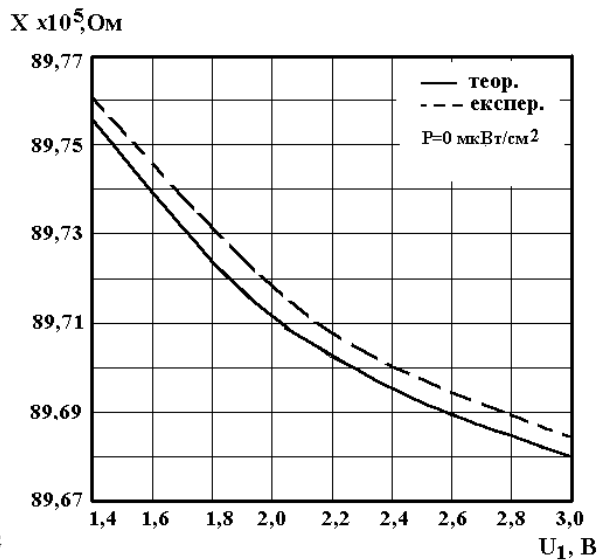


Рис.4.35. Залежність реактивної складової від напруги живлення

Розрахункова і експериментальна залежність реактивної складової повного опору від потужності випромінювання подані на рис.4.34. Реактивна складова має ємнісний характер і її значення за модулем майже лінійно зменшується із зростанням потужності світлового променя. На рис.4.35 подана теоретична і експериментальна залежність реактивної складової від напруги живлення. З графіка видно, що зі зростанням напруги живлення від 1,4 В до 2 В реактивна складова зменшується більшою мірою, ніж від 2 В до 3В.

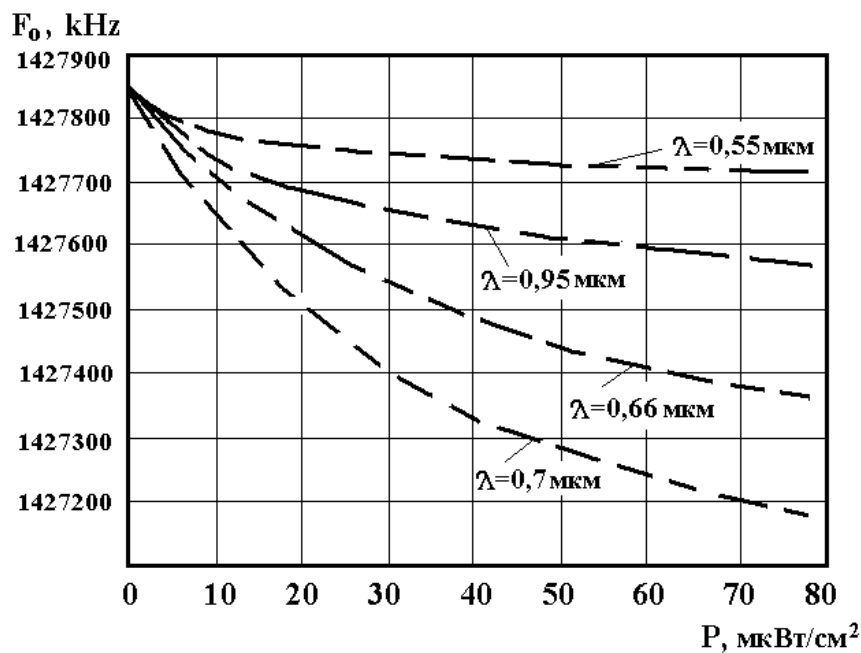


Рис.4.36. Залежність частоти генерації від потужності оптичного випромінювання

На рис.4.36 подана залежність частоти генерації від потужності випромінювання при різних довжинах хвиль падаючого світла. Як видно з графіка, найкращу залежність для функції перетворення можна одержати якщо довжина хвилі дорівнює 0,7 мкм. Залежність частоти генерації від напруги живлення подано на рис.4.37. Частота генерації зменшується від  $1,4287 \cdot 10^9$  до  $1,4279 \cdot 10^9$  Гц якщо напруга збільшується від 1,4 В до 3,0 В. На рис.4.38 наведені теоретична і експериментальна залежність вихідної напруги від напруги живлення. Вихідна напруга зростає від 1 В майже до 3 В із зростанням напруги живлення від 1,5 В до 3 В. Температурно стабільна ділянка роботи генератора лежить в діапазоні температур від  $-40^{\circ}\text{C}$  до  $+80^{\circ}\text{C}$ . Функція перетворення і чутливість описуються рівняннями (4.72) і (4.73).

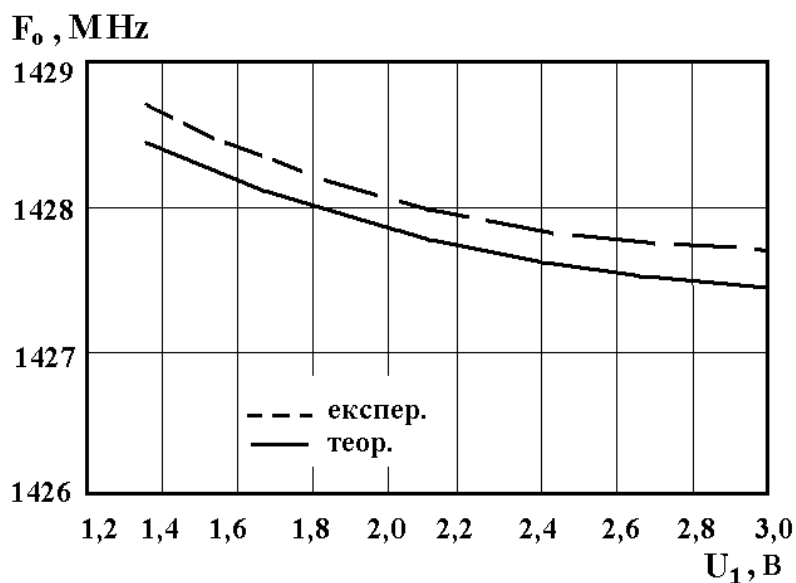


Рис.4.37. Залежність частоти генерації від напруги живлення

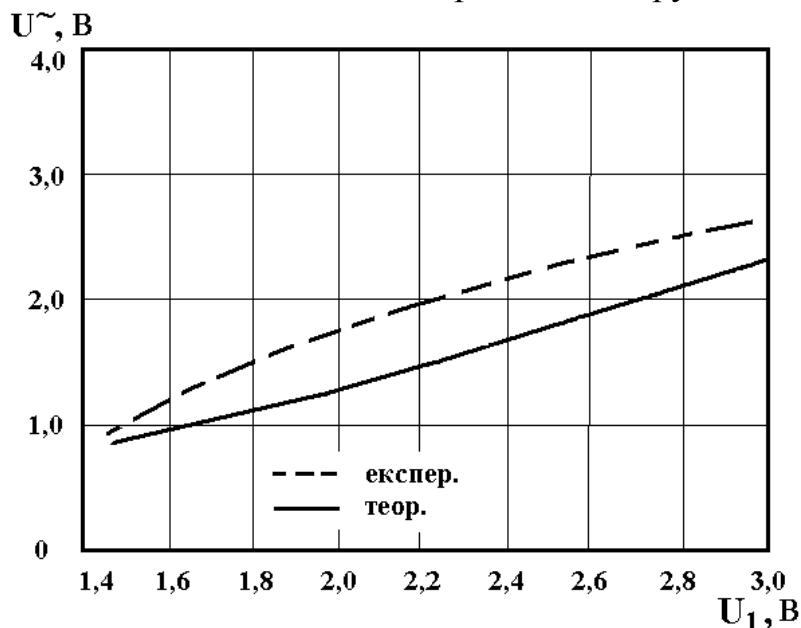


Рис.4.38. Залежність вихідної змінної напруги від напруги живлення

Таким чином, перетворювач оптичного випромінювання, який працює у діапазоні НВЧ, у конструктивному плані складається з арсенід-галієвого транзистора з бар'єром Шоткі і біполярного транзистора у вигляді гібридної інтегральної схеми. Робоча частота лежить у діапазоні від  $5 \cdot 10^7$  до  $2 \cdot 10^9$  Гц.

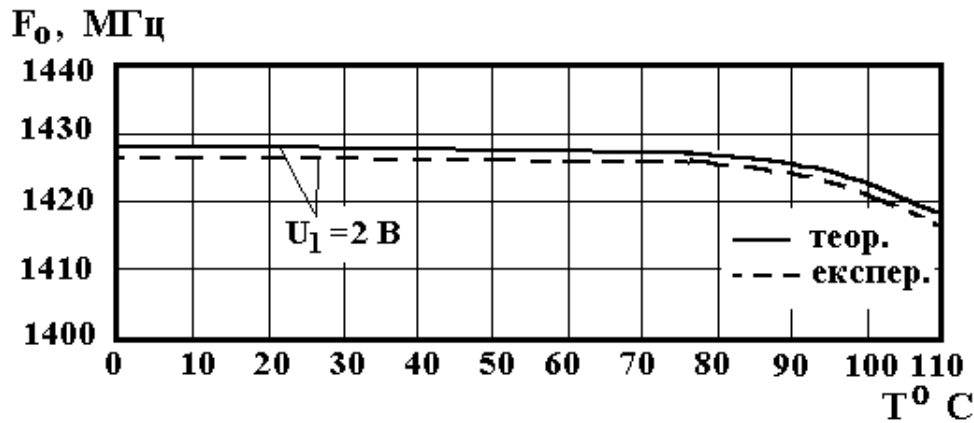


Рис.4.39. Залежність частоти генерації від температури

### Контрольні питання

1. Поясніть механізм поглинання світла твердим тілом. В чому сутність закону Бугера-Ламперта?
2. Дайте визначення коефіцієнтів відбиття і поглинання світла. Як пов'язані показники заломлення і поглинання світла?
3. Поясніть фізичний механізм фоторезистивного ефекту у напівпровідниках.
4. В чому сутність фотогальванічного ефекту у напівпровідниках?
5. Які фоточутливі елементи використовуються в оптичних перетворювачах?
6. Дайте визначення фотореактивного ефекту в біполярних структурах.
7. Як розраховується вольт-амперна характеристика фоточутливого перетворювача з фоторезистором?
8. Як розраховується залежність повного опору від дії світла фоточутливого біполярного елемента?
9. Як визначається функція перетворення фоточутливих перетворювачів?
10. Як пояснити від'ємне значення функції чутливості для фоточутливих перетворювачів?
11. Які переваги і недоліки мають різні конструкції фоточутливих перетворювачів?

## 5. ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ТИСКУ

Видатні досягнення мікроелектронної схмотехнології в основному були реалізовані у засобах обробки інформації і інформаційно-обчислювальної техніки, в яких значна номенклатура функціональних елементів вийшла на 6-7 рівень інтеграції з використанням базових технологічних процесів [50]. Проте така важлива галузь як електронна система управління також потребує впровадження досягнень мікроелектронної схмотехнології і особливо для первинних перетворювачів різноманітної інформації, а також для електронних засобів виконавчих органів. Одним із таких напрямків, який може в певній мірі вирішити цю проблему є застосування реактивних властивостей і від'ємного опору для побудови інтегральних частотних перетворювачів тиску. В цих пристроях виконується перетворення тиску на частоту у широкому діапазоні, що дозволяє виготовляти перетворювач за інтегральною технологією, значно підвищити чутливість, розширити частотний діапазон вимірюваних величин, покращити надійність і довгочасову стабільність параметрів. Для цього необхідно розглянути фізичні механізми дії тиску на напівпровідники і напівпровідникові прилади, розробити математичну модель частотних перетворювачів тиску, на основі якої можливо отримати залежність повного опору, вольт-амперної характеристики, рівняння перетворення, чутливість від дії тиску для різноманітних тензочутливих елементів таких як тензорезистори, діоди, біполярні і польові транзистори. Даний розділ присвячений розгляду цих питань.

### 5.1. Фізичний механізм дії тиску на напівпровідники

Розробка напівпровідникових тензоперетворювачів почалися відразу після відкриття Ч.С.Смітом у 1953 році тензорезистивного ефекту у германію та кремнію.

В наш час досягнуті значні результати теоретичних і експериментальних досліджень, в яких розглянуті як фізичні ефекти, що виникають при деформації напівпровідників, так і можливості використання цих ефектів у датчиках [15, 16, 51-53].

Фізична причина деформаційних ефектів полягає у зміщенні енергетичних рівнів напівпровідника при дії деформації і пов'язана з цим зміна енергетичного спектра електронів і дірок в залежності від деформації, а це приводить до зміни електричних характеристик напівпровідника [15,54]. В однорідних напівпровідниках зміщення енергетичних рівнів приводить до залежності опору від деформації, тобто виникає тензорезистивний ефект [51-54]. При дії деформації на p-n перехід або на інший напівпровідниковий прилад електричні характеристики приладу виявляються функціями тиску [15, 54].

Розглядаючи зонну структуру такого напівпровідника, як кремній, слід відзначити, що зона провідності має шість еквівалентних мінімумів, де  $\Delta_1$  - набір мінімумів, які розташовані в кристалографічному напрямку  $\langle 100 \rangle$ . Валентна зона має максимум при  $\vec{K} = 0$ , де  $\vec{K}$  хвильовий вектор електрона, причому у її вершині існує двократне виродження по енергії. Якщо напівпровідник підлягає дії деформації, то його симетрія у загальному випадку зменшується і змінюється спектр електронів. При цьому відбувається повне або часткове виродження спектра.

Для визначення спектра електронів у деформованому кристалі використовується теорія збудження [54]. Зміну енергії з малими деформаціями можна подати у вигляді

$$\Delta E^{(n)}(\vec{K}, \varepsilon_{ik}) = E_n^{(n)}(\vec{K}, \varepsilon_{ik}) - E_0^n(\vec{K}) = \sum_{i,j} D_{ij}^{(n)} \varepsilon_{ij} \quad , \quad (5.1)$$

де  $\varepsilon_{ik}$  – тензор деформації

$$\varepsilon_{ik} = 1/2 \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \quad , \quad (5.2)$$

$U_i$  – складова вектора зміщення точки кристалічної ґратки при деформації,  $E_n(\vec{K}, \varepsilon_{ik})$  і  $E_0^n(\vec{K}, \varepsilon_{ik})$  – енергії електрона в n-ій зоні, відповідно в деформованому і недеформованому кристалі,  $D_{ij}^{(n)}$  – константи деформаційного потенціалу. В системі координат, яка збігається з головними осями тензора  $D_{ij}^{(n)}$ , зміщення кожного екстремуму зони провідності описується виразом [54]

$$\Delta E(\varepsilon) = D_{11}\varepsilon_{11} + D_{22}\varepsilon_{22} + D_{33}\varepsilon_{33} = \Xi_d(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \Xi_u\varepsilon_{33} \quad , \quad (5.3)$$

де  $\Xi_d = D_{11} = D_{22}$  – стала, яка характеризує вплив всебічного стиснення, а  $\Xi_u = D_{33} - D_{11}$  – вплив одноосної деформації. У кремнію енергетичні мінімуми зони провідності розташовані за напрямками  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 010 \rangle$ ,  $\langle 001 \rangle$  і зворотному рівні (типу  $\Delta_1$ ), тоді зміщення рівнів при деформації для перших трьох мінімумів буде дорівнювати [54]

$$\begin{aligned} \Delta E_{11}[100] &= \Xi_d \Delta + \Xi_u \varepsilon_{11} \quad , \\ \Delta E_{22}[010] &= \Xi_d \Delta + \Xi_u \varepsilon_{22} \quad , \\ \Delta E_{33}[001] &= \Xi_d \Delta + \Xi_u \varepsilon_{33} \quad , \end{aligned} \quad (5.4)$$

де  $\Delta$  - зміна об'єму при деформації, яка дорівнює

$$\Delta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} \quad . \quad (5.5)$$

У загальному вигляді вираз (5.4) можна описати рівнянням [28]

$$\Delta E_{ii} = \Xi_d \Delta + \Xi_u \varepsilon_{ii} , \quad (5.6)$$

де  $i$  – позначка, яка набуває значення 1, 2, 3. При значних деформаціях зсуву в деяких випадках мінімуми зони провідності можуть зміститись до краю зони Брілюена і тоді деформаційна зміна енергії екстремумів дорівнює [54]

$$\begin{aligned} \Delta E_1 &= \Xi_d \Delta + \Xi_u \varepsilon_{11} + \Delta E / 4 - 2|\Xi'_u \varepsilon_{23}| , \\ \Delta E_2 &= \Xi_d \Delta + \Xi_u \varepsilon_{22} + \Delta E / 4 - 2|\Xi'_u \varepsilon_{13}| , \\ \Delta E_3 &= \Xi_d \Delta + \Xi_u \varepsilon_{33} + \Delta E / 4 - 2|\Xi'_u \varepsilon_{12}| , \end{aligned} \quad (5.7)$$

де  $\Delta E$  – різниця енергій між тими рівнями, які є нижніми якщо відсутня деформація,  $\Xi'_u$  – стала деформаційного потенціалу, яка характеризує вплив зсуву. Це означає, що деформація зсуву  $\varepsilon_{23}$  викликає розщеплення екстремуму, який знаходиться у напрямку  $\langle 100 \rangle$ . Оскільки вершина валентної зони в недеформованому стані вироджена у точці  $\vec{K} = 0$ , то деформаційна зміна валентної зони має складніший характер. Енергія дірок за відсутності деформації описується виразом [54]

$$E_{1,2}(\vec{K}) = AK^2 \pm \sqrt{\xi_K} , \quad (5.8)$$

а у деформованому кристалі

$$E_{1,2}(\vec{K}\varepsilon) = AK^2 + a\Delta \pm \sqrt{\xi_K + \xi_\varepsilon + \xi_{\varepsilon K}} , \quad (5.9)$$

де

$$\xi_K = B^2 K^4 + C^2 (K_1^2 K_2^2 + K_1^2 K_3^2 + K_2^2 K_3^2) , \quad (5.10)$$

$$\xi_\varepsilon = b^2 \left( (\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22})^2 + (\varepsilon_{22} - \varepsilon_{33})^2 + (\varepsilon_{33} - \varepsilon_{11})^2 \right) + d^2 (\varepsilon_{12}^2 + \varepsilon_{13}^2 + \varepsilon_{23}^2) , \quad (5.11)$$

$$\xi_{\varepsilon K} = Bb \left( 3(K_1^2 \varepsilon_{11} + K_2^2 \varepsilon_{22} + K_3^2 \varepsilon_{33}) - K^2 \Delta \right) + \quad (5.12)$$

$$+ 2Dd (K_1 K_2 \varepsilon_{12} + K_1 K_3 \varepsilon_{13} + K_2 K_3 \varepsilon_{23}) ,$$

$$K^2 = K_1^2 + K_2^2 + K_3^2 , \quad (5.13)$$

де  $A, B, C$  – параметри валентної зони, які характеризують ефективні маси дірок,  $D^2 = C^2 + 3B^2$ ,  $a, b, d$  – сталі деформаційного потенціалу для валентної зони,  $a\Delta$  – ізотропна деформація (наприклад, всебічне стиснення), яка приводить до зміщення зони як цілого. Анізотропна деформація дає розщеплення зон

$$E_{v^+} - E_{v^-} = 2\sqrt{\xi_\varepsilon} , \quad (5.14)$$

де  $E_{v^+}$  – розташування вершини верхньої валентної зони при деформації, а  $E_{v^-}$  – нижньої зони. Отже, зміщення і розщеплення вершини валентної зони можна показати у вигляді [54]

$$\Delta E_v = a\Delta \pm \sqrt{\xi_\varepsilon} . \quad (5.15)$$

Якщо деформації достатньо великі, коли  $\Delta E \gg kT$  ( $k$  – стала Больцмана,  $T$  – абсолютна температура у градусах Кельвіна), нижні мінімуми зони провідності збагачені електронами, а стеля валентної зони – дірками, тоді можна визначити відстань між найближчими рівнями валентної зони і зони провідності, тобто ширину забороненої зони у деформованому напівпровіднику [52]

$$E_{g(E\Phi)}(\varepsilon) = E_{g0} + \Delta E_{g(E\Phi)} , \quad (5.16)$$

$$\Delta E_{g(E\Phi)} = \Delta E_{c\min} - \Delta E_{v\max} , \quad (5.17)$$

де  $\Delta E_{c\min} = \Delta E_c$  – деформаційне зміщення нижнього мінімуму зони провідності,  $\Delta E_{v\max} = \Delta E_v$  – деформаційне зміщення верхнього рівня валентної зони. Положення рівня Фермі під час дії деформації у загальному випадку визначається

$$E_F = \Delta E_F + E_{F0} , \quad (5.18)$$

де  $\Delta E_F$  – деформаційна зміна положення рівня Фермі. Деформаційна зміна рівня Фермі  $\Delta E_F$  у напівпровіднику  $n$ -типу у випадку неvirодженого напівпровідника (високі температури, малі концентрації легуючих домішок) визначається формулою [54]

$$\Delta E_F = kT \ln \left[ 1/n_0 \sum_{j=1}^N n_{0j} \exp(-\Delta E_j/kT) \right] , \quad (5.19)$$

де  $n_0$  – повна концентрація електронів у недеформованому напівпровіднику,  $n_{0j}$  – концентрація електронів у  $j$ -мінімумі,  $N$  – кількість енергетичних мінімумів,  $\Delta E_j$  – деформаційне зміщення  $j$ -мінімуму. Для однотипних мінімумів при малих деформаціях  $\Delta E_j \ll kT$  можна записати

$$\Delta E_F = 1/N \sum_{j=1}^N \Delta E_j . \quad (5.20)$$

Для тих видів деформації, які приводять до однакового зміщення усіх мінімумів зони провідності, рівень Фермі зміщується разом з краєм зони

$$\Delta E_F = \Delta E_c . \quad (5.21)$$

Для випадку сильного виродження електронів, коли деформації малі, зміщення рівня Фермі описується виразом [54]

$$\Delta E_F = \frac{\sum_{j=1}^N m_{ej} n_{0j}^{1/3} \Delta E_j}{\sum_{j=1}^N m_{ej} n_{0j}^{1/3}} . \quad (5.22)$$

Для однотипних рівнів зміщення рівня Фермі визначається формулою (5.21). Деформаційна зміна рівня Фермі в матеріалі р-типу відбувається при ізотропній деформації. Деформаційне зміщення валентних зон як цілого і зміщення рівня Фермі збігаються

$$\Delta E_F = \Delta E_v = a\varepsilon . \quad (5.23)$$

Для анізотропної деформації на напівпровідник р-типу рівень Фермі не змінює.

В деформованому напівпровіднику перерозподіл електронів між рівнями приводить до зміни концентрації носіїв заряду у зоні. Концентрація у власному напівпровіднику при дії деформації дорівнює

$$n_i = n_{i0} \exp(-\Delta E_{g(E\Phi)} / kT) . \quad (5.24)$$

Концентрації носіїв заряду у напівпровіднику n-типу ( $N_d \gg n_i$ ) описуються виразами [54]

$$n_n = N_d + n_{i0}^2 / N_d \exp(-\Delta E_{g(E\Phi)} / kT) , \quad (5.25)$$

$$n_p = n_{i0}^2 / N_d \exp(-\Delta E_{g(E\Phi)} / kT) , \quad (5.26)$$

де  $N_d$  – концентрація донорної домішки. Аналогічні вирази можна написати для матеріалу р-типу ( $N_A \gg n_i$ ) з акцепторними домішками  $N_A$  [54]

$$p_p = N_A + n_{i0}^2 / N_A \exp(-\Delta E_{g(E\Phi)} / kT) , \quad (5.27)$$

$$p_n = n_{i0}^2 / N_A \exp(-\Delta E_{g(E\Phi)} / kT) , \quad (5.28)$$

Якщо тиски великі умови ( $N_d \gg n_i$ ) і ( $N_A \gg n_i$ ) порушуються, тоді концентрацію носіїв заряду потрібно розраховувати згідно з формулами [54]

$$n = 1/2 N_d \left[ (1 + 4n_i^2 / N_d^2)^{1/2} + 1 \right] , \quad (5.29)$$

$$p = 1/2 N_A \left[ (1 + 4n_i^2 / N_A^2)^{1/2} - 1 \right] . \quad (5.30)$$



Врахування складної зонної структури необхідно у тому випадку, коли при деформації зона розщеплюється і в процесі провідності бере участь тільки частина рівнів. Для цього випадку концентрації носіїв заряду визначаються [54]

$$n = 2/h^3 (kT/2\pi)^{3/2} \sum_{i=1}^N m_{ei}^{3/2} \exp[-(E_{ci} - E_F/kT)] , \quad (5.31)$$

$$p = 2/h^3 (kT/2\pi)^{3/2} \sum_{j=1}^N m_{hj}^{3/2} \exp[-(E_F - E_{v0} - \Delta E_{vj}/kT)] , \quad (5.32)$$

Для сильно виродженого напівпровідника зміна концентрації носіїв заряду значно менша в порівнянні з невиродженим, що пов'язано із зменшенням ефекту п'єзоопору зі збільшенням концентрації легуючої домішки.

Причиною появи домішкових рівнів у забороненій зоні можуть бути як атоми домішок, які леговані у напівпровідник, так і різні дефекти: дислокації, порушення структури тощо. Зміна спектра електронів під час деформації напівпровідника приводить до зміщення домішкових рівнів. У випадку багатодолинної зонної структури домішковий рівень вироджений у такій же мірі, як і край зони, проте деформація у рівній мірі знімає виродження у обох. При деформаційному розщепленні зони кожний з екстремумів мов би супроводжується своїм мілким домішковим рівнем. Швидкість зміщення такого рівня відносно відповідної зони звичайно на два порядки менша, ніж швидкість зміщення країв зони і зміщення ширини забороненої зони. Швидкість зміщення глибокого рівня при деформації звичайно більша, причому, як правило, кожний із глибоких рівнів характеризується своєю швидкістю зміщення. Якщо положення домішкового рівня у зоні змінюється з тиском

$$E_i = E_{i0} + \Delta E_i , \quad (5.33)$$

де  $\Delta E_i$  - зміна енергії іонізації, то в середньому для оцінок глибоких рівнів можна вважати [54]

$$\Delta E_i \approx 1/2 \Delta E_{g(E\Phi)} . \quad (5.34)$$

Перерозподіл носіїв заряду між зміщеними рівнями у деформованому напівпровіднику і зміщення домішкових центрів, які є центрами рекомбінації, приводить до зміни рухливості неосновних носіїв заряду. Якщо тиски малі, зміна рухливості пов'язана з п'єзорезистивним ефектом. Тензорезистивний (п'єзорезистивний) ефект – це зміна електричного опору напівпровідника внаслідок дії навантаження, яке створює деформацію [28]. Опис тензорезистивного ефекту проводиться з використанням деяких понять з теорії пружності. Якщо тиски великі, залежність рухливості має

складний характер. Рухливість носіїв заряду пов'язана з його масою  $m$  співвідношенням

$$\mu = \tau q / m , \quad (5.35)$$

де  $\tau$  – середній час релаксації, який вважається незалежним від тиску. Поверхні постійної енергії електронів поблизу мінімумів у відповідних енергетичних зонах є еліпсоїди обертання з осями симетрії, які орієнтовані в кремнію по осі  $\langle 100 \rangle$ . Кожний еліпсоїд постійної енергії характеризується двома різними масами – уздовж осі еліпсоїда  $m_{\parallel}$  і перпендикулярно до неї  $m_{\perp}$ , яким відповідають різні рухливості -  $\mu_{\parallel}$  і  $\mu_{\perp}$ . Відношення рухливостей  $K$  отримало назву фактора анізотропії рухливості

$$K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel} . \quad (5.36)$$

Перерозподіл носіїв заряду між енергетичними рівнями при деформації приводить до зміни внеску цих двох компонентів у загальну рухливість по відношенню до недеформованого матеріалу. Ефективна рухливість електронів

$$\mu_n = \sum_{i=1}^N (n_{pi} / n_p) \mu_i , \quad (5.37)$$

де  $\mu_i$  – рухливість електрона в  $i$ -мінімумі уздовж напрямку струму. Величину  $\mu_i$  можна визначити через  $\mu_{\parallel}$  і  $\mu_{\perp}$ . Наприклад, в недеформованому кремнію р-типу рухливість електронів уздовж осі  $\langle 100 \rangle$  дорівнює [54]

$$\mu_{n0} = 1/3\mu_{\parallel} + 2/3\mu_{\perp} , \quad (5.38)$$

оскільки долини  $\langle 010 \rangle$  і  $\langle 001 \rangle$  мають в напрямку  $\langle 100 \rangle$  рухливість  $\mu_{\perp}$ . При дії деформації внесок різних долин змінюється. Наприклад, при одноосному стисненні кремнію уздовж осі  $\langle 100 \rangle$  рухливість описується рівнянням [54]

$$\mu_{n0} = \frac{1/3\mu_n \exp(-\Delta E_1 / kT) + 2/3\mu_{\perp} \exp(-\Delta E_2 / kT)}{\sum_{i=1}^N \exp(-\Delta E_{g(E\Phi)} / kT)} . \quad (5.39)$$

Рухливість дірок у недеформованому кремнії має вигляд

$$\mu_p = \tau q / m_M^{3/2} (m_L^{1/2} + m_T^{1/2}) , \quad (5.40)$$

де  $m_L$  і  $m_T$  ефективні маси легких і важких дірок у недеформованому кремнії. При деформації рухливість дірок дорівнює [54]

$$\begin{aligned}\mu_p &= (p_1\mu_1 + p_2\mu_2)/(p_1 + p_2) = \\ &= (\tau q m_L^{1/2} m_V^{3/2}) \frac{1 + (m_T/m_L)^{1/2} K^{3/2} \exp[(\Delta E_{v1} - \Delta E_{v2})/kT]}{1 + K^{3/2} \exp[(\Delta E_{v1} - \Delta E_{v2})/kT]} ,\end{aligned}\quad (5.41)$$

де  $p_1$  і  $p_2$  – концентрація дірок у верхній і нижній зонах, які розщепилися,  $\mu_1$  і  $\mu_2$  – відповідні рухливості,  $K = m_1/m_2$ ,  $(\Delta E_{v1} - \Delta E_{v2})$  – розщеплення вершини валентної зони.

У кремнії р-типу практично відсутня анізотропія рухливості дірок. Дія анізотропної деформації порушує симетрію поля ґратки, що приводить до зникнення виродження, тому що стеля валентної зони легких і важких дірок зміщується на різну величину у протилежних напрямках. Це, у свою чергу, викликає перерозподіл дірок між підзонами [28]. Перерозподіл концентрації легких і важких дірок внаслідок різниці їх рухливостей приводить до зміни провідності і опору. Зміна провідності описується рівнянням [54]

$$\Delta\sigma = q(\Delta p_1\mu_1 + \Delta p_2\mu_2) = q\Delta p(\mu_1 - \mu_2), \quad (5.42)$$

де  $\Delta p_1 = \Delta p_2$  – деформаційна зміна концентрації дірок у верхній і нижній зонах, які розщепилися,  $\Delta p_1 + \Delta p_2 = \Delta p$ . Відносна зміна провідності [54]

$$\Delta\sigma/\sigma_0 = \Delta p(\mu_1 - \mu_2)(p_1\mu_1 + p_2\mu_2). \quad (5.43)$$

У випадку впливу деформації (розтягуючої напруженості  $\xi_{11}$ ) на напівпровідник n-типу у напрямку  $\langle 100 \rangle$  дно зони провідності у цьому напрямку опуститься, а в напрямку  $\langle 010 \rangle$  підніметься, внаслідок чого відбудеться перерозподіл електронів між мінімумами і зміниться їх концентрація. Якщо позначити кількість електронів, які перейшли із одного мінімуму в другий через  $\Delta n$ , то вираз для провідності деформованого напівпровідника n-типу має вигляд [55]

$$\sigma_g = q[(n_0 + \Delta n)\mu_{\perp} + (n_0 + \Delta n)\mu_{\parallel}]/2 = \sigma_0 + q\Delta n(\mu_{\perp} - \mu_{\parallel})/2. \quad (5.44)$$

Оскільки  $\mu_{\parallel} < \mu_{\perp}$ , то електрична провідність деформованого напівпровідника зменшиться. Відносна зміна електропровідності

$$\Delta\sigma/\sigma_0 = (\Delta n/n_0)(\mu_{\perp} - \mu_{\parallel})/(\mu_{\perp} + \mu_{\parallel}) = (\Delta n/n_0)(K - 1)/(K + 1). \quad (5.45)$$

Отже, ефект зміни електропровідності при деформації визначається зміною концентрації електронів і анізотропією ефективних мас.

Якщо енергетичні рівні у паралельних долинах  $\langle 100 \rangle$  зросли під час дії розтягуючої напруженості  $\xi_{11}$  уздовж цього напрямку на величину  $\alpha_1 \xi_{11}$ , а в долинах, які розташовані уздовж осі  $\langle 010 \rangle$  зменшились на величину  $\alpha_2 \xi_{11}$ , то відношення кількості електронів у двох типах долин у відповідності до закону Больцмана для слаболегованих напівпровідників дорівнює [54]

$$\begin{aligned} n_{\langle 010 \rangle} / n_{\langle 100 \rangle} &= \exp[(E_0 + \alpha_1 \xi_{11}) / (RT)] / \exp[(E_0 - \alpha_2 \xi_{11}) / (RT)] = \\ &= \exp[(\alpha_1 + \alpha_2) \xi_{11} / (RT)] , \end{aligned} \quad (5.46)$$

де  $E_0$  – енергетичний рівень при  $\xi_{11} = 0$ ,  $R = 2$  кал/моль/°К – газова стала,  $T$  – абсолютна температура. Загальна кількість електронів у долині залишається постійною і визначається [54]

$$n_0 = 2n_{\langle 100 \rangle} + 4n_{\langle 010 \rangle} , \quad (5.47)$$

тоді електропровідність можна записати у вигляді

$$\sigma = q(2n_{\langle 100 \rangle} + 4n_{\langle 010 \rangle}) . \quad (5.48)$$

Розв'язок рівнянь (5.46) – (5.48) дозволяє отримати значення [56]

$$\rho = 1 / \sigma \left( 1 + 2 \exp[(\alpha_1 + \alpha_2) \xi_{11} / (RT)] \right) / n_0 q \left[ \mu_{\parallel} + 2 \mu_{\perp} \exp[(\alpha_1 + \alpha_2) \xi_{11} / (RT)] \right] . \quad (5.49)$$

Відносна зміна опору під дією напруженості  $\xi_{11}$  визначається [54]

$$\Delta \rho / \rho_0 = \frac{2/3(\mu_{\perp} - \mu_{\parallel})(1 - \exp[(\alpha_1 + \alpha_2) \xi_{11} / (RT)])}{\left[ \mu_{\parallel} + 2 \mu_{\perp} \exp[(\alpha_1 + \alpha_2) \xi_{11} / (RT)] \right]} . \quad (5.50)$$

За умови анізотропії електропровідності, яка виникає під дією одноосного розтягу або стиснення, зв'язок між напруженістю поля і густиною струму описується системою рівнянь [55]

$$\begin{aligned} E_1 / \rho_0 &= j_1 [1 + \Pi_{11} \xi_{11} + \Pi_{12} (\xi_{22} + \xi_{33})] + \Pi_{44} (j_2 \xi_{12} + j_3 \xi_{13}), \\ E_2 / \rho_0 &= j_2 [1 + \Pi_{11} \xi_{22} + \Pi_{12} (\xi_{11} + \xi_{33})] + \Pi_{44} (j_1 \xi_{12} + j_3 \xi_{23}), \\ E_3 / \rho_0 &= j_3 [1 + \Pi_{11} \xi_{33} + \Pi_{12} (\xi_{11} + \xi_{22})] + \Pi_{44} (j_1 \xi_{12} + j_2 \xi_{13}), \end{aligned} \quad (5.51)$$

де  $\rho_0$  – питомий опір матеріалу при  $\xi = 0$ . Для випадку, коли  $\xi_{11} = 0$ ,

$$\rho_0 = 3 / [n_0 q (\mu_{\parallel} + 2\mu_{\perp})] , \quad (5.52)$$

$E_1, E_2, E_3$  – компоненти вектора напруженості електричного поля,  $j_1, j_2, j_3$  – компоненти вектора густини струму,  $\xi_{11}, \xi_{22}, \xi_{33}$  – нормальні компоненти напруги,  $\xi_{12}, \xi_{23}, \xi_{13}$  – зсувові компоненти напруги (позначки 1, 2, 3 відповідають кристалографічним осям OX1, OX2, OX3),  $\Pi_{11}, \Pi_{12}, \Pi_{44}$  – коефіцієнти п'єзоопору, тобто коефіцієнти пропорційності між зміною питомого опору і деформацією, які залежать від властивостей матеріалу, таких як тип провідності, питомий опір, температура тощо.

Якщо електричне поле  $E$ , густина струму і механічна напруга  $\xi$  мають напрямок уздовж однієї осі, то [54]

$$E / \rho_0 = j(1 + \Pi_1 \xi) , \quad (5.53)$$

де  $\Pi_1$  – повздовжній коефіцієнт п'єзоопору, який залежить від кристалографічного напрямку у матеріалі. Коефіцієнт  $\Pi_1$  для кубічних кристалів має вигляд [54]

$$\Pi_1 = \Pi_{11} + 2(\Pi_{44} + \Pi_{12} - \Pi_{11})(l^2 m^2 + l^2 n^2 + m^2 n^2) , \quad (5.54)$$

де  $l, m, n$  – направляючі косинуси кутів між напрямком деформації і осями OX1, OX2, OX3, відповідно. Повздовжній опір з повздовжньою напругою  $\xi$

$$E / j = \rho_0 + \Delta\rho , \quad (5.55)$$

тоді зміна опору з напругою  $\xi$

$$\Delta\rho / \rho_0 = \Pi_1 \xi . \quad (5.56)$$

Визначивши у (5.56) прикладену механічну напругу  $\xi$  через відносну деформацію  $\varepsilon$  і модуль Юнга  $E_1$ , отримаємо [54]

$$\Delta\rho / \rho_0 = \Pi_1 E_1 \varepsilon = m_1 \varepsilon , \quad (5.57)$$

де  $m_1 = \Pi_1 E_1$  – коефіцієнт еластоопору, який залежить від кристалографічних напрямків, температури і деформації. Величина модуля Юнга  $E_1$  залежить від кристалографічного напрямку

$$1 / E_1 = S_{11} + (S_{44} + 2S_{12} - 2S_{11})(l^2 m^2 + l^2 n^2 + m^2 n^2) , \quad (5.58)$$

де  $S_{11}, S_{12}, S_{44}$  – модулі пружності, які пов’язані з пружними сталими кубічного кристалу відношеннями [54]

$$\begin{aligned} C_{11} &= (S_{11} + S_{12}) / [(S_{11} - S_{12})(S_{11} + 2S_{12})], \\ C_{12} &= -S_{12} / [(S_{11} - S_{12})(S_{11} + 2S_{12})], \\ C_{44} &= 1 / S_{44}. \end{aligned} \quad (5.59)$$

У кремнію n-типу найбільший тензоефект має місце в напрямку  $\langle 100 \rangle$ , а кремнію p-типу – у напрямку  $\langle 111 \rangle$ .

Наведені вище твердження і висновки є основою розрахунків впливу тиску на конкретні напівпровідникові пристрої, оскільки основними факторами, які викликають зміну характеристик приладів під тиском, є зміщення енергетичних рівнів напівпровідника, зміна ефективних мас, часу життя і рухливості носіїв заряду. До характеристик напівпровідникових приладів, які залежить від тиску, можна віднести вольт-амперні характеристики p-n переходів, транзисторів, їх ємність, напругу пробою, коефіцієнт підсилення транзисторів тощо. Слід відзначити, що існує два діапазони тисків, які визначають характер змін параметрів напівпровідникових приладів [55]. Це великі тиски, при яких  $\Delta E_{g(E\Phi)} > kT$ , і малі тиски, коли  $\Delta E_{g(E\Phi)} < kT$  ( $\Delta E_{g(E\Phi)}$  – зміна ширини забороненої зони,  $kT$  – теплова енергія). При великих тисках відбувається розщеплення зон, перерозподіл між екстремумами носіїв заряду. В цьому випадку головним фактором, який змінює параметри напівпровідника, є деформаційна зміна ширини забороненої зони. Якщо тиски малі, значний внесок у зміну струму, який проходить через напівпровідник, вносить зміна ефективних мас, часу життя і рухливості носіїв заряду від тиску. Іноді вагомий внесок може давати зміщення домішкових рівнів під дією тиску, якщо рекомбінація і генерація носіїв заряду на цих рівнях або тунелювання через них суттєво впливають на струм.

## 5.2. Розрахунок функції перетворення частотного перетворювача тиску з тензорезистором

Електрична схема тензочутливого перетворювача подана на рис.5.1. Вона складається з біполярного та польового транзисторів, в коло позитивного зворотного зв’язку якого включений тензорезистор. Деформація діє на тензорезистор, опір якого змінюється, що приводить до зміни ємнісної складової повного опору на електродах колектор-стік транзисторів, а це викликає зміну частоти генерації. Таким чином, частота генерації пов’язана з деформацією.

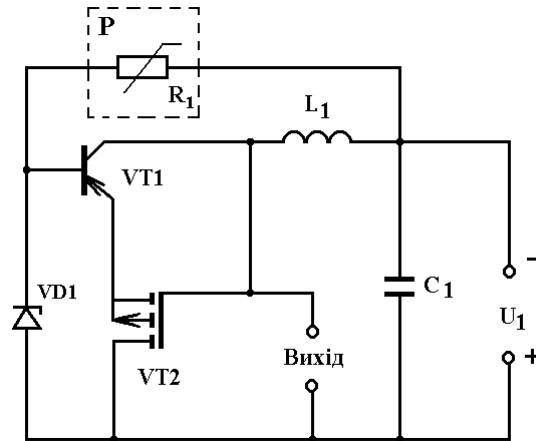


Рис.5.1. Електрична схема тензочутливого перетворювача

Перетворення вимірюваної деформації у зміну електричного опору здійснюється у чутливому елементі тензорезистора за рахунок тензорезистивного ефекту, як в провідникових, так і напівпровідникових матеріалах [54-57]. Розглянемо фізичний механізм при деформації і основні залежності для провідникових тензорезисторів. Електричний опір матеріалу змінюється в процесі деформації як за рахунок зміни його геометричних розмірів, так і за рахунок зміни його питомого опору. У випадку прикладання напруженості (наприклад, розтягання) відносна зміна опору  $dR/R$  елемента довжиною  $l$  з питомим опором  $\rho$  і коефіцієнтом Пуассона  $\mu$  буде [57]

$$\frac{dR}{R} = (1 + 2\mu) \frac{dl}{l} + \frac{d\rho}{\rho} . \quad (5.60)$$

В рівнянні (5.60) перший член визначає зміну геометричних розмірів тіла, а другий - зміну питомого опору. Коефіцієнт Пуассона  $\mu \leq 0,5$  і зміна опору за рахунок геометрії не перевищує  $2dl/l$ . Зміна опору залежить від структури і властивостей матеріалу і в деяких випадках може бути на два порядки більшою, ніж зміна за рахунок геометрії.

Експериментальні та теоретичні дослідження впливу деформації на різноманітні матеріали показали, що опір тіла змінюється за рахунок таких причин [57]: зміна взаємодії між електронами і пружними хвилями в кристалічній ґратці у зв'язку з тим, що деформація змінює порядок кристалічної ґратки, а також змінює амплітуду коливань атомів навколо їх нормальних станів, що приводить до зміни довжини вільного пробігу електронів і їх рухливості; зміна енергії Фермі, що викликає зміну кількості електронів, які визначають процеси провідності з енергіями близькими до енергії Фермі; зміна зонної структури за рахунок перекриття або зближення різних енергетичних зон; виникнення певних кристалічних модифікацій.

При дослідженні зміни опору різноманітних матеріалів при високих тисках в роботі [57] встановлено, що у більшості провідникових матеріалів (металів і сплавів) змінюється опір внаслідок зміни розсіювання і рухливості електронів. Такі метали і сплави отримали назву нормальних. На основі

зонної теорії твердих тіл проведено теоретичний розрахунок залежності питомого опору нормальних металів від зміни їх об'єму при всебічному стисненні при врахуванні тільки рухливості електронів. В цьому випадку при температурах, більших за характеристичну [57]

$$\frac{d\rho/\rho}{dv/v} = 2\gamma, \quad (5.61)$$

де  $\gamma$  – стала Грюнайзена. У випадку лінійної деформації ізотропного тіла, для якого виконується умова [57]

$$\frac{dl}{l} = \frac{dv}{v(1-2\mu)}, \quad (5.62)$$

приріст питомого опору визначається [57]

$$\frac{d\rho}{\rho} = 2\gamma(1-2\mu)\frac{dl}{l}. \quad (5.63)$$

Якщо позначити

$$m = 2\gamma(1-2\mu), \quad (5.64)$$

то

$$\frac{d\rho}{\rho} = m\frac{dl}{l}, \quad (5.65)$$

де  $m$  – стала, яку можна визначити через сталу Бріджмена, яка при всебічному стисненні, має вигляд

$$C_B = \frac{dR}{R} / \frac{dv}{v} = \frac{d\rho}{\rho} / \frac{dv}{v} - \frac{1}{3}. \quad (5.66)$$

Тоді з врахуванням (5.62) для ізотропного матеріалу стала  $m$  визначається

$$m = (C_B + 1/3)(1-2\mu). \quad (5.67)$$

Слід зазначити, що при деформації нормальних металів змінюється енергія Фермі, що приводить до зміни кількості електронів в зоні провідності. Проте вважаємо, що зміна опору у цьому випадку незначна за рахунок великої концентрації електронів у зоні провідності ( $10^{22}$  см<sup>-3</sup>) і значної величини енергії Фермі (3-5 еВ). Експериментальні дослідження [57,58] показали, що приріст опору для різноманітних металів і сплавів від деформації змінюється лінійно в області пружного розтягнення, при цьому стала  $m$  не залежить від деформації в достатньо широких межах. Тому рівняння (5.60) набуває вигляду

$$\frac{dR}{R} = K_{nep} \frac{dl}{l}, \quad (5.68)$$

де  $K_{nep} = (1 + 2\mu + m)$ . Для нормальних металів і сплавів у пружній області деформації  $K_{nep}$  набуває значення від 0,6 до 5,5 [57]. У відносно невеликому діапазоні деформацій  $K_{nep}$  можна вважати незалежним від деформації для нормальних провідникових матеріалів, тому рівняння (5.68) при незмінності  $\rho$  у кожній точці чутливого елемента тензорезистора набуває вигляду [57]



$$\int \frac{dR}{R} = K_{nep} \int \frac{dl}{l} . \quad (5.69)$$

Під час проведення вимірювань деформації за допомогою тензорезистора, вихідний сигнал якого визначається як приріст опору, викликаного деформацією, до його початкового значення опору, тобто  $dR/R = f(\varepsilon)$ , де  $\varepsilon$  - величина деформації. Тоді за початковий опір приймається значення опору, яке відповідає початковій деформації. Тобто, рівняння (5.69) можна подати у вигляді визначених інтегралів

$$\int_{R_n}^{R_K} \frac{dR}{R} = K_{nep} \int_{l_n}^{l_K} \frac{dl}{l} , \quad (5.70)$$

де  $R_n$  – початковий опір тензорезистора,  $l_n$  – відповідна йому початкова довжина чутливого елемента тензорезистора,  $R_K$  і  $l_K$  – опір і довжина елемента після деформації. Інтеграл у правій частині рівняння (5.70) є істинним (логарифмічним) значенням деформації чутливого елемента тензорезистора  $\bar{\varepsilon}$ . При врахуванні цього зауваження і, інтегруючи ліву частину, отримаємо [57]

$$\ln \left( \frac{R_K}{R_n} + 1 \right) = K_{nep} \bar{\varepsilon} , \quad (5.71)$$

або 
$$\ln \left( \frac{\Delta R}{R_n} + 1 \right) = K_{nep} \bar{\varepsilon} , \quad (5.72)$$

де  $\Delta R = R_K - R_n$ . Вираз (5.72) після нескладних перетворень можна записати у вигляді [57]

$$\frac{\Delta R}{R_n} = \exp(K_{nep} \bar{\varepsilon}) - 1 . \quad (5.73)$$

Рівняння (5.73) є істинним рівнянням перетворення відносної лінійної деформації чутливого елемента у відносну зміну його опору. В загальному вигляді це рівняння є нелінійною функцією і тільки при певних значеннях  $\bar{\varepsilon} K_{nep}$  можна використовувати наближену лінійну функцію перетворення

$$\frac{\Delta R}{R_n} = K_{nep} \bar{\varepsilon} . \quad (5.74)$$

Межу зміни функції перетворення на наближену лінійну функцію можна визначити використовуючи перші три члени ряду при розкладенні  $\exp(K_{nep} \bar{\varepsilon})$ , оцінкою похибки наближених розрахунків

$$|K_{nep} \bar{\varepsilon}| \leq 2\delta , \quad (5.75)$$

де  $\delta$  – допустима відносна похибка за рахунок нелінійності, яка визначається як  $\Delta = \pm K_{nep} \bar{\varepsilon} / 3$ .

Перейдемо до розгляду впливу деформації на електрофізичні параметри напівпровідникового тензорезистора. При деформації напівпровід-

ника змінюється відстань між атомами і структура енергетичних зон. Це приводить до зсуву дна зони провідності  $E_C$  і вершини валентної зони  $E_V$ , а також до зміни ефективної щільності квантових станів біля вершини валентної зони  $N_V$ . В деформованому напівпровіднику за рахунок цього змінюється концентрація електронів  $n'$  і концентрація дірок [16]

$$n' = N'_C e^{\frac{E_C - E_F}{kT}}, \quad (5.76)$$

$$p' = N'_V e^{\frac{E_F - E'_V}{kT}}, \quad (5.77)$$

де  $N'_C, N'_V$  – ефективні щільності квантових станів у деформованому напівпровіднику,  $E_F$  – енергетичний рівень Фермі,  $k$  – стала Больцмана,  $T$  – температура. У рівняннях (5.76) і (5.77) дві змінні замінимо однією, яка залежить від деформації [26]

$$n' = N_C e^{\frac{E_{C(E\Phi)} - E_F}{kT}}, \quad (5.78)$$

$$p' = N_V e^{\frac{E_F - E_{V(E\Phi)}}{kT}}, \quad (5.79)$$

де

$$N_C = 2 \left( \frac{2\pi m_C kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (5.80)$$

$$N_V = 2 \left( \frac{2\pi m_V kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (5.81)$$

де  $m_C$  – ефективна маса електронів у зоні провідності,  $m_V$  – ефективна маса дірок у валентній зоні,  $E_{C(E\Phi)}$  – ефективна енергія дна зони провідності,  $E_{V(E\Phi)}$  – ефективна енергія вершини валентної зони,  $h$  – стала Планка. Поділимо співвідношення (5.76) на (5.78) і (5.77) на (5.79), тоді отримаємо [16]

$$E_{C(E\Phi)} = E'_C + kT \ln(N_C / N'_C), \quad (5.82)$$

$$E_{V(E\Phi)} = E'_V - kT \ln(N_V / N'_V). \quad (5.83)$$

Використання  $E_{C(E\Phi)}$  і  $E_{V(E\Phi)}$  дозволяє замінити зміну двох параметрів на зміну тільки одного у виразах (5.76) і (5.77). Коли відсутня деформація напівпровідника, то  $E_{V(E\Phi)} = E_V$  і  $E_{C(E\Phi)} = E_C$ . При деформації напівпровідника ефективна ширина забороненої зони дорівнює

$$E_{g(E\Phi)} = E_{C(E\Phi)} - E_{V(E\Phi)} = E_g + \Delta E_{g(E\Phi)}, \quad (5.84)$$

де  $E_g$  – ширина забороненої зони у недеформованому напівпровіднику,  $\Delta E_{g(E\Phi)}$  – її ефективна зміна в процесі деформації. При підстановці (5.82) і (5.83) у (5.84) отримаємо [26]

$$\Delta E_{g(E\Phi)} = \Delta E_g + kT \ln \left( \frac{N_C N_V}{N'_C N'_V} \right), \quad (5.85)$$

де  $\Delta E_g = E'_g - E_g = (E'_C - E_C) - (E'_V - E_V)$  – дійсна зміна ширини забороненої зони. Використання рівняння (5.84) дозволяє визначити концентрацію електронів і дірок у недеформованому напівпровіднику. Згідно з законом діючих мас, можна записати [26]

$$(n'_i)^2 = n'_p p' = N_C N_V e^{-\frac{E_g(E\Phi)}{kT}} = N_C N_V e^{-\frac{E_g}{kT}} e^{-\frac{\Delta E_g(E\Phi)}{kT}} = n_i^2 e^{-\frac{\Delta E_g(E\Phi)}{kT}}, \quad (5.86)$$

де  $n'_i$  і  $n_i$  – концентрації електронів у бездомішковому напівпровіднику у деформованому і недеформованому станах. В напівпровіднику р-типу, коли іонізовані всі домішкові атоми ( $p'_p = N_a$ ), деформація майже не змінює концентрацію основних носіїв заряду, тобто  $p'_p = p_p$ . В цьому випадку концентрація неосновних носіїв заряду, згідно з (5.86), визначається

$$n'_p = \frac{n_i^2}{N_a} e^{-\frac{\Delta E_g(E\Phi)}{kT}} = n_p e^{-\frac{\Delta E_g(E\Phi)}{kT}}. \quad (5.87)$$

Ефективна ширина забороненої зони залежить від виду деформації. Дія всебічного стиснення симетрію кристала не змінює, що відповідає дуже малій зміні  $N_C$  і  $N_V$ , а це означає, що  $\Delta E_{g(E\Phi)} = \Delta E_g$ , тобто ефективна зміна ширини забороненої зони відповідає її дійсній зміні. Деформацію одноосного розтягу або стиснення кристалу можна подати як суму деформації всебічного стиснення і чистого зсуву. За малих механічних напруг зміна ефективної ширини забороненої зони повністю визначається всебічним стисненням [3]. Коефіцієнт  $m$  у виразі (5.64) є коефіцієнтом тензочутливості, який характеризує зміну опору в процесі деформації. Величина цього значення залежить від типу провідності напівпровідника і напрямку деформації. Для германієвих тензорезисторів використовується напрям кристалографічної осі  $\langle 111 \rangle$ , в якому  $m$  набуває великі значення для р і п типу провідності. Для кремнієвих тензорезисторів р-типу використовується напрям  $\langle 111 \rangle$ , а для п-типу напрям  $\langle 100 \rangle$ , в яких  $m$  набуває великі значення.

Таким чином, при використанні виразу (5.87) опір напівпровідникового тензорезистора при всебічному стисненні визначається рівнянням

$$R' = \frac{l}{q \mu_n S n_p} \exp\left(\frac{\Delta E_{g(E\Phi)}}{kT}\right), \quad (5.88)$$

де  $q$  – заряд електрона,  $\mu_n$  – рухливість електронів,  $S$  – площа перерізу тензорезистора,  $n_p$  – концентрація неосновних носіїв зарядів (електронів) в тензорезисторі з дірковим типом провідності,  $l$  – довжина тензорезистора.

На рис.5.2 подана теоретична і експериментальна залежності вольт-амперної характеристики перетворювача тиску. Як видно із графіка, в інтервалі від 3,4 В до 6,2 В існує спадаюча ділянка, що підтверджує можливість створення генератора електричних коливань, в коливальному контурі якого втрата енергії компенсується за рахунок від'ємного опору.

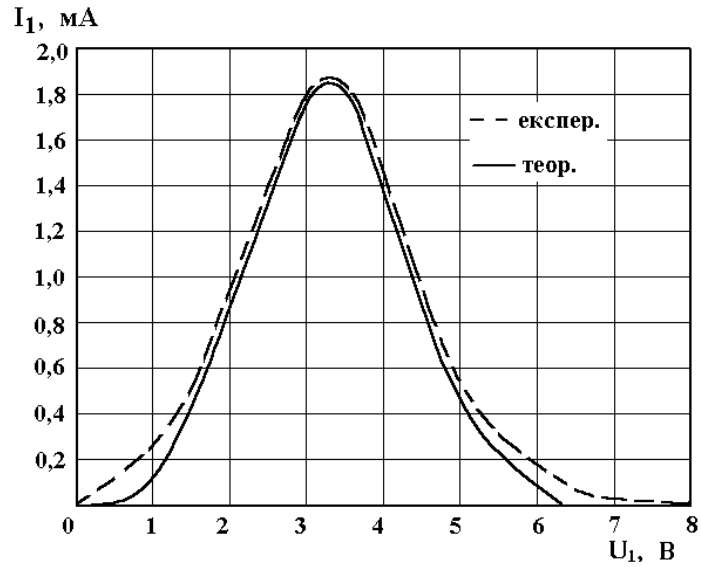


Рис.5.2. Теоретична і експериментальна залежності  
вольт-амперної характеристики перетворювача тиску

Функція перетворення, яка визначає залежність частоти генерації від деформації, розраховується на основі повного опору на електродах колектор-стік біполярного і польового транзисторів (рис.5.1). Еквівалентна схема тензочутливого перетворювача подана на рис.5.3. Для зручності розрахунків подамо її у вигляді, зображеному на рис.5.4. Згідно з напрямками контурних струмів, складалася система рівнянь Кірхгофа

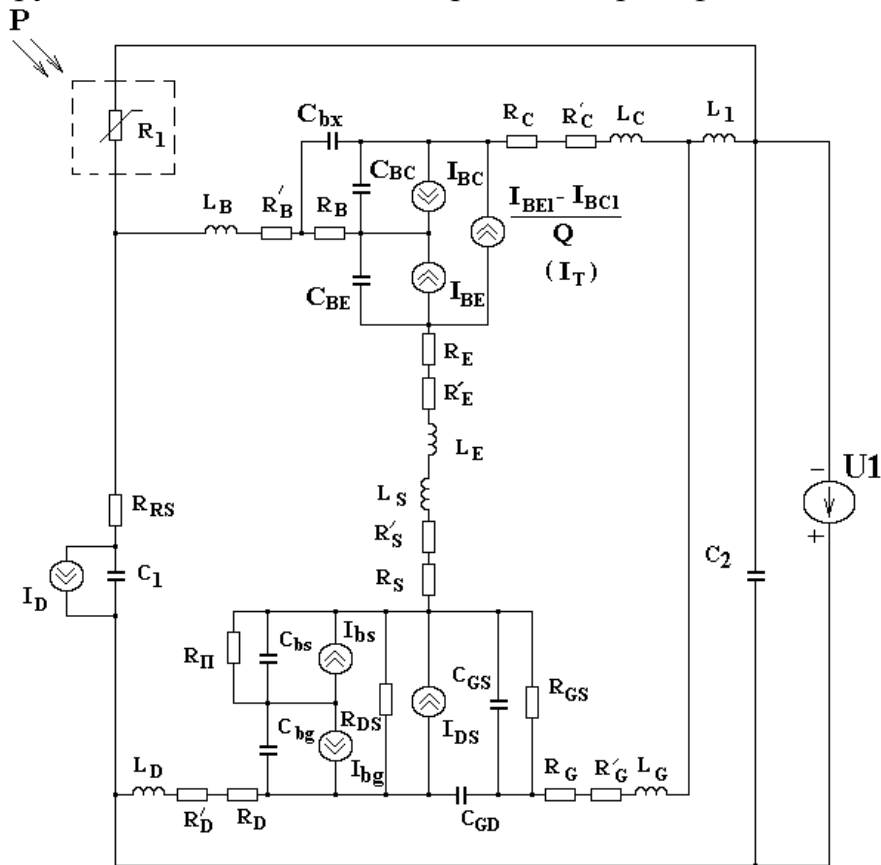


Рис.5.3. Еквівалентна схема тензочутливого перетворювача

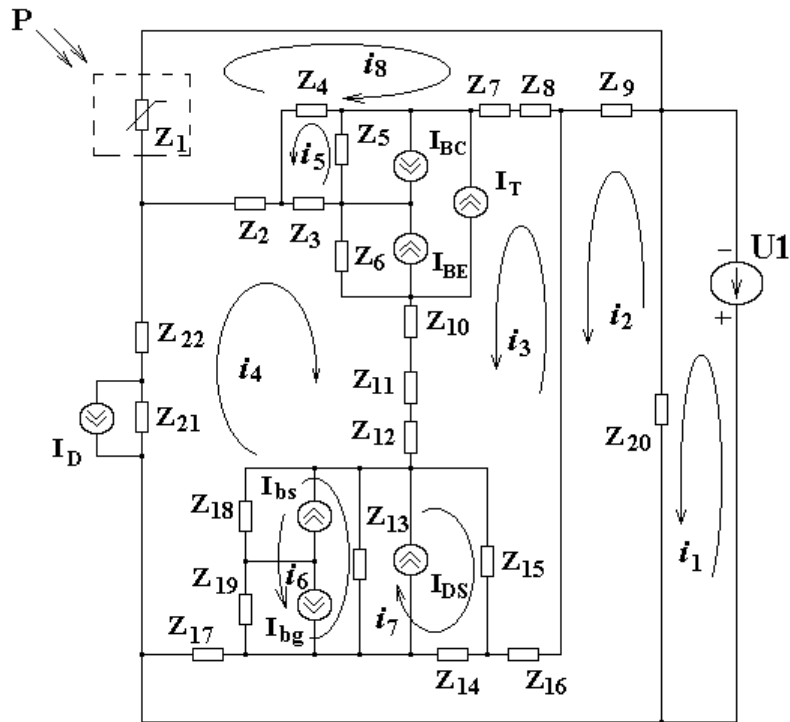


Рис.5.4. Перетворена еквівалентна схема

Система рівнянь Кірхгофа розв'язується за допомогою персонального комп'ютера типу Pentium в середовищі пакету "Mathlab 5.2". Реактивна складова повного опору має ємнісний характер, тому підключення зовнішньої індуктивності до електродів колектор-стік дозволяє створити генератор електричних коливань, в контурі якого втрати енергії компенсуються від'ємним опором активної складової повного опору.

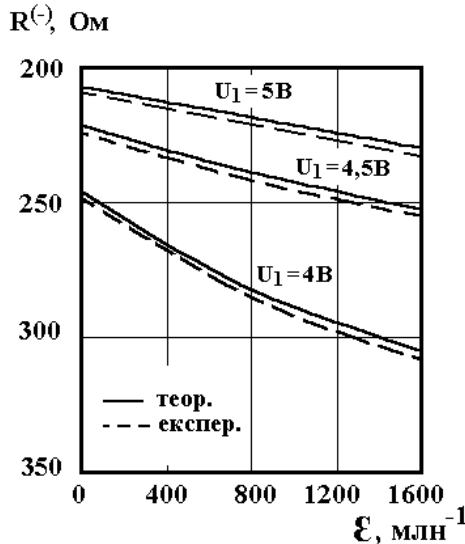


Рис.5.5. Залежність активної складової повного опору від деформації

На рис.5.5 подана залежність активної складової від деформації розтягу напівпровідникового тензорезистора типу КМ1-5. Як видно із графіка, найбільшу зміну активна складова набуває з напругою живлення 4 В. За-

лежність реактивної складової від деформації розтягу подано на рис.5.6. Аналіз графіка показує, що реактивна складова зменшується від 3382 Ом до 2253 Ом зі зростанням деформації від 0 млн<sup>-1</sup> до 1600 млн<sup>-1</sup>.

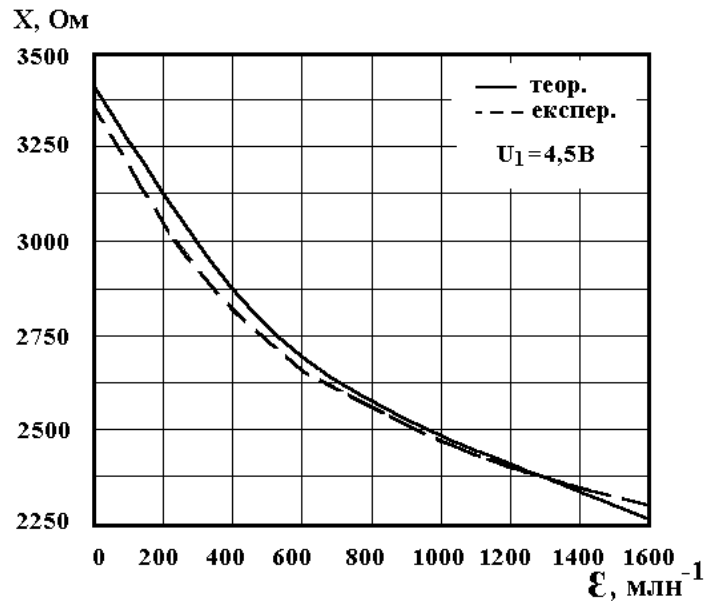


Рис.5.6. Залежність реактивної складової повного опору від деформації розтягу

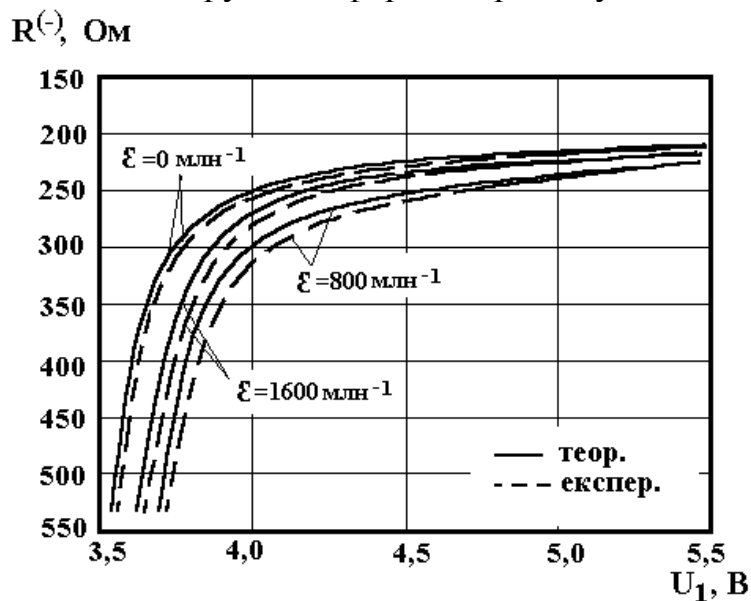


Рис.5.7. Теоретичні і експериментальні залежності активної складової від напруги живлення

На рис.5.7 подана залежність активної складової від напруги живлення з різними значеннями деформації. Як видно із графіка, в діапазоні напруг від 3,6 В до 4,2 В існує різке зменшення активної складової від напруги, подальше зростання напруги від 4,2 В до 5,5 В приводить до незначного, майже лінійного зменшення активної складової. Реактивна складова має нелінійне зменшення із збільшенням напруги живлення до 5,5 В (рис.5.8).

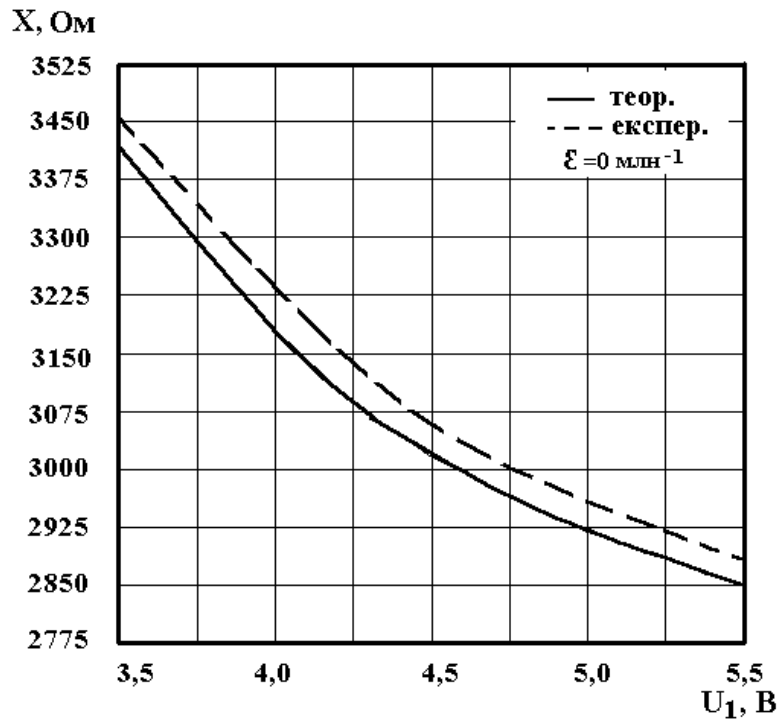


Рис.5.8. Теоретична і експериментальна залежність реактивної складової від напруги живлення

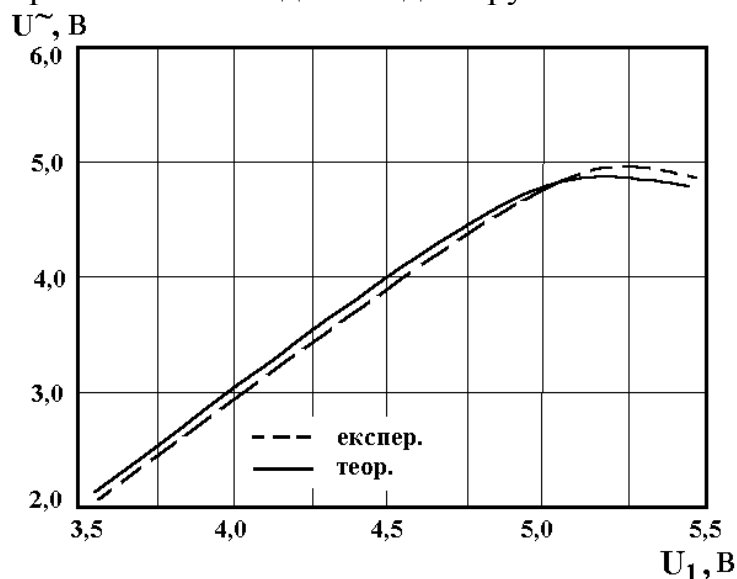


Рис.5.9. Залежність вихідної напруги від напруги живлення

Вихідна змінна напруга майже лінійно зростає із зростанням напруги живлення (рис.5.9). Функція перетворення для частотного перетворювача тиску у загальному вигляді описується рівнянням

$$F_0 = \left\{ 2\pi [LC_{ekv}(\varepsilon)]^{1/2} \right\}^{-1}, \quad (5.89)$$

де  $L$  – зовнішня індуктивність контуру,  $C_{ekv}(\varepsilon)$  – еквівалентна ємність контуру, яка залежить від тиску. Чутливість перетворювача тиску визначається на основі (5.89)

$$S_{\varepsilon}^{F_0} = \frac{\varepsilon}{F} \cdot \frac{dF_0}{d\varepsilon} = -\frac{1}{2} \left( \frac{\varepsilon}{C_{ekv}(\varepsilon)} \right) \cdot \frac{dC_{ekv}(\varepsilon)}{d\varepsilon} . \quad (5.90)$$

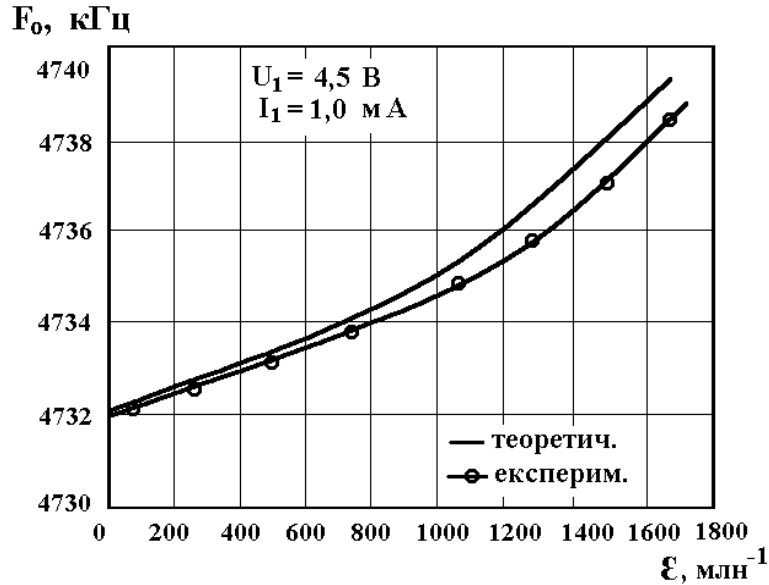


Рис.5.10. Теоретична та експериментальна залежність частоти генерації від деформації розтягу для тензорезистора типу ФПК1-3-400

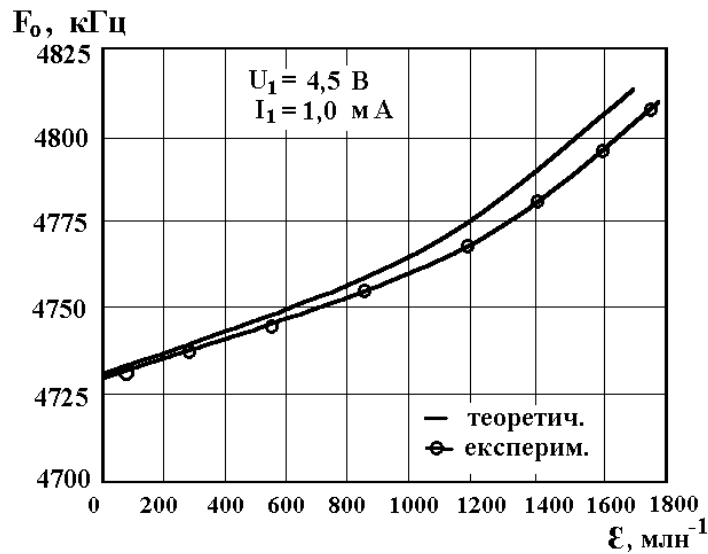


Рис.5.11. Теоретична та експериментальна залежність частоти генерації від деформації розтягу для тензорезистора типу КМ1-5

На рис.5.10 подана теоретична та експериментальна залежність частоти генерації від деформації розтягу для тензорезистора типу ФПК1-3-400. Як показують розрахунки згідно (5.90), чутливість цього тензорезистора при деформації 600 млн<sup>-1</sup> складає  $-0,32 \cdot 10^{-3}$ . Теоретичні і експериментальні залежності функції перетворення для напівпровідникового тензорезистора типу КМ1-5 подані на рис.5.11. Чутливість для напівпровідникового тензорезистора з тими ж параметрами вимірювання складає  $-3,97 \cdot 10^{-3}$ . Порівняння чутливості провідникового і напівпровідникового тензорезисторів показує, що чутливість останнього на порядок вища.



### 5.3. Розрахунок функції перетворення і чутливості перетворювача тиску з тензочутливим діодним елементом

Електрична схема перетворювача подана на рис.5.12. Вона складається із біполярного і польового транзисторів. Тензочутливим елементом є напівпровідниковий діод, який включено в коло колектор біполярного і затвор польового транзисторів паралельно опору  $R_2$ .

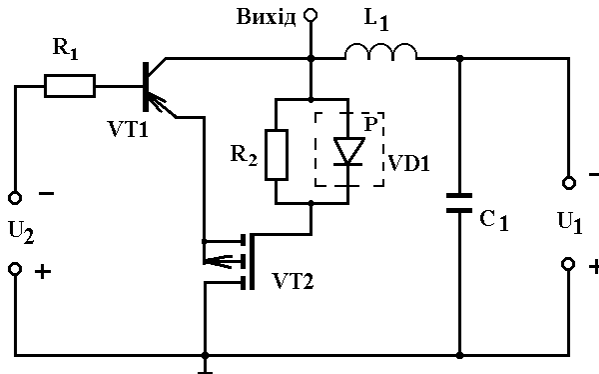


Рис.5.12. Електрична схема перетворювача тиску з тензочутливим діодним елементом

На рис.5.13 подана вольт-амперна характеристика перетворювача тиску. Як видно із графіка, ділянка від'ємного опору існує від 1,3 В до 6,1 В з напругою керування 2 В і її діапазон регулюється зміною напруги керування  $U_2$ , що дозволяє створити генератор електричних коливань.

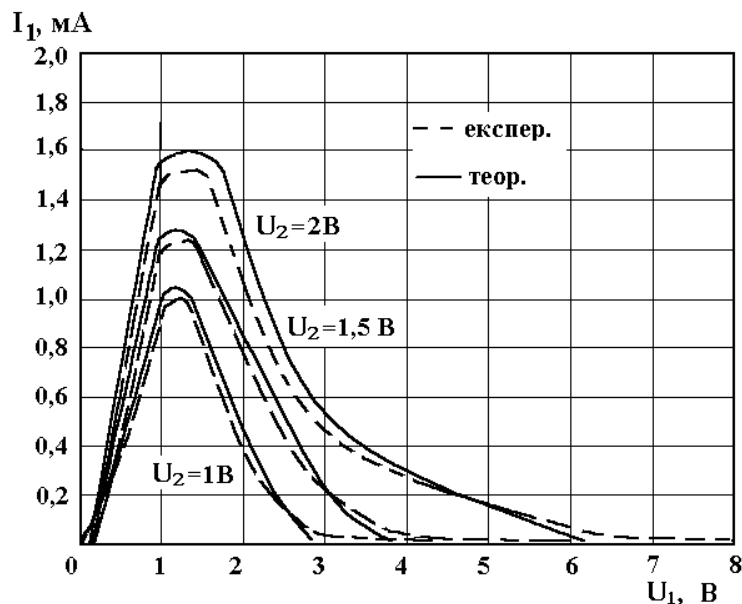


Рис.5.13. Теоретичні та експериментальні залежності вольт-амперної характеристики перетворювача тиску

Перед тим як перейти до розрахунків функції перетворення і чутливості перетворювача необхідно розглянути фізичний механізм дії тиску на напівпровідниковий діод. Як показують теоретичні і експериментальні до-

слідження [30, 51, 8], тиск діє на струм насичення, що визначає роботу діода у зворотному напрямку. В домішкових напівпровідниках вважається, що час життя носіїв заряду не залежить від дії тиску, отже від тиску залежать рухливість і концентрація неосновних носіїв заряду. В частотних перетворювачах від дії тиску залежить величина бар'єрної ємності і зворотний опір напівпровідникового діода. Бар'єрна ємність визначається на основі розв'язку рівняння Пуассона для р- і n-областей напівпровідникового діода.

Значення бар'єрної ємності для різкого р-n переходу має вигляд

$$C_{\bar{\sigma}} = S \left( \frac{q \epsilon \epsilon_0 N_d N_a}{2(\varphi_k + U)(N_a + N_d)} \right)^{1/2}, \quad (5.91)$$

де  $S$  – площа р-n переходу,  $U$  – зворотна напруга на р-n переході. Для отримання максимальної тензочутливості необхідно, щоб ширина забороненої зони  $E_g$  і рухливість  $\mu$  змінювались узгоджено відносно струму, тобто якщо  $E_g$  зростає, то  $\mu$  повинно зменшуватись. Ця умова виконується в р-n<sup>+</sup> переході, тому його тензочутливість буде більшою ніж у р<sup>+</sup>-n за рахунок того, що  $\mu_p$  в n-області зростає. При використанні германію в якості базового матеріалу площа р-n переходу повинна збігатися з площиною <111>.

Отже при використанні германієвого р-n<sup>+</sup> переходу вираз (5.91) можна спростити за рахунок того, що  $N_d \gg N_a$ , в цьому випадку

$$C_{\bar{\sigma}} = S \left( \frac{q \epsilon \epsilon_0 N_a}{2(\varphi_k + U)} \right)^{1/2}. \quad (5.92)$$

Еквівалентна схема р-n<sup>+</sup> переходу складається із паралельного з'єднання бар'єрної ємності і зворотного опору, значення яких залежать від тиску, тому перейдемо до визначення цих залежностей. Для цього скористаємося формулою [16]:

$$N_a = p_p = \frac{n_i^2}{n_p} = \frac{N_c N_v \exp(-E_g / kT)}{n_p}, \quad (5.93)$$

де  $N_c$  – ефективна щільність квантових станів на енергетичному рівні дна зони провідності,  $N_v$  – ефективна щільність квантових станів на енергетичному рівні стелі валентної зони,  $n_p$  – концентрація неосновних носіїв заряду, тобто електронів в р-області,  $k$  – стала Больцмана,  $T$  – температура. З врахуванням (5.93) вираз (5.92) набуває вигляду

$$C_{\bar{o}} = S \left( \frac{\varepsilon \varepsilon_o \cdot q N_c N_v \exp(-E_g / kT)}{2n_p (\varphi_k + U)} \right)^{1/2}, \quad (5.94)$$

а зворотний опір

$$R_3 = \frac{U}{I_{нас}} = \frac{U(\tau_n^{1/2}) p_p \exp(E_g / kT)}{S(qkT \mu_n)^{1/2} N_c N_v}, \quad (5.95)$$

де  $U$  – зворотна напруга, яка прикладена до р-n<sup>+</sup> переходу. Залежність бар'єрної ємності до тиску визначається за формулою:

$$\frac{\partial C_{\bar{o}}}{\partial p} = \frac{\partial C_{\bar{o}}}{\partial N_c} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} + \frac{\partial C_{\bar{o}}}{\partial N_v} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p} + \frac{\partial C_{\bar{o}}}{\partial E_g} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} + \frac{\partial C_{\bar{o}}}{\partial \varphi_k} \cdot \frac{\partial \varphi_k}{\partial p}. \quad (5.96)$$

Визначимо кожен складову виразу (5.96), отже:

$$\frac{\partial C_{\bar{o}}}{\partial N_c} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} = \left( \frac{\varepsilon \varepsilon_o \cdot q N_v \exp(-E_g / kT)}{2n_p (\varphi_k + U)} \right)^{1/2} \frac{S}{2N_c^{1/2}} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p}, \quad (5.97)$$

$$\frac{\partial C_{\bar{o}}}{\partial N_v} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p} = \left( \frac{\varepsilon \varepsilon_o \cdot q N_c \exp(-E_g / kT)}{2n_p (\varphi_k + U)} \right)^{1/2} \frac{S}{2N_v^{1/2}} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p}, \quad (5.98)$$

$$\frac{\partial C_{\bar{o}}}{\partial E_g} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} = \left( \frac{\varepsilon \varepsilon_o \cdot q N_c N_v \exp(-E_g / kT)}{2n_p (\varphi_k + U)} \right)^{1/2} \left( -\frac{S}{2kT} \right) \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p}, \quad (5.99)$$

$$\frac{\partial C_{\bar{o}}}{\partial \varphi_k} \cdot \frac{\partial \varphi_k}{\partial p} = \left( \frac{\varepsilon \varepsilon_o \cdot q N_c N_v \exp(-E_g / kT)}{2n_p} \right)^{1/2} \left( -\frac{S}{2} \right) (\varphi_k + U)^{-3/2} \cdot \frac{\partial \varphi_k}{\partial p}. \quad (5.100)$$

Залежність зворотного опору від тиску визначається з виразу:

$$\frac{\partial R_3}{\partial p} = \frac{\partial R_3}{\partial E_g} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} + \frac{\partial R_3}{\partial \mu_n} \cdot \frac{\partial \mu_n}{\partial p} + \frac{\partial R_3}{\partial N_c} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} + \frac{\partial R_3}{\partial N_v} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p}. \quad (5.101)$$

Аналогічним чином визначимо кожен складову рівняння (5.101), отже:

$$\frac{\partial R_3}{\partial E_g} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} = \left( \frac{1}{kT} \right) \exp(E_g / kT) \left( \frac{U(\tau_n^{1/2}) p_p}{S(qkT \mu_n)^{1/2} N_c N_v} \right) \cdot \left( \frac{\partial E_g}{\partial p} \right), \quad (5.102)$$

$$\frac{\partial R_3}{\partial \mu_n} \cdot \frac{\partial \mu_n}{\partial p} = \left( -\frac{1}{2} \right) \cdot \left( \frac{1}{qkT} \right)^{1/2} \mu_n^{-3/2} \cdot \left( \frac{U(\tau_n^{1/2}) p_p \exp(E_g / kT)}{S N_c N_v} \right) \cdot \left( \frac{\partial \mu_n}{\partial p} \right), \quad (5.103)$$

$$\frac{\partial R_3}{\partial N_c} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} = (N_c^{-2}) \left( \frac{U(\tau_n^{1/2}) p_p \exp(E_g / kT)}{S(qkT \mu_n)^{1/2} N_v} \right) \cdot \left( \frac{\partial N_c}{\partial p} \right), \quad (5.104)$$

$$\frac{\partial R_3}{\partial N_v} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p} = (N_v^{-2}) \left( \frac{U(\tau_n^{1/2}) p_p \exp(E_g / kT)}{S(qkT \mu_n)^{1/2} N_c} \right) \cdot \left( \frac{\partial N_v}{\partial p} \right). \quad (5.105)$$

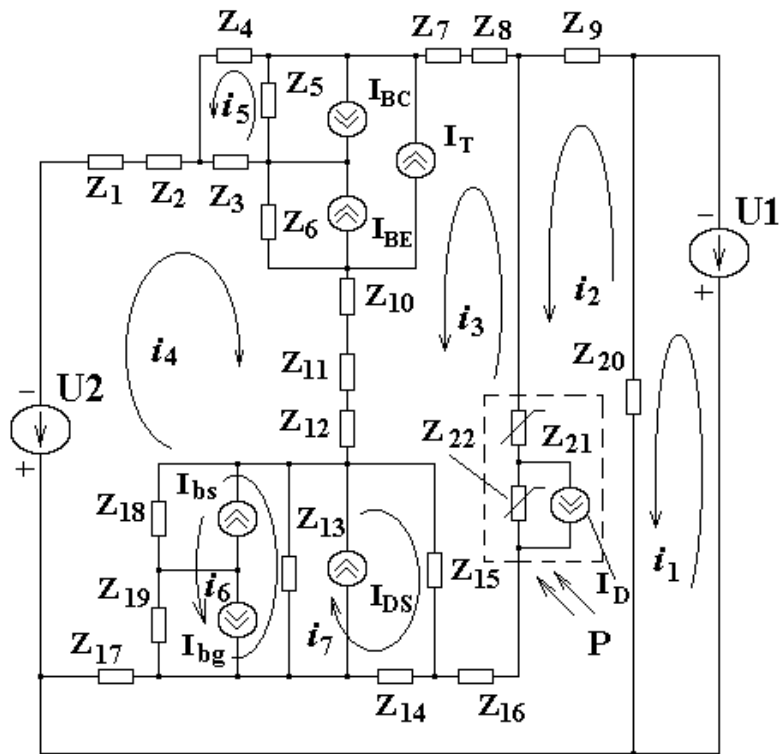


Рис.5.14. Еквівалентна схема перетворювача з тензочутливим діодом

Таким чином, отримавши залежність бар'єрної ємності і зворотного опору від тиску, перейдемо до визначення функції перетворення, тобто залежності частоти генерації від дії тиску. Для цього необхідно визначити повний опір, який існує на електродах колектор-стік перетворювача. Еквівалентна схема для розрахунків наведена на рис.5.14. Згідно з напрямками контурних струмів, визначаються рівняння Кірхгофа. Повні опори елементів схеми визначаються:

$$Z_1 = R_1, \quad Z_2 = R'_B + j\omega L_B, \quad Z_3 = R_B, \quad Z_4 = -j/(\omega C_{bx}), \quad Z_5 = -j/(\omega C_{BC}),$$

$$Z_6 = -j/(\omega C_{BE}), \quad Z_7 = R_C, \quad Z_8 = R'_C + j\omega L_C, \quad Z_9 = j\omega L_1, \quad Z_{10} = R_E,$$

$$Z_{11} = R'_E + j\omega L_E, \quad Z_{12} = R_S + R'_S + j\omega L_S, \quad Z_{13} = R_{DS}, \quad Z_{14} = -j/(\omega C_{GD}),$$

$$Z_{15} = \frac{R_{GS}}{1 + \omega^2 R_{GS}^2 C_{GS}^2} - j \frac{\omega R_{GS}^2 C_{GS}}{1 + \omega^2 R_{GS}^2 C_{GS}^2}, \quad Z_{16} = R_G + R'_G + j\omega L_G,$$

$$Z_{17} = R_D + R'_D + j\omega L_D, \quad Z_{18} = -j/(\omega C_{bs}), \quad Z_{19} = -j/(\omega C_{bg}),$$

$$Z_{20} = -j/(\omega C_1), \quad Z_{21} = R_{TD}, \quad Z_{22} = -j/(\omega C_{TD}).$$

$I_{bs}$  і  $I_{bd}$  – струми переходів підкладка-витік і підкладка-стік,

$$I_{bs} = I_{ss} (\exp(V_{bs}/(NV_t)) - 1), \quad (5.106)$$

$$I_{bd} = I_{ss} (\exp(V_{bd}/(NV_t)) - 1), \quad (5.107)$$

де  $I_{ss}$  – струм насичення р-n переходу підкладки,  $N$  – коефіцієнт неідеальності переходу підкладка-стік.

Статична вихідна характеристика МДН-транзистора в лінійному режимі, якщо виконана умова  $U_{DS} < (U_{GS} - U_T)$ , описується виразом [45]:

$$I_{DS} = \frac{\mu \cdot C_0 \cdot W}{L} \left( (U_{GS} - U_T) \cdot U_{DS} - \frac{U_{DS}^2}{2} \right), \quad (5.108)$$

де  $W$  – ширина каналу,  $L$  – довжина каналу.

Вираз для порогової напруги МДН транзистора для аналітичних моделей має вигляд [45]:

$$U_T = \varphi_{SiO_2} + 2\varphi_B - \frac{Q_S}{C_0} + \frac{1}{C_0} \sqrt{4\varepsilon_s \cdot q \cdot N_A \cdot \varphi_B}, \quad (5.109)$$

де  $Q_S$  – питомий поверхневий заряд, Ф/м<sup>2</sup>;  $\varepsilon_s$  – відносна електрична проникність напівпровідника;  $N_A$  – концентрація домішок;  $C_0$  – питома ємність оксиду.

Потенціал Фермі, що входить у вираз (5.109), описується таким чином [45]:

$$\varphi_B = \pm kT / q \cdot \ln(N_A / n_i), \quad (5.110)$$

Струм стоку в режимі насичення при  $U_{DS} \geq (U_{GS} - U_T)$  описується формулою:

$$I_{DSsat} = \frac{\mu \cdot C_0 \cdot W}{6L} \left( (U_{DSsat} + 2\varphi_B)^2 + U_{GS} (U_{DSsat} + 2\varphi_B) - 12\varphi_B (U_{GS} - \varphi_B - \frac{4}{3} K \varphi_B^{1/2}) \right), \quad (5.111)$$

де

$$U_{DSsat} = U_{GS} - 2\varphi_B + K^2 \left( 1 - (1 + 2U_{GS} / K^2)^{1/2} \right), \quad (5.112)$$

$$K = (\varepsilon_s q N_A / C_0)^{1/2}. \quad (5.113)$$

Опір стік-витік  $R_{DS}$  в лінійній області визначається виразом [45]:

$$R_{DS} = \frac{L}{W \mu C_0} (U_{GS} - U_T), \quad (5.114)$$

а в області насичення

$$R_{DS} = \frac{12 \left[ L (U_D - U_{DSsat})^{1/2} - 2 (\varepsilon_s / q N_A)^{1/2} (U_D - U_{DSsat}) \right]}{W \mu C_0 (2\varepsilon_s / q N_A)^{1/2}} \times \frac{1}{(U_{DSsat} + 2\varphi_B)^2 + U_{GS} (U_{DSsat} + 2\varphi_B) - 12\varphi_B (U_{GS} - \varphi_B - 4/3 K \varphi_B^{1/2})} \quad (5.115)$$

На основі розв'язання системи рівнянь Кірхгофа отримуємо значення повного опору, активна складова якого має від'ємне значення, а реакти-

вна – ємнісний характер. Підключення індуктивності до колектора біполярного транзистора і стоку польового транзистора дозволяє створити генератор електричних коливань, в контурі якого втрати енергії компенсуються від’ємним опором. Частота генерації залежить від тиску на тензочутливий діод. Функція перетворення у загальному вигляді описується рівнянням:

$$F_0 = \left[ 2\pi(L_1 C_{ekv}(P))^{1/2} \right]^{-1}, \quad (5.116)$$

де  $F_0$  – частота генерації,  $L_1$  – зовнішня індуктивність,  $C_{ekv}(P)$  – еквівалентна ємність коливального контуру генератора, яка залежить від дії тиску. Величина  $C_{ekv}(P)$  визначається на основі розв’язку системи рівнянь Кірхгофа. Чутливість частотного перетворювача тиску визначається з виразу (5.116), її числове значення на частоті 438 кГц дорівнює  $0,6 \cdot 10^{-2}$ .

$$S_P^{F_0} = \frac{P}{F_0} \cdot \frac{dF_0}{dP} = -\frac{1}{2} \left[ \frac{P}{C_{ekv}(P)} \cdot \frac{dC_{ekv}(P)}{dP} \right]. \quad (5.117)$$

На рис.5.15 подана теоретична і експериментальна залежність частоти генерації від тиску на тензочутливий діод. Експериментальні дослідження проводились при постійній температурі 20°C. Параметри елементів еквівалентної схеми перетворювача необхідні для розрахунків отримані з робіт [38-41].

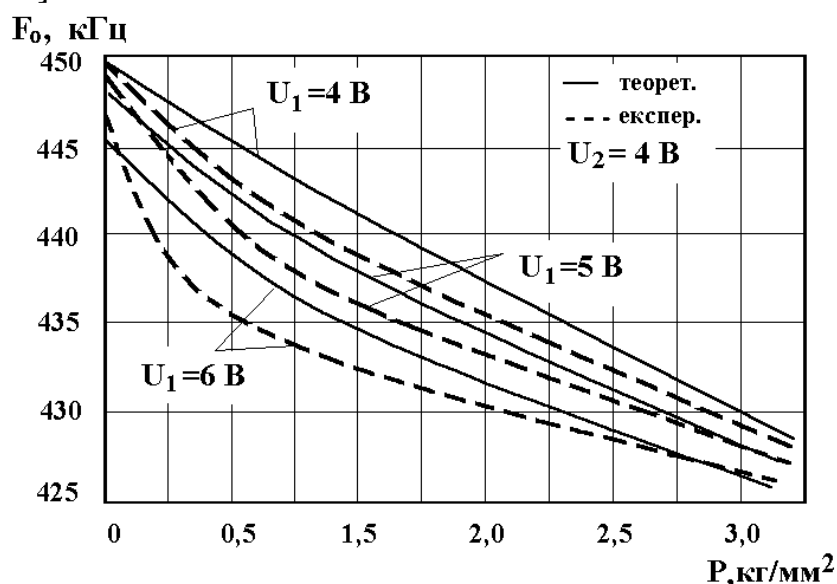


Рис.5.15. Теоретична і експериментальна залежність частоти генерації від тиску

Слід зазначити, що одним із засобів створення великих деформацій в малому об’ємі речовини є тиск на її поверхню індентором із сферично закругленим кінцем, який отримав назву голки. Для розрахунку деформації під голкою необхідно скористатись розв’язком конкретної задачі теорії

пружності при зіткненні двох тіл під навантаженням [54]. В процесі здавлення двох тіл навантаження розподіляється по певній площі, яка залежить від діючої сили і сам розподіл навантаження також залежить від цієї сили.

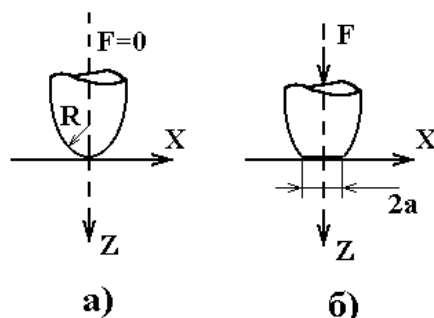


Рис.5.16

В процесі здавлення двох тіл під дією сили поверхні цих тіл деформуються і тіла зближаються на відстань  $h$ . Для визначеності будемо вважати одне тіло плоским, а друге сферою радіусом  $R$  (рис.5.16). Тоді під дією сили  $\vec{F}$  перпендикулярної до поверхні тіла обидва тіла здавлюються і їх зіткнення відбувається на певній поверхні, яка вважається колом з радіусом  $a$ , який дорівнює [54]

$$a = (RFD)^{1/3}, \quad (5.118)$$

де

$$D = \frac{3}{4} \cdot \left( \frac{1 - \sigma^2}{Y} + \frac{1 - \sigma'^2}{Y'} \right), \quad (5.119)$$

$R$  – радіус корундової голки,  $F$  – сила,  $Y, Y'$  – модулі Юнга цих тіл,  $\sigma, \sigma'$  – відповідні коефіцієнти Пуассона. Пружна анізотропія враховується шляхом вибору значення модуля Юнга, яке відповідає напрямку діючої сили.

Функція  $P_z(x, y)$ , яка визначає закон розподілу тиску по площі зіткнення, має вигляд [54]

$$P_z(x, y) = \frac{3F}{2\pi a^2} \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}}. \quad (5.120)$$

Аналіз формули (5.120) показує, що тиск у центрі області зіткнення ( $x=y=0$ ) у півтора рази перевищує середній тиск,

$$P_{cp} = \frac{F}{\pi a^2} = \frac{F^{1/3}}{\pi(RD)^{2/3}}. \quad (5.121)$$

Величина  $h$ , яка характеризує зближення двох тіл для зіткнення шару з площиною, визначається формулою [54]

$$h = F^{2/3} \left( \frac{D^2}{R} \right)^{1/2}. \quad (5.122)$$

Ця величина характеризує ту відстань, на яку відбувається проникнення ідентора вглиб матеріалу напівпровідника. Під час тиску голкою на поверхню напівпровідника дуже важливо дати правильну оцінку величини деформації в області р-п переходу, який знаходиться під поверхнею. Значення коефіцієнта  $D$  для двох напрямків діючої сили при тиску корундовою голкою подані у таблиці 5.1 [54]. Для зручності розрахунків радіус площі зіткнення під голкою і середній тиск можна записати у вигляді [54]

$$a = KF^{1/3}, \quad (5.123)$$

$$P_{cp} = \Pi F^{1/3}, \quad (5.124)$$

де  $K = (RD)^{1/3}$ ,  $\Pi = 1/\pi(RD)^{2/3}$ . Значення сталих  $K$  і  $\Pi$  для ряду напівпровідників подані у таблицях 5.2 і 5.3 [54] для випадку корундової голки ( $Y' = 3,24 \cdot 10^{11}$  Па,  $\sigma = 0,3$ ). В розрахунках сила  $F$  визначається у грамах ( $10^{-2}$  Н), тоді радіус  $a$  буде у мікрометрах, а  $P_{cp}$  - у паскалях [54].

Таблиця 5.1.

Значення параметра  $D \cdot 10^{-11}$  1/Па для різних напівпровідників і корундової голки

Напівпровідник	$F \parallel <100>$	$F \parallel <111>$
Ge	0,885	0,682
Si	0,745	0,60
GaAs	1,01	0,725
GaSb	1,28	0,915

Таблиця 5.2.

Значення параметра  $K$ , який характеризує радіус площі зіткнення корундової голки з поверхнею напівпровідника, мкм/Г<sup>1/3</sup>

Напівпровідник	$F \parallel <100>$		$F \parallel <111>$	
	R=30 мкм	R=100 мкм	R=30 мкм	R=100 мкм
Ge	1,39	2,08	1,27	1,9
Si	1,30	1,9	1,21	1,81
GaAs	1,45	2,16	1,30	1,94
GaSb	1,56	2,33	1,40	2,09



Таблиця 5.3.

Значення параметра  $\Pi \cdot 10^{-9}$ , який характеризує середній тиск під корундовою голкою

Напівпровідник	$F \parallel \langle 100 \rangle$		$F \parallel \langle 111 \rangle$	
	R=30 мкм	R=100 мкм	R=30 мкм	R=100 мкм
Ge	1,65	0,74	1,98	0,89
Si	1,89	0,85	2,18	0,98
GaAs	1,51	0,68	1,88	0,85
GaSb	1,31	0,59	1,63	0,73

Таблиця 5.4.

Параметр  $\alpha$  для зміщення енергетичних рівнів Si при однорідних деформаціях.

Деформація	Напрямок діючої сили	$\Delta E_1$	$\Delta E_2$	$\Delta E_3$	$\Delta E_v$	$\Delta E_v$	$\Delta E_g$
		$\times 10^{11}$ еВ/Па	$\times 10^{11}$ еВ/Па	$\times 10^{11}$ еВ/Па	$+10^{11}$ еВ/Па	$-10^{11}$ еВ/Па	$\times 10^{11}$ еВ/Па
Всебічне стиснення	-	2,4	2,4	2,4	3,9	3,9	-1,5
Просте стиснення Простий розтяг	$\langle 001 \rangle$	3,57	3,57	-4,72	2,67	0	-7,39
		-3,57	3,57	4,72	0	-2,67	-3,57
Просте стиснення Простий розтяг	$\langle 111 \rangle$	-2,0	-2,0	-2,0	2,47	0,23	-4,47
		-3,63	-3,63	-3,63	-0,23	-2,47	-3,40
Просте стиснення Простий розтяг $\Delta E = 4,18$	$\langle 110 \rangle$	0,46	0,46	0,44	2,53	0,15	-2,08
		1,65	1,62	-6,83	-0,15	-2,52	-6,68
Однобічне стиснення Однобічний розтяг $\Delta E = 0$	$\langle 001 \rangle$	3,14	3,14	-2,0	3,18	1,54	-5,18
		-3,14	-3,14	2,0	-1,54	-3,18	-4,68
Однобічне стиснення Однобічний розтяг	$\langle 111 \rangle$	-1,0	-1,0	-1,0	2,78	1,04	-3,78
		-3,35	-3,38	-3,35	-1,04	-2,78	-2,31

Аналіз таблиці 5.3 показує, що кремній має найкращі тензочутливі параметри, оскільки середній тиск під голкою у нього в 1,3 рази більший ніж у GaSb.

Вираз для компонент тензора деформації з врахуванням (5.120) має вигляд [54]

$$\varepsilon_{ij} = \frac{3(1+\sigma)F^{1/3}}{4\pi YD^{2/3}R^{2/3}} f_{ij}(z, \rho, \varphi) . \quad (5.125)$$

Безрозмірна функція  $f_{ij}(z, \rho, \varphi)$ , яка характеризує розподіл деформації в об'ємі напівпровідника, розраховується числовим шляхом на персональному комп'ютері. З виразу (5.125) видно, що компоненти тензора деформації зростають із ростом сили згідно з законом  $\varepsilon_{ij} \sim F^{1/3}$  і зменшуються із збільшенням радіуса кривизни голки як  $\varepsilon_{ij} \sim 1/R^{2/3}$ . Проте, числові розрахунки досить складні і не підходять для практичних оцінок чутливості приладів. Тому розглянемо наближену модель тиску під голкою, яка дозволяє описати основні закономірності простими аналітичними виразами. При цьому вважається, що деформації відмінні від нуля тільки в області, яка розташована безпосередньо під голкою, поза цією областю вона дорівнює нулю. Можна вважати, що зміщення рівнів енергії описується рівнянням [54]

$$\Delta E_i = \alpha_i P(\rho, z) , \quad (5.126)$$

де  $\alpha_i$  - відповідна стала для кожного напівпровідника і енергетичного рівня, яка визначається з таблиць 5.1 – 5.4. Розподіл тиску  $P(\rho, z)$  у кожній точці під голкою визначається за формулою [54]

$$P(\rho, z) = \frac{3}{2} P_{cp} \frac{\sqrt{(1-\rho/a)^2}}{1+(z/a)^2} , \quad (5.127)$$

де середній тиск під голкою  $P_{cp}$  визначається за формулою (5.121),  $a$  – радіус площі зіткнення визначається за формулою (5.118),  $z$  – координата, напрямком якої збігається з дією сили,  $\rho$  – радіус вектор в площині (x,y) при застосуванні циліндричної системи координат. Отже, тепер ми маємо всі залежності для визначення параметрів еквівалентної схеми перетворювача, які змінюються під дією тиску під голкою.

При деформації по осі <001> зсувових напруг не виникає, тому для визначення  $\Delta E_c$  необхідно користуватися виразом (5.4). Тоді зміна ширини забороненої зони дорівнює [54]

$$\Delta E_g = (a - \Xi_u) \Delta - \Xi_d \varepsilon_{33} + b |\varepsilon_{33} - \varepsilon_{11}| . \quad (5.128)$$

При стисненні уздовж осі <111> зсувові деформації відмінні від нуля, тому для визначення  $\Delta E_c$  потрібно використовувати формули (5.7). Величина  $\Delta E$ , яка входить у (5.7) в цьому випадку дорівнює нулю, оскільки без врахування зсувових деформацій усі три мінімуми зони провідності зміщуються однаково. У таблиці 5.4 наведені результати розрахунку зміщення енергії для кремнію з такими сталими деформаційного потенціалу [54]:

$$a = -3,9 \text{ eВ}, \quad d = -3,09 \text{ eВ}, \quad b = -1,36 \text{ eВ}, \quad \Xi_u = 2,5 \text{ eВ}, \quad \Xi_d = -5,2 \text{ eВ}.$$

Стала  $a$  розрахована на основі даних по всебічному стисненню, які дають для кремнію  $\frac{dE_g}{dP} = -1,5 \cdot 10^{-11}$  еВ/Па, а  $\Delta E_g = (\Xi_d + 1/3\Xi_u - a)\Delta$ , стала  $\Xi_u$  дорівнює 6,7 еВ, що є середнім значенням між теоретичним і експериментальним значенням [54]. З таблиці 5.4 видно, що усі розглянуті види деформації приводять до зменшення ширини забороненої зони в кремнію як при стисненні, так і при розтягу. Максимальне зменшення забороненої зони існує у випадку деформації стиснення уздовж осі  $\langle 001 \rangle$ .

#### 5.4. Визначення функції перетворення і чутливості частотного перетворювача тиску з транзисторним тензочутливим елементом

Подальше підвищення параметрів частотних перетворювачів тиску можливе при використанні в якості тензочутливого елемента біполярного транзистора. Схема перетворювача тиску подана на рис.5.17. Вона складається із біполярного і польового транзисторів. До параметрів біполярного транзистора, які змінюються під дією тиску, відносяться дифузійна ємність і її опір, бар'єрна ємність і її опір, коефіцієнт передачі струму та опір бази. Зміна цих параметрів під дією тиску приводить до зміни реактивної складової повного опору, що існує на колекторі біполярного і стоці польового транзисторів [6-10]. Таким чином, частота генерації залежить від тиску.

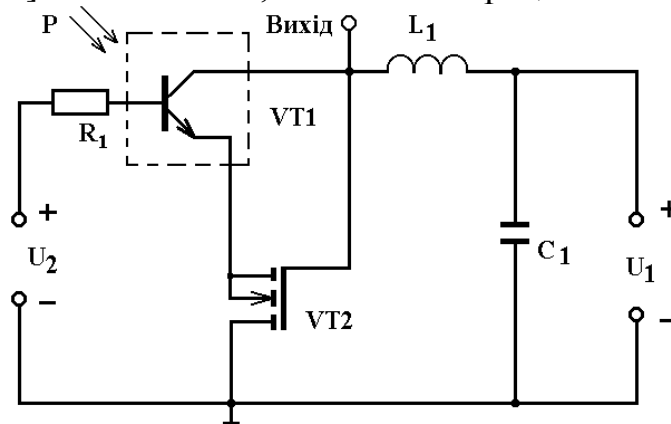


Рис.5.17. Електрична схема перетворювача тиску

Спочатку визначимо величину дифузійної ємності. Для цього потрібно знати залежність заряду від напруги. Величина заряду, який інjektується в базову область транзистора, визначається величиною напруги на емітерному переході. Для транзистора типу  $n-p-n^+$ , який має кращі тензочутливі властивості, величина заряду в базовій області визначається

$$Q = S_e q \int_0^{\infty} (n' - n_p) dx, \quad (5.129)$$

де  $S_e$  – площа емітерного переходу,  $q$  – заряд електрона,  $n'$  – концентрація інжекттованих електронів в базову область,  $n_p$  – концентрація неосновних носіїв в базовій області. Значення  $(n' - n_p)$  описується виразом [16]

$$n' - n_p = n_p (\exp(qU_e / kT) - 1) \exp(x / L_n), \quad (5.130)$$

де  $U_e$  – прикладена напруга до емітерного переходу,  $k$  – стала Больцмана,  $T$  – температура,  $L_n$  – дифузійна довжина електронів. Підставивши (5.130) в (5.129) і провівши інтегрування, отримуємо

$$Q = S_e q n_p (\exp(qU_e / kT) - 1) L_n. \quad (5.131)$$

Дифузійну ємність визначимо із (5.131), продиференціювавши його за напругою  $U_e$

$$C_\sigma = \frac{q}{kT} \left( S_e q \frac{D_n n_p}{L_n} \exp(qU_e / kT) \right) \tau_n, \quad (5.132)$$

де  $D_n$  – коефіцієнт дифузії електронів,  $\tau_n$  – час їх життя. Вираз (5.132) є справедливим для широкої бази транзистора  $W \gg L_n$ , а для вузької бази  $W \ll L_n$ , замість  $\tau_n$  необхідно підставити  $W^2 / 2D_n$ . В дослідженнях використовувались транзистори з вузькою базою, тому  $C_\sigma$  визначається

$$C_\sigma = \frac{q}{kT} \left( S_e q \frac{n_p}{L_n} \exp(qU_e / kT) \right) \frac{W^2}{2}, \quad (5.133)$$

де  $W$  – товщина бази біполярного транзистора. Опір дифузійної ємності має вигляд:

$$R_\sigma = \frac{kTL_n}{q^2 S_e D_n n_p \exp(qU_e / kT)}. \quad (5.134)$$

Величина бар'єрної ємності описується рівнянням

$$C_\sigma = S_k \left( \frac{q \varepsilon \varepsilon_o N_d}{2(\varphi_k + U)} \right)^{1/2}, \quad (5.135)$$

де  $\varphi_k$  – контактна різниця потенціалів р-n<sup>+</sup> переходу,  $U$  – зворотна напруга на колекторному переході,  $N_d$  – концентрація домішкових атомів в базовій області транзистора,  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon_o$  – діелектричні сталі напівпровідника і вакууму,  $S_k$  – площа колекторного переходу. Опір бар'єрної ємності можна записати у вигляді

$$R_\sigma = \frac{U \tau_n^{1/2}}{S_k n_p (qkT \mu_n)^{1/2}}, \quad (5.136)$$

де  $n_p$  – концентрація неосновних носіїв заряду в базовій області транзистора,  $\mu_n$  – рухливість електронів,  $\tau_n$  – час життя електронів.

Від дії тиску також залежить коефіцієнт передачі струму в схемі транзистора із загальним емітером, який визначається за формулою [16]

$$\beta = \frac{2kT}{q} \left( \frac{\tau_n}{W^2} \right) \mu_n . \quad (5.137)$$

Для визначення залежності (5.134) – (5.136) від ширини забороненої зони напівпровідникового базового матеріалу транзистора, яка в свою чергу залежить від дії тиску, скористаємося відомим виразом [16]

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} = \frac{N_c N_v \exp(-E_g / kT)}{p_p} , \quad (5.138)$$

де  $N_c$  – ефективна щільність квантових станів на дні зони провідності,  $N_v$  – ефективна щільність квантових станів на стелі валентної зони.

Враховуючи (5.138), рівняння (5.134) – (5.136) набувають вигляду

$$C_o = \frac{q^2 S_e N_c N_v \exp(-E_g / kT) W^2 \exp(qU_e / kT)}{kT p_p L_n} , \quad (5.139)$$

$$R_o = \frac{kT p_p L_n \exp(E_g / kT)}{q^2 S_e D_n N_v N_c \exp(qU_e / kT)} , \quad (5.140)$$

$$C_o = S_\kappa \left( \frac{q \varepsilon \varepsilon_0 N_c N_v \exp(-E_g / kT)}{2n_p (\varphi_k + U)} \right)^{1/2} , \quad (5.141)$$

$$R_o = \frac{U \tau_n^{1/2} p_p \exp(E_g / kT)}{S_\kappa (qkT \mu_n)^{1/2} N_c N_v} . \quad (5.142)$$

Тиск також діє на базовий дифузійний опір транзистора, який визначається виразом [6]

$$R_{o\delta} = \frac{kT \tau_n n_n L_n \exp(E_g / kT)}{W^2 q^2 S_e N_v N_c \exp(qU_e / kT)} . \quad (5.143)$$

Залежність дифузійної ємності (5.134) від тиску описується рівнянням

$$\frac{\partial C_o}{\partial p} = \frac{\partial C_o}{\partial N_c} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} + \frac{\partial C_o}{\partial N_v} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p} + \frac{\partial C_o}{\partial E_g} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} . \quad (5.144)$$

Визначимо кожен складову рівняння (5.144), отже

$$\frac{\partial C_o}{\partial N_c} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} = \frac{q^2 S_e N_v \exp(-E_g / kT) W^2 \exp(qU_e / kT)}{kT p_p L_n} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} , \quad (5.145)$$

$$\frac{\partial C_o}{\partial N_v} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p} = \frac{q^2 S_e N_c \exp(-E_g / kT) W^2 \exp(qU_e / kT)}{kT p_p L_n} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p} , \quad (5.146)$$

$$\frac{\partial C_o}{\partial E_g} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} = - \frac{q^2 S_e N_v N_c \exp(-E_g / kT) W^2 \exp(qU_e / kT)}{(kT)^2 p_p L_n} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} . \quad (5.147)$$

Залежність опору дифузійної ємності визначаємо на основі (5.140)

$$\frac{\partial R_{\delta}}{\partial p} = \frac{\partial R_{\delta}}{\partial N_c} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} + \frac{\partial R_{\delta}}{\partial N_v} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p} + \frac{\partial R_{\delta}}{\partial E_g} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} . \quad (5.148)$$

В свою чергу складові (5.148) визначаються

$$\frac{\partial R_{\delta}}{\partial E_g} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} = \frac{p_p L_n \exp(E_g / kT)}{q^2 S_e N_v N_c D_n \exp(qU_e / kT)} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} , \quad (5.149)$$

$$\frac{\partial R_{\delta}}{\partial N_c} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} = - \frac{kT p_p L_n \exp(E_g / kT)}{q^2 S_e N_v N_c^2 D_n \exp(qU_e / kT)} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} , \quad (5.150)$$

$$\frac{\partial R_{\delta}}{\partial N_v} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p} = - \frac{kT p_p L_n \exp(E_g / kT)}{q^2 S_e N_c N_v^2 D_n \exp(qU_e / kT)} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p} , \quad (5.151)$$

Залежність бар'єрної ємності від тиску знаходимо з виразу (5.141)

$$\frac{\partial C_{\delta}}{\partial p} = \frac{\partial C_{\delta}}{\partial N_c} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} + \frac{\partial C_{\delta}}{\partial N_v} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p} + \frac{\partial C_{\delta}}{\partial E_g} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} + \frac{\partial C_{\delta}}{\partial \varphi_k} \cdot \frac{\partial \varphi_k}{\partial p} . \quad (5.152)$$

Визначимо кожен складову рівняння (5.152), отже

$$\frac{\partial C_{\delta}}{\partial N_c} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} = \left( \frac{\varepsilon \varepsilon_o \cdot q N_v \exp(-E_g / kT)}{2n_p \varphi_k + U} \right)^{1/2} \frac{S_{\kappa}}{2N_c^{1/2}} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} , \quad (5.153)$$

$$\frac{\partial C_{\delta}}{\partial N_v} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p} = \left( \frac{\varepsilon \varepsilon_o \cdot q N_c \exp(-E_g / kT)}{2n_p \varphi_k + U} \right)^{1/2} \frac{S_{\kappa}}{2N_v^{1/2}} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p} , \quad (5.154)$$

$$\frac{\partial C_{\delta}}{\partial E_g} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} = \left( \frac{\varepsilon \varepsilon_o \cdot q N_c N_v \exp(-E_g / kT)}{2n_p \varphi_k + U} \right)^{1/2} \left( - \frac{S_{\kappa}}{2kT} \right) \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} , \quad (5.155)$$

$$\frac{\partial C_{\delta}}{\partial \varphi_k} \cdot \frac{\partial \varphi_k}{\partial p} = \left( \frac{\varepsilon \varepsilon_o \cdot q N_c N_v \exp(-E_g / kT)}{2n_p} \right)^{1/2} \left( - \frac{S_{\kappa}}{2} \right) (\varphi_k + U)^{-3/2} \cdot \frac{\partial \varphi_k}{\partial p} . \quad (5.156)$$

Залежність опору бар'єрної ємності від тиску визначається з рівняння (5.142)

$$\frac{\partial R_{\delta}}{\partial p} = \frac{\partial R_{\delta}}{\partial E_g} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} + \frac{\partial R_{\delta}}{\partial \mu_n} \cdot \frac{\partial \mu_n}{\partial p} + \frac{\partial R_{\delta}}{\partial N_c} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} + \frac{\partial R_{\delta}}{\partial N_v} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p} . \quad (5.157)$$

Складові рівняння (5.157) мають такі значення

$$\frac{\partial R_{\delta}}{\partial E_g} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} = \left( \frac{1}{kT} \right) \exp(E_g / kT) \left( \frac{U (\tau_n^{1/2}) p_p}{S_{\kappa} (qkT \mu_n)^{1/2} N_c N_v} \right) \cdot \left( \frac{\partial E_g}{\partial p} \right) , \quad (5.158)$$

$$\frac{\partial R_{\delta}}{\partial \mu_n} \cdot \frac{\partial \mu_n}{\partial p} = \left( - \frac{1}{2} \right) \cdot \left( \frac{1}{qkT} \right)^{1/2} \mu_n^{-3/2} \cdot \left( \frac{U (\tau_n^{1/2}) p_p \exp(E_g / kT)}{S_{\kappa} N_c N_v} \right) \cdot \left( \frac{\partial \mu_n}{\partial p} \right) , \quad (5.159)$$

$$\frac{\partial R_{\delta}}{\partial N_c} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} = - \left( \frac{U (\tau_n^{1/2}) p_p \exp(E_g / kT)}{N_c^2 S_{\kappa} (qkT \mu_n)^{1/2} N_v} \right) \cdot \left( \frac{\partial N_c}{\partial p} \right) , \quad (5.160)$$

$$\frac{\partial R_{\sigma}}{\partial N_v} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p} = - \left( \frac{U(\tau_n^{1/2}) p_p \exp(E_g / kT)}{N_v^2 S_K (qkT \mu_n)^{1/2} N_c} \right) \cdot \left( \frac{\partial N_v}{\partial p} \right). \quad (5.161)$$

Залежність коефіцієнта передачі струму в схемі із загальним емітером від тиску визначається із (5.137)

$$\frac{\partial \beta}{\partial p} = \frac{2kT}{q} \cdot \left( \frac{\tau_n}{W^2} \right) \cdot \frac{\partial \mu_n}{\partial p}. \quad (5.162)$$

Перейдемо до визначення залежності дифузійного опору бази транзистора від тиску, виходячи із виразу (5.143)

$$\frac{\partial R_{\sigma\sigma}}{\partial p} = \frac{\partial R_{\sigma\sigma}}{\partial E_g} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} + \frac{\partial R_{\sigma\sigma}}{\partial N_c} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} + \frac{\partial R_{\sigma\sigma}}{\partial N_v} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p}. \quad (5.163)$$

Складові (5.163) набувають вигляду

$$\frac{\partial R_{\sigma\sigma}}{\partial E_g} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p} = \frac{\tau_n n_n L_n \exp(E_g / kT)}{W^2 q S_e N_v N_c \exp(qU_e / kT)} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial p}, \quad (5.164)$$

$$\frac{\partial R_{\sigma\sigma}}{\partial N_c} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p} = - \frac{kT \tau_n n_n L_n \exp(E_g / kT)}{W^2 q^2 S_e N_v N_c^2 \exp(qU_e / kT)} \cdot \frac{\partial N_c}{\partial p}, \quad (5.165)$$

$$\frac{\partial R_{\sigma\sigma}}{\partial N_v} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p} = - \frac{kT \tau_n n_n L_n \exp(E_g / kT)}{W^2 q^2 S_e N_c N_v^2 \exp(qU_e / kT)} \cdot \frac{\partial N_v}{\partial p}. \quad (5.166)$$

Слід зауважити, що похідні  $\frac{\partial N_c}{\partial p}$  і  $\frac{\partial N_v}{\partial p}$  відповідають зсуву дна зони

провідності і стелі валентної зони, а тиск здійснюється уздовж осі  $\langle 110 \rangle$  корундовою голкою, розрахунки зміщення  $\Delta E_g$  здійснювались за формулою (5.126), а  $\Delta \mu_n$  – за формулою (5.41), відповідні коефіцієнти деформації визначаються з таблиць 5.1 – 5.4.

Таким чином, визначивши залежність параметрів біполярного транзистора від дії тиску, перейдемо до знаходження повного опору на колекторі біполярного і стоці польового транзисторів, реактивна складова якого має ємнісний характер, а активна – від'ємний опір. Як реактивна складова, так і від'ємний опір залежать від зміни параметрів біполярного транзистора під дією тиску, тому частота генерації також залежать від тиску. При підключенні зовнішньої індуктивності до колектора біполярного і стоку польового транзисторів створюється коливальний контур генератора.

Повний опір на колекторі біполярного і затворі польового транзисторів визначимо на основі еквівалентної схеми перетворювача тиску, поданої на рис.5.18. Згідно з напрямками контурних струмів складається система рівнянь Кірхгофа.

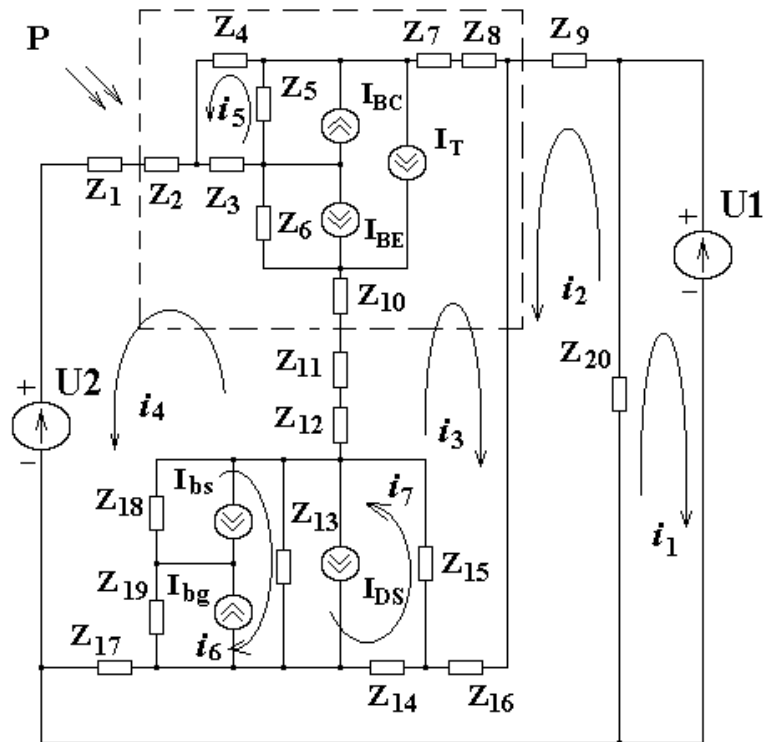


Рис.5.18. Еквівалентна схема перетворювача

Значення повних опорів елементів еквівалентної схеми описуються виразами:

$$Z_1 = R_1, \quad Z_2 = R'_B + j\omega L_B, \quad Z_3 = R_B, \quad Z_4 = -j/(\omega C_{bx}), \quad Z_5 = -j/(\omega C_{BC}), \\ Z_6 = -j/(\omega C_{BE}), \quad Z_7 = R_C, \quad Z_8 = R'_C + j\omega L_C, \quad Z_9 = j\omega L_1, \quad Z_{10} = R_E, \\ Z_{11} = R'_E + j\omega L_E, \quad Z_{12} = R_S + R'_S + j\omega L_S, \quad Z_{13} = R_{DS}, \quad Z_{14} = -j/(\omega C_{GD}),$$

$$Z_{15} = \frac{R_{GS}}{1 + \omega^2 R_{GS}^2 C_{GS}^2} - j \frac{\omega R_{GS}^2 C_{GS}}{1 + \omega^2 R_{GS}^2 C_{GS}^2}, \quad Z_{16} = R_G + R'_G + j\omega L_G,$$

$$Z_{17} = R_D + R'_D + j\omega L_D, \quad Z_{18} = -j/(\omega C_{bs}), \quad Z_{19} = -j/(\omega C_{bg}), \quad Z_{20} = -j/(\omega C_1).$$

Розв'язання системи рівнянь Кірхгофа виконано методом Гауса на персональному комп'ютері за допомогою програми "Mathlab 5.2". На основі розв'язання системи рівнянь Кірхгофа отримано значення повного опору. Втрати енергії в контурі генератора компенсуються від'ємним опором. Частота генерації визначається залежністю еквівалентної ємності контуру від тиску. Функція перетворення у загальному вигляді описується рівнянням (5.116), а функція чутливості формулою (5.117).

На рис.5.19 подана теоретична і експериментальна залежність частоти генерації від тиску на тензочутливий транзистор. Експериментальні дослідження проводились при постійній температурі 20°C. Параметри елементів еквівалентної схеми перетворювача необхідні для розрахунків отримані з робіт [39-41, 46]. Чутливість перетворювача тиску складає  $3,8 \cdot 10^{-2}$ , що на порядок вища ніж у перетворювача на основі тензочутливого діода.



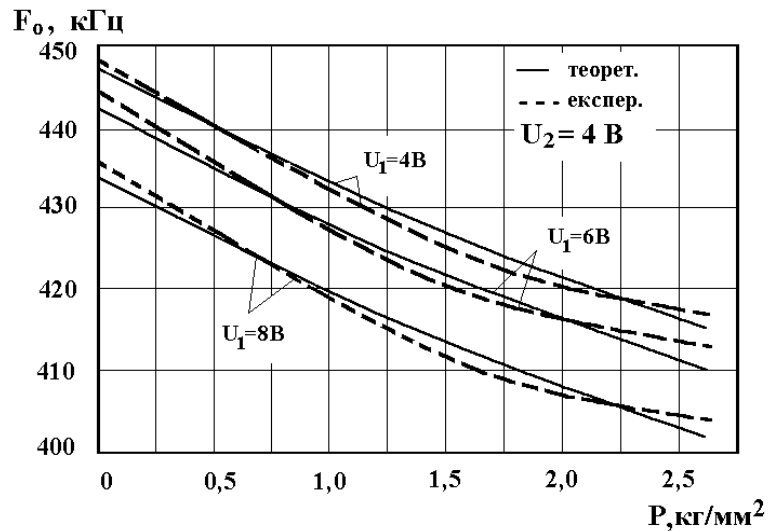


Рис.5.19. Теоретична і експериментальна залежності частоти генерації від тиску

### 5.5. Розрахунки функції перетворення і чутливості частотних перетворювачів мембранного типу на основі біполярних тензотранзисторів

Використання механічної дії на транзистори за допомогою корундової голки має певні недоліки, які полягають в тому, що важко реалізувати відтворення механічних напруг в різних областях структури транзистора, а також складно розрахувати розподіл і величину цих напруг. Поява тензотранзисторів, які реалізовані на пружній мембрані, усуває ці недоліки і дає змогу підвищити чутливість, покращити термостабільність, зменшити розміри в порівнянні із тензорезисторами [51]. Значний внесок у розвиток теорії і практичної реалізації тензотранзисторів зроблено науковою школою В.І.Ваганова [51], тому розглядаючи мембранні тензотранзистори ми скористаємося їх аналітичними залежностями параметрів тензотранзисторів від дії тиску.

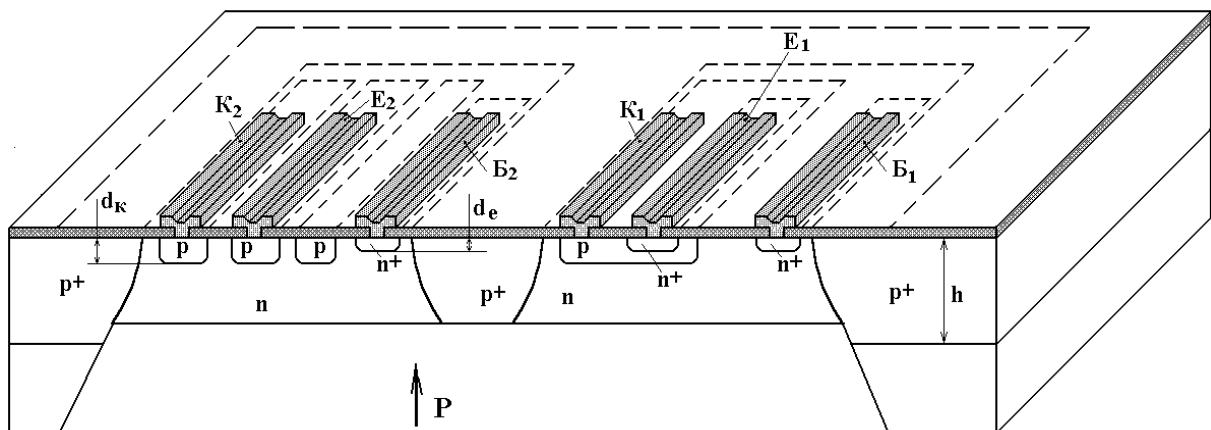


Рис.5.20. Структура частотного перетворювача тиску на основі двох біполярних тензотранзисторів

На рис.5.20. подано структуру частотного перетворювача тиску на основі двох біполярних тензотранзисторів. Структура складається з тонкої кремнієвої мембрани товщиною 10 мкм, яка має квадратну форму, при цьому вона обрамована основою товщиною 300 мкм, яка складає з мембраною єдиний монокристал кремнію, площа мембрани збігається з кристалграфічною площиною  $\langle 001 \rangle$ . Сторони мембрани орієнтовані по напрямках  $\langle 110 \rangle$  і  $\langle 111 \rangle$ . Розмір сторони мембрани 1500 мкм, а сторони всього кристалу 3250 мкм. Для визначення залежності параметрів тензотранзисторів від їх розташування на площині мембрани під час дії тиску були проведені спеціальні дослідження [51]. Як показали ці дослідження, найбільшу чутливість мали центральний і бокові транзистори, причому тензочутливість цих транзисторів однакова за величиною, але протилежна за знаком. Тензочутливість кутових транзисторів була рівною як за величиною, так і за знаком, що пояснюється складною картиною розподілу механічних напруг у кутах і розкидом розташування транзисторів від зразка до зразка. Експериментальні дослідження в діапазоні температур 0 – 60°C показали, що температурний коефіцієнт тензочутливості склав 0,15% /°C.

Для виготовлення дослідних зразків перетворювачів були використані пластини кремнію типу КЕФ 0,3 / 0,1 товщиною 300 мкм, які були орієнтовані у площині  $\langle 100 \rangle$ . Транзистори типу n-p-n були виготовлені за допомогою технології подвійної дифузії домішок бору і фосфору. Після проведення повного технологічного циклу виготовлення транзисторів була сформована область мембрани шляхом локального анізотропного травлення у гарячому розчині КОН. Товщина сформованих мембран для різних зразків складала 8-25 мкм. Нерівномірність товщини мембрани не перевищувала 1 мкм [51].

Чутливість мембранних перетворювачів тиску зростає із зменшенням товщини мембрани. Проте, крім технологічних обмежень на мінімальну товщину мембрани, також повинні накладатись обмеження, які пов'язані із зростанням послідовного опору колектора при зменшенні товщини мембрани. Це погіршує параметри транзистора. Мінімальна товщина мембрани не повинна бути меншою ніж 25 мкм.

Розглянемо фізичну модель інтегральних біполярних тензотранзисторів, яка запропонована у роботі [59]. Ця модель повинна враховувати взаємозв'язок параметрів і характеристик транзистора із змінами електрофізичних параметрів кремнію під дією у лінійному наближенні. Еквівалентна схема n-p-n транзистора із загальним емітером подана на рис.5.21. У таблиці 5.5 [59] подані параметри прошарків біполярного інтегрального тензотранзистора, які є основними робочими параметрами.

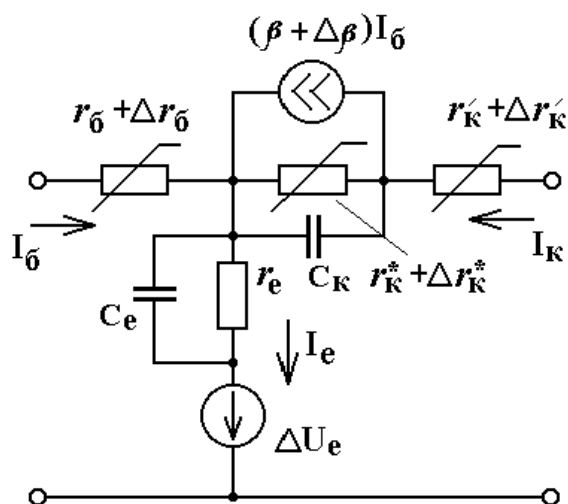


Рис.5.21. Еквівалентна схема n-p-n тензотранзистора із загальним емітером

Таблиця 5.5.

Параметри робочих прошарків інтегральних тензотранзисторів ( $\sigma_i^S$  - механічні напруги на поверхні пружного елемента)

Найменування прошарку провідності	Поверхнева концентрація легуючих домішок $N_S, \text{Ом}^{-3}$	Опір прошарку $R_S, \text{Ом}/\square$	Типові значення головних п'єзорезистивних коефіцієнтів при $T=300\text{K}, \Pi_{ij}, 10^{-11} \text{ Н/м}^2$		Середнє значення механічних напруг у прошарку $\sigma_i$
			для основних носіїв	для неосновних носіїв	
Емітерний, $n^+$	$N_S^e = 10^{19} - 5 \cdot 10^{20}$	$R_S^e = 2 - 5$	$\Pi_{11}^e \approx -25$	$\Pi_{44}^e \approx 45$	$\sigma_i^e = K^e \sigma_i^S$ $K^e = 1 - d_e / h$
Базовий, p	$N_S^b = 10^{17} - 10^{19}$	$R_S^b = 100 - 300$	$\Pi_{44}^b \approx 115$	$\Pi_{11}^b \approx -85$	$\sigma_i^b = K^b \sigma_i^S$ $K^b = 1 - d_K / h$
Базовий, обмежений емітерним, p	$N_S^{be} = 10^{16} - 10^{17} *$	$R_S^{be} = (5 - 20) \cdot 10^3$	$\Pi_{44}^{be} \approx 145$	$\Pi_{11}^{be} \approx -90$	$\sigma_i^{be} = K^{be} \sigma_i^S$ $K^{be} = 1 - \frac{(d_e + d_K)}{h}$
Колекторний, p	$N_S^k = 10^{15} - 10^{17} **$	$\rho^K = (0,1 - 5) ***$	$\Pi_{11}^K \approx -105$	$\Pi_{44}^K \approx 155$	--

\* - середня концентрація в прошарку;

\*\* - об'ємна концентрація домішок;

\*\*\* - об'ємний питомий опір.

Формули для середніх значень механічних напруг отримані за умови, що по товщині пружного елемента вони розподіляються згідно з лінійним законом [59, 60]

$$\sigma(z) = \sigma^S (1 - 2z/h) . \quad (5.167)$$

Згідно з залежностями  $E_g$ ,  $n$ ,  $\rho$ ,  $\mu$  від параметрів механічних напруг були отримані залежності параметрів тензочутливого транзистора [59]. Ці залежності подані у таблиці 5.6 [59]. Для спрощення моделі введені такі умови:

- 1)  $R_{\bar{o}} \gg r_{\bar{o}} \rightarrow r_{\bar{o}} + \Delta r_{\bar{o}}$ ;
- 2)  $R_K > r'_K + \Delta r'_K$ ;
- 3)  $I_{\bar{o}} R_{\bar{o}} > U_e \rightarrow \Delta U_e$ ;
- 4)  $r'_K + R_K \ll r_K^* \rightarrow r_K^* + \Delta r_K^*$ .

Таблиця 5.6.

Залежність параметрів транзистора від механічної дії

	п-р-п транзистор	р-п-р транзистор
$r_{\bar{o}}$	$\Delta r_{\bar{o}} = [r'_{\bar{o}} \Pi_{44}^{\bar{o}e} K^{\bar{o}e} + (r_{\bar{o}} - r'_{\bar{o}}) \Pi_{44}^{\bar{o}e} K^{\bar{o}}] * \xi_{xy}^P(\sigma^S)$	$\Delta r_{\bar{o}} = r_{\bar{o}} \Pi_{11}^K [K_1 \xi_{xy}^n(\sigma^S) + K_2 \xi_z^n(\sigma^S)]$ $K_1 = -\frac{d_K}{h} \psi$ , $\psi = \frac{D}{D+h+d_K}$ , $K_2 = \left(1 - \frac{h+3d_K}{2h}\right) (1-\psi)$
$U_e$	$\Delta U_e = \left( \frac{\Delta E_g^S}{q} - \frac{\varphi_T}{2} \Pi_{11}^{\bar{o}e} \xi_z^n(\sigma^S) \right) K^{\bar{o}e}$	$\Delta U_e = \left( \frac{\Delta E_g^S}{q} - \frac{\varphi_T}{2} \Pi_{44}^K \xi_{xy}^P(\sigma^S) \right)$
$\gamma$	$\Delta \gamma = (\gamma - 1) \left[ \frac{1}{2} \Pi_{11}^{\bar{o}e} K^{\bar{o}e} \xi_z^n(\sigma^S) - \frac{1}{2} \Pi_{44}^e K^e \xi_z^P(\sigma^S) + \frac{\Delta E_g^S}{q \varphi_T} (K^{\bar{o}e} - K^e) \right]$	$\Delta \gamma = \frac{1}{2} (\gamma - 1) K^{\bar{o}} \left[ \Pi_{44}^K \xi_{xy}^P(\sigma^S) - \Pi_{11}^{\bar{o}} \xi_{xy}^n(\sigma^S) \right]$
$\chi$	$\Delta \chi = (\chi - 1) K^{\bar{o}e} \Pi_{11}^{\bar{o}e} \xi_z^n(\sigma^S)$	$\Delta \chi = (\chi - 1) K^{\bar{o}} \Pi_{44}^K \xi_{xy}^P(\sigma^S)$

$\alpha$	$\Delta\alpha = (\alpha - \gamma)K^{\delta e}\Pi_{11}^{\delta e}\xi_z^n(\sigma^S) + (\alpha - \chi) \times$ $\times \left[ \frac{1}{2}K^{\delta e}\Pi_{11}^{\delta e}\xi_z^n(\sigma^S) - \frac{1}{2}K^e\Pi_{44}^e\xi_z^P(\sigma^S) + \right.$ $\left. + \frac{\Delta E_g^S}{q\varphi_T}(K^{\delta e} - K^e) \right]$	$\Delta\alpha = \left[ \frac{1}{2}\alpha(1 + \gamma^*) \right] - \gamma\gamma^*K^{\delta}\Pi_{44}^{\delta} \times$ $\times \xi_{xy}^P(\sigma^S) + (\alpha - \chi\gamma^*) * \frac{1}{2}K^{\delta} \times$ $\times \left[ \Pi_{44}^K\xi_{xy}^P(\sigma^S) - \Pi_{11}^{\delta}\xi_{xy}^n(\sigma^S) \right]$
$\gamma^*$	---	$\Delta\gamma^* = \frac{1}{2}\gamma^*(\gamma^* - 1)K^{\delta}\Pi_{44}^K\xi_{xy}^P(\sigma^S)$
$\beta$	$\Delta\beta = (\beta + 1) \left\{ \frac{\alpha - \gamma}{1 - \alpha} \Pi_{11}^{\delta e}K^{\delta e}\xi_z^n(\sigma^S) + \right.$ $+ \frac{\alpha - \chi}{1 - \alpha} \left[ \frac{1}{2}\Pi_{11}^{\delta e}K^{\delta e}\xi_z^n(\sigma^S) - \right.$ $\left. - \frac{1}{2}\Pi_{44}^eK^e\xi_z^P(\sigma^S) + \frac{\Delta E_g^S}{q\varphi_T}(K^{\delta e} - K^e) \right\}$	$\Delta\beta = \left\{ \left( \frac{\alpha - \gamma\gamma^*}{1 - \alpha} - \frac{1}{2}\beta(1 - \gamma^*) \right) * \right.$ $* (\beta + 1)\Pi_{44}^K K^{\delta}\xi_{xy}^P(\sigma^S) +$ $+ \frac{1}{2}K^{\delta} \frac{\alpha - \chi\gamma^*}{1 - \alpha} *$ $* \left[ \Pi_{44}^K\xi_{xy}^P(\sigma^S) - \Pi_{11}^{\delta}\xi_{xy}^n(\sigma^S) \right]$
$r_K$	$\Delta r_K = -r_K K^{\delta e}\Pi_{11}^{\delta e}\xi_z^n(\sigma^S)$	$\Delta r_K = -r_K K^{\delta}\Pi_{44}^K\xi_{xy}^P(\sigma^S)$
$r_K^*$	$\Delta r_K^* = -r_K^* \left( K^{\delta e}\Pi_{11}^{\delta e}\xi_z^n(\sigma^S) + \frac{\Delta\beta}{\beta} \right)$	$\Delta r_K^* = -r_K^* \left( K^{\delta}\Pi_{44}^K\xi_{xy}^P(\sigma^S) + \frac{\Delta\beta}{\beta} \right)$
$r'_K$	$\Delta r'_K = r'_K \Pi_{11}^K \left[ K_1 \xi_{xy}^n(\sigma^S) + K_2 \xi_z^n(\sigma^S) \right]$ $K_1 = -\frac{d_K}{h}\psi, \quad \psi = \frac{D}{D + h + d_K},$ $K_2 = \left( 1 - \frac{h + 3d_K}{2h} \right) (1 - \psi)$	---
$r_e$	$\Delta r_e = 0$	$\Delta r_e = 0$
$\mu_{eK}$	$\Delta\mu_{eK} = 0$	$\Delta\mu_{eK} = 0$

В таблиці 5.6 позначено:  $\alpha$  – коефіцієнт передачі струму емітера,  $\gamma, \gamma^*$  – коефіцієнт інжекції емітерного переходу і ефективний коефіцієнт інжекції,  $\chi$  – коефіцієнт переносу носіїв заряду через базу,  $r'_\delta$  – опір області бази

під емітером для транзистора вертикальної структури,  $r_k$  – диференційний опір колекторного переходу в схемі із загальною базою,  $q$  – заряд електрона,  $\varphi_T$  – температурний потенціал,  $\xi_{xy}, \xi_z$  – нормована функція впливу механічних напруг на електропровідність кремнію [59, 61].

Метод розрахунку механічних напруг у квадратній мембрані зроблено у роботі [59]:

$$\sigma_1^s = -0,517 \left(\frac{a}{h}\right)^2 \cdot \left[ \frac{1}{1-\nu} \left(3\frac{x^2}{a^2} - 1\right) \cdot \left(\frac{y^2}{a^2} - 1\right)^2 + \frac{\nu}{1-\nu} \left(3\frac{y^2}{a^2} - 1\right) \cdot \left(\frac{x^2}{a^2} - 1\right)^2 \right] P, \quad (5.168)$$

$$\sigma_2^s = -0,517 \left(\frac{a}{h}\right)^2 \cdot \left[ \frac{1}{1-\nu} \left(\frac{3x^2}{a^2} - 1\right) \cdot \left(\frac{y^2}{a^2} - 1\right)^2 + \frac{\nu}{1-\nu} \left(\frac{3y^2}{a^2} - 1\right) \cdot \left(\frac{x^2}{a^2} - 1\right)^2 \right] P, \quad (5.169)$$

$$\sigma_6^s = -0,517 \left(\frac{a}{h}\right)^2 \cdot \left(\frac{2G(1+\nu)}{3E}\right) \cdot \left(\frac{x^2}{a^2} - 1\right) \cdot \left(\frac{y^2}{a^2} - 1\right)^2 \frac{xy}{a^2} P, \quad (5.170)$$

де  $E, G, \nu$  – модуль Юнга, модуль зсуву, коефіцієнт Пуассона.

У системі координат, яка пов'язана з мембраною, нормована функція впливу механічних напруг на електропровідність кремнію описується рівняннями [59,61]

$$\xi_{xy}^P(\sigma) = \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2) \cos 2\theta, \quad \xi_z^n(\sigma) = 0, \quad (5.171)$$

$$\xi_{xy}^n(\sigma) = \frac{1}{4}(\sigma_1 + \sigma_2) + \frac{3}{2}\sigma_6 \sin 2\theta, \quad \xi_z^n(\sigma) = -\frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2), \quad (5.172)$$

де  $\theta$  – кут між напрямком струму і віссю ОХ системи координат. Виходячи із геометрії тензотранзисторів, режиму живлення, залежності параметрів від механічних напруг, були розраховані зміни основних параметрів тензотранзисторів, які подані в таблиці 5.7 [59].

Таблиця 5.7.  
Розрахункові параметри тензотранзисторів, % / Н·м<sup>2</sup>

Тензотранзистор	$\left(\frac{\Delta r_{\bar{6}}}{r_{\bar{6}}}/P\right) \cdot 10^{-5}$	$\left(\frac{\Delta U_e}{U_e}/P\right) \cdot 10^{-8}$	$\left(\frac{\Delta \beta}{\beta}/P\right) \cdot 10^{-5}$
1	0	-8,9	-5,25
2	-0,21	270	5,4
3	1,2	82	0,25
4	-0,48	-71	-5,5
5	8,0	8,5	4,5

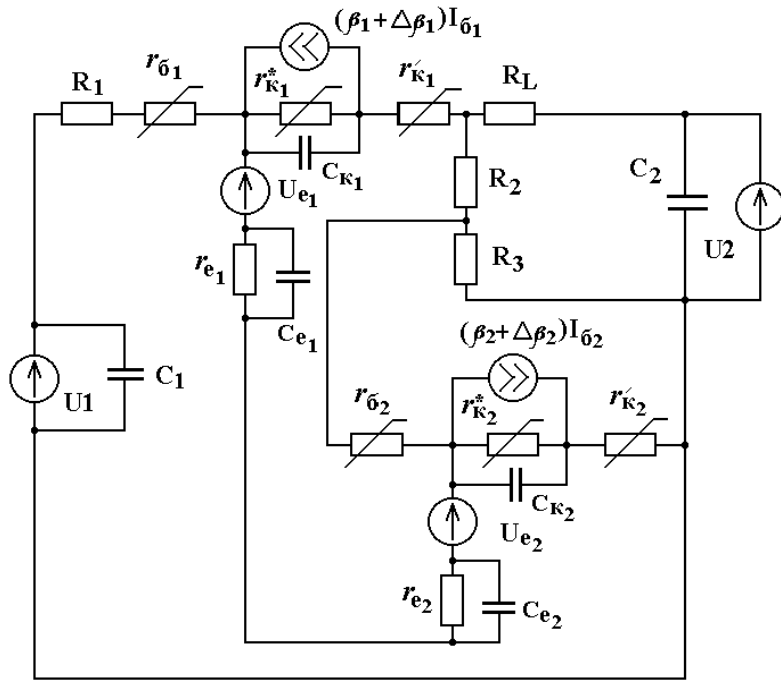


Рис.5.22. Еквівалентна схема перетворювача тиску на основі двох біполярних транзисторів

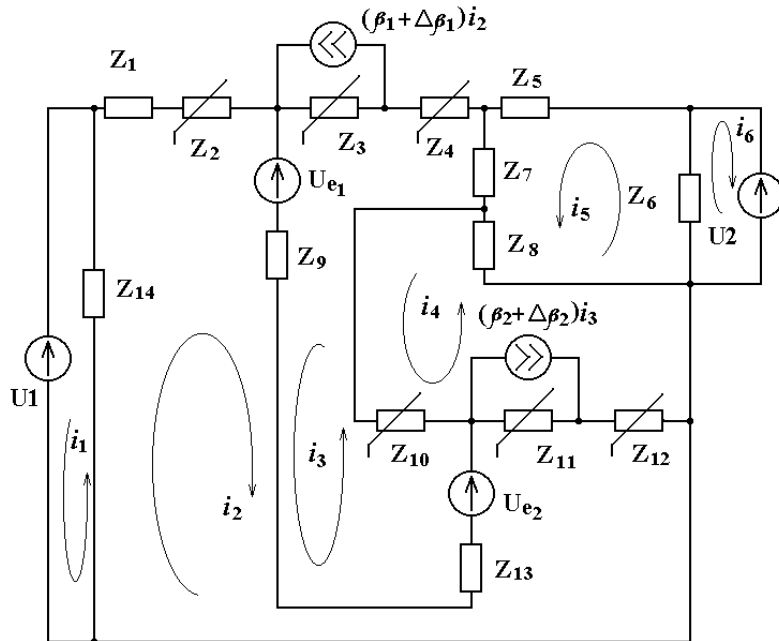


Рис.5.23. Перетворена еквівалентна схема

Таким чином, отримавши залежності параметрів тензотранзисторів від тиску, можна розрахувати функцію перетворення і чутливість частотного перетворювача тиску на основі біполярних транзисторів, які виготовлені на мембрані. Електрична схема перетворювача подана на рис.3.8. Її еквівалентна схема, на якій показані залежності елементів від дії тиску, подана на рис.5.22. Для зручності розрахунків перетворимо її на компакт-

нішу, яка подана на рис.5.23. Згідно з напрямками контурних струмів, визначаються рівняння Кірхгофа. Повні опори елементів еквівалентної схеми мають вигляд:

$$Z_1 = R_1, \quad Z_2 = r_{\beta 1}, \quad Z_3 = \frac{r_{K1}}{1 + \omega^2 r_{K1}^2 C_{K1}^2} - j \frac{r_{K1}^2 \omega C_{K1}}{1 + \omega^2 r_{K1}^2 C_{K1}^2}, \quad Z_{10} = r_{\beta 2},$$

$$Z_4 = r'_{K1}, \quad Z_5 = j\omega L_1, \quad Z_6 = 1/j\omega C_2, \quad Z_7 = R_2, \quad Z_8 = R_3,$$

$$Z_9 = \frac{r_{e1}}{1 + \omega^2 r_{e1}^2 C_{e1}^2} - j \frac{r_{e1}^2 \omega C_{e1}}{1 + \omega^2 r_{e1}^2 C_{e1}^2}, \quad Z_{11} = \frac{r_{K2}}{1 + \omega^2 r_{K2}^2 C_{K2}^2} - j \frac{r_{K2}^2 \omega C_{K2}}{1 + \omega^2 r_{K2}^2 C_{K2}^2},$$

$$Z_{12} = r'_{K2}, \quad Z_{13} = \frac{r_{e1}}{1 + \omega^2 r_{e1}^2 C_{e1}^2} - j \frac{r_{e1}^2 \omega C_{e1}}{1 + \omega^2 r_{e1}^2 C_{e1}^2}, \quad Z_{14} = 1/j\omega C_1.$$

$\beta_1$  і  $\beta_2$  – коефіцієнти передачі струму в схемі із загальним емітером тензотранзисторів VT1 і VT2.

Розв'язання системи рівнянь Кірхгофа проводилось за допомогою метода Гауса на персональному комп'ютері за допомогою програми "Mathlab 5.2". Повний опір на електродах колектор-колектор має ємнісний характер, а активна складова від'ємне значення. Втрати енергії у коливальному контурі генератора компенсується від'ємним опором. Частота генерації залежить від дії тиску на мембрану, тому що змінюється еквівалентна ємність коливального контуру.

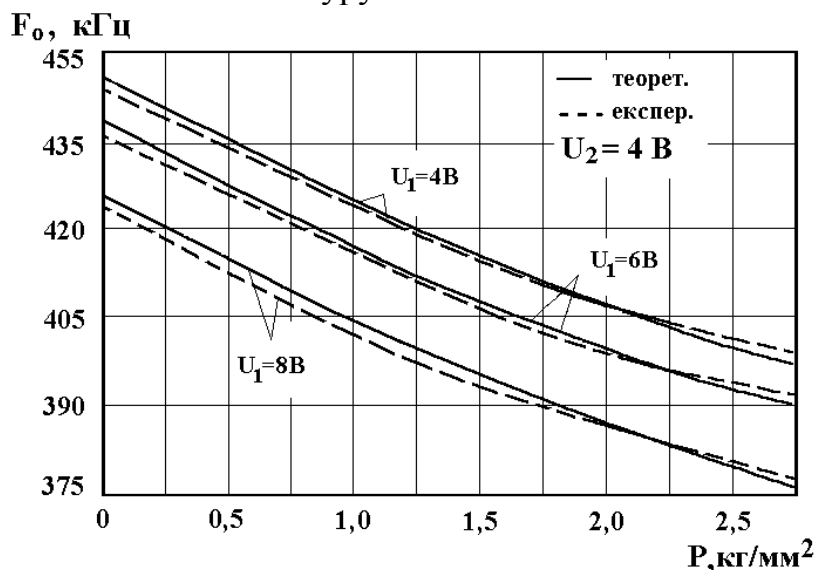


Рис.5.24. Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від тиску

Функція перетворення визначається за формулою (5.116), а чутливість (5.117). На рис.5.24 подана залежність частоти генерації від тиску. Із графіка визначається чутливість, яка дорівнює  $5,4 \cdot 10^{-2}$ , що значно вища, ніж у перетворювачів на основі біполярних тензотранзисторів, у яких тиск здійснюється корундовою голкою.



## 5.6. Конструктивно-технологічні методи термостабілізації параметрів частотних перетворювачів тиску

Температурна залежність характеристик перетворювачів тиску, в першу чергу, визначається фізичними властивостями напівпровідникового матеріалу, а також особливостями конструктивного виготовлення тензочутливого елемента у корпусі приладу.

Такі тензочутливі елементи як тензорезистор, тензодіод, тензотранзистор змінюють свої параметри від температури у ненавантаженому стані, що приводить до похибок при визначенні тиску. Це пояснюється залежністю рухливості і концентрації носіїв заряду від температури, залежністю головних  $p$ -резистивних коефіцієнтів від температури, а також виникненням термопружних напруг у пружного елемента перетворювача, саморозігрів тензочутливих елементів від струмів живлення. Якщо в якості тензочутливого елемента обрано напівпровідниковий тензорезистор, то його опір у ненавантаженому стані залежить від температури згідно з законом (3.21). Температурний коефіцієнт опору (TKR) визначається типом і концентрацією носіїв заряду і його величина залежить від характеру розподілу домішок. У рівномірно легуваних тензорезисторах TKR визначається об'ємною концентрацією домішок, а в дифузійних – поверхневою. Як показують експериментальні дослідження [62-64], TKR для дифузійних резисторів  $p$ -типу має мінімум при поверхневій концентрації домішок біля  $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Це означає, що для зниження TKR тензорезистора і впливу на нього технологічного розкиду поверхневу концентрацію необхідно вибрати поблизу вказаного значення.

Технологія іонного легування дозволяє значно покращити характеристики тензорезисторів у порівнянні з дифузійними. Ці переваги визначаються у більш широкому діапазоні значень питомого поверхневого опору тензорезистора, можливістю точного контролю концентрації легуючих домішок, що дозволяє підвищити відтворюваність характеристик і їх малий розкид, а також лінійність вольт-амперних характеристик [62]. Експериментальні дослідження [63] показують, що TKR тензорезисторів при іонному легуванні залежить від температури відпалу і може набувати як позитивні, так і від'ємні значення. Отже, одним із конструктивно-технологічних методів термостабілізації характеристик перетворювачів тиску є правильний вибір ступеня легування, який визначається у результаті компромісу між бажаною чутливістю і термостабільністю [51].

При використанні в якості тензочутливого елемента напівпровідникового тензодіода його температурна залежність буде визначатися залежністю зворотних струмів витоку від температури. Струм витоку  $p$ - $n$  переходу складається з трьох складових: струм термогенерації  $I_{TG}$ , струм витоку по поверхні  $I_{II}$ , дифузійний струм  $I_D$  [51]. Струм  $I_{TG}$  визначається термогенерацією носіїв заряду у шарі об'ємного заряду. Струм витоку по по-

верхні р-п переходу визначається кількістю енергетичних рівнів пасток на поверхні розділу Si-SiO<sub>2</sub>. Причиною дифузійної складової струму є генерація неосновних носіїв заряду в об'ємі напівпровідника на відстані, яка не перевищує дифузійної довжини від шару об'ємного заряду. Як показують експериментальні дослідження [64], основний внесок у струм витоку вносить складова струму по поверхні переходу. Густина цього струму дорівнює  $(0,078 - 1,55) \cdot 10^{-4}$  А/м<sup>2</sup>. Струм витоку визначається температурною залежністю власної концентрації носіїв заряду напівпровідника. В інтервалі температур 25-75°C він зростає у 10 разів, а в інтервалі 75-175 у 10<sup>3</sup> раз [63].

Оцінимо температурну похибку, яка вноситься струмом витоку. Якщо струм через опір навантаження перетворювача дорівнює 1мА, а площа тензочутливого діода складає 10<sup>-8</sup> м<sup>2</sup>, то максимальна температурна похибка складає 4·10<sup>-8</sup> %/°С у температурному діапазоні 25-75°C. Отже, при малих площах тензочутливих елементів струмами витоку і їх температурною залежністю можна знехтувати [51].

Зміна температури впливає на значення головних п'єзореzистивних коефіцієнтів, які в свою чергу визначають чутливість перетворювачів тиску. Температурна залежність тензочутливості характеризується температурним коефіцієнтом чутливості (ТКЧ) елемента  $\chi$  [51]

$$\chi = \frac{\partial K_{nep}}{\partial T}, \quad (5.173)$$

де  $K_{nep}$  – визначається (5.74). З іншого боку  $K_{nep}$  можна визначити [149]

$$K_{nep} = \Pi_{ii} Y_i, \quad (5.174)$$

де  $Y_i$  – модуль Юнга. Якщо знехтувати температурною залежністю модуля Юнга, то ТКЧ описується формулою

$$\chi = \frac{\partial \Pi_{ii}}{\partial T}, \quad (5.175)$$

де  $i=1$  або  $i=4$  для n і р типу електропровідності напівпровідника. Ступінь легування напівпровідника визначає не тільки ТКР, а також і ТКЧ, тому вибором концентрації домішок можна отримати необхідне співвідношення між ТКР і ТКЧ, що забезпечить компенсацію температурних похибок перетворювачів тиску.

Неоднорідність структури пружного елемента викликає в ньому термопружні напруги. Пружні елементи виготовляються із кремнію, тому планарна сторона захищена шаром з SiO<sub>2</sub>, який є маскою для виготовлення тензочутливого елемента. На зворотній стороні шар SiO<sub>2</sub> відсутній, тому що з цієї сторони формується сам пружний елемент. Різниця температурних коефіцієнтів лінійного розширення кремнію ( $3,7 \cdot 10^{-6}$  град<sup>-1</sup>) і двоокису кремнію ( $1,6 \cdot 10^{-6}$  град<sup>-1</sup>) викликає термопружні напруги, які приводять до прогину пружного елемента. Глибина прогину залежить від співвідношен-

ня товщини шару  $\text{SiO}_2$  і товщини пружного елемента. Як показано у роботі [63] температурна похибка, яка викликана двошаровою структурою перетворювача, складає  $0,025 \text{ \%}/^\circ\text{C}$  при товщині шару  $\text{SiO}_2$   $0,5 \text{ мкм}$  і товщині мембрани  $20 \text{ мкм}$  з діаметром  $1,2 \text{ мм}$ .

Товщина пружного елемента у десятки разів менша за стандартну товщину пластин кремнію, тому тензочутливі елементи на мембрані розсіюють значно меншу теплову потужність ніж елементи інтегральних мікросхем, при цьому відбувається саморозігрів тензочутливих елементів струмом живлення [51]. Величина напруги живлення залежить від товщини мембрани і розташування тензочутливого елемента. Саморозігрів тензочутливого елемента характеризується його тепловим опором. При товщині мембрани  $30 \text{ мкм}$  тепловий опір склав  $100\text{-}140 \text{ град/Вт}$  і  $60\text{-}100 \text{ град/Вт}$  для радіальних і тангенціальних елементів відповідно [51]. Треба також враховувати деформацію пружного елемента за рахунок градієнта теплового поля, яке викликане саморозігрівом.

Для зменшення температурних похибок від саморозігріву тензочутливих елементів необхідно [51]:

- вводити час для розігріву перетворювача тиску, за який встановлюється стаціонарний тепловий режим, що складає декілька секунд;
- при розрахунках параметрів перетворювачів тиску і кіл їх температурної компенсації необхідно враховувати режимні параметри тензочутливих елементів;
- для забезпечення найкращого відведення тепла від пружного елемента необхідно розташовувати тензочутливі елементи по периферії мембрани у тангенціальному напрямку.

Існують пасивні і активні схеми термокомпенсації дрейфу частоти із зміною температури. Пасивні схеми термокомпенсації базуються на включенні в коло зворотного зв'язку генератора термістора, який вносить необхідну корекцію частоти. Проте для створення однакових температурних умов термістор повинен бути розташований поблизу тензочутливого елемента. Для мініатюрних тензочутливих елементів такі рішення важко виконати. виготовлення термістора разом із інтегральною схемою перетворювача певною мірою ускладнює технологію [51]. Активні схеми температурної компенсації можна розподілити на три групи в залежності від принципу роботи. До першої групи відносяться схеми, які підключаються безпосередньо до тензочутливого елемента і змінюють напругу або струм в цих елементах із зростанням температури.

До другої групи відносяться схеми, в яких компенсація температурної похибки відбувається на етапі обробки вихідного сигналу без зміни електричних параметрів самого перетворювача тиску. В цьому випадку вихідний сигнал, який залежить від тиску і температури, в подальшому перетворюється у сигнал, який залежить тільки від тиску.

До третьої групи відносяться схеми, які дозволяють контролювати і підтримувати постійну температуру в перетворювачі тиску. Для цього потрібно розігріти підкладку перетворювача за допомогою електричного пристрою. Температура підкладки при цьому підтримується трохи вищою максимальної робочої температури.

Проте для роботи розглянутих схем потрібно мати інформацію про температуру тензочутливого елемента, який повинен бути розташований разом з термочутливим елементом. В цьому плані найбільш перспективною є технологія інтегральних схем, яка дозволяє в одному циклі виготовляти тензочутливий і термочутливий елементи. В якості термочутливих елементів можна використовувати дифузійні або іонолеговані резистори, діоди, які працюють у прямому режимі, біполярні транзистори. Як показують експериментальні дослідження і практичні розробки перетворювачів тиску [51, 54, 55] використовуючи одночасно в якості термоелементів і нагрівачів в схемах стабілізації температури підкладки можливо отримати дрейф нуля біля  $2 \cdot 10^{-3} \text{ \%}/^{\circ}\text{C}$  при точності стабілізації температури підкладки в  $1^{\circ}\text{C}$  в діапазоні температур  $\pm 50^{\circ}\text{C}$  [51].

### Контрольні питання

1. Які електрофізичні параметри напівпровідників залежать від тиску?
2. Поясніть фізичний механізм впливу тиску на металевий тензорезистор.
3. Напишіть формулу залежності опору металевого тензорезистора від впливу деформації.
4. Які електрофізичні параметри змінюються у напівпровідниковому матеріалі під дією механічної деформації?
5. Поясніть залежність від'ємного опору і реактивної складової повного опору перетворювача тиску з тензорезистором від деформації розтягу.
6. Як змінюється функція перетворення перетворювача тиску з тензорезистором від деформації розтягу?
7. Чому перетворювач з тензочутливим діодним елементом кращий за перетворювач тиску з тензочутливим резистором?
8. Які параметри тензочутливого біполярного транзистора залежать від тиску?
9. Чому мембранні тензочутливі елементи кращі від точкових тензочутливих елементів?
10. Які конструктивно-технологічні методи застосовують для покращення параметрів тензочутливих перетворювачів?

## 6. МАГНІТНІ ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ

Застосування напівпровідникових структур з від'ємним опором в класичних схемах підсилювальних, перемикаючих, генераторних і логічних пристроях добре досліджено [2-6, 11-14]. Проте застосування цих структур в якості мікроелектронних перетворювачів тільки починається, хоча існування додаткового каналу зв'язку суттєво підвищує функціональні можливості таких елементів, а мікроелектронна технологія дає можливість значно підвищити їх чутливість, діапазон вимірюваних параметрів, швидкодію і надійність. В таких структурах транзистор виступає як в якості магніточутливого елемента, так і в якості елемента, який утворює генератор електричних коливань. Слід зауважити, що теоретичні і експериментальні дослідження дискретних напівпровідникових магніточутливих діодів і транзисторів добре досліджені у роботах [15, 16, 30, 35], проте дослідження частотних магнітних перетворювачів на основі напівпровідникових структур з від'ємним опором практично відсутні. Застосування частоти в якості інформативного параметру в перетворювачах такого класу дозволяє відмовитись від аналого-цифрових перетворювачів в системах контролю і управління, що значно здешевлює цю апаратуру.

### 6.1. Фізичний механізм взаємодії магнітного поля з напівпровідниками

Якщо напівпровідник, по якому протікає електричний струм або тепловий потік помістити у магнітне поле, то в ньому виникають явища, які отримали назву гальваномагнітних і термомагнітних ефектів. Ці ефекти полягають у тому, що зменшується електропровідність і теплопровідність напівпровідника у напрямку, який перпендикулярний магнітному полю і струму, виникає різниця потенціалів і температур [28, 29, 45]. Гальваномагнітні явища виникають при одночасній дії на напівпровідник електричного і магнітного поля, а термомагнітні - при одночасній дії на напівпровідник магнітного і температурного поля.

Розглянемо спочатку дію електричного і магнітного поля на рух вільного електрона окремо, а потім при їх одночасній дії на електрон. Вплив періодичного поля ґратки враховується шляхом введення ефективної маси.

На рух електрона у постійному електричному полі діє сила

$$\vec{F} = q\vec{E} \quad (6.1)$$

і прискорення

$$\vec{a}_E = \frac{q}{m} \vec{E} . \quad (6.2)$$

Отже, швидкість електрона змінюється згідно з законом

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{a}_E t \quad (6.3)$$

і в загальному випадку він рухається по параболі, якщо напрямок початкової швидкості не збігається з напрямком поля,

$$\vec{r} = \vec{v}_0 t + \frac{\vec{a}_E t^2}{2} . \quad (6.4)$$

У випадку, коли  $v_0 = 0$  або напрямок початкової швидкості  $\vec{v}_0$  збігається з напрямком поля  $\vec{E}$ , то парабола вироджується в пряму.

У магнітному полі на електрон діє сила

$$\vec{F}_H = q[\vec{v} \cdot \vec{B}] \quad (6.5)$$

і прискорення

$$\vec{a}_H = \frac{q}{m} [\vec{v} \cdot \vec{B}] , \quad (6.6)$$

де  $m$  – ефективна маса електрона. По абсолютній величині згідно з (6.5)

$$|\vec{F}_H| = evB \sin(\vec{v} \cdot \vec{B}) . \quad (6.7)$$

Якщо швидкість електрона  $\vec{v}$  збігається з напрямком магнітного поля  $\vec{H}$ , то  $\vec{F}_H = 0$ , але у випадку, коли  $\vec{v}$  перпендикулярна  $\vec{B}$ , то  $\vec{F}_H = qvB$ . У загальному випадку швидкість електрона можна розкласти на дві складові паралельну і перпендикулярну полю  $\vec{B}$ :

$$\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp} , \quad (6.8)$$

тоді магнітна сила дорівнює

$$|\vec{F}_H| = ev_{\perp} B . \quad (6.9)$$

Якщо сила  $\vec{F}_H$  буде перпендикулярна  $v_{\perp}$  і  $v_{\parallel}$ , то вона увесь час буде міняти напрямок  $v_{\perp}$  і не діяти на  $v_{\parallel}$ , при цьому електрон буде рухатися по гвинтовій лінії уздовж магнітного поля. Якщо  $v_{\parallel} = 0$ , то електрон буде рухатися по колу, радіус якого визначається з умови рівності відцентрової і доцентрової сил:

$$\frac{mv^2}{r} = qvB , \quad (6.10)$$

звідки

$$r = \frac{mv}{qB} . \quad (6.11)$$

Оскільки всі складові (6.11) є сталими, то радіус траєкторії також буде постійним. Це є підтвердженням того, що електрон рухається по колу. Період обертання електронів згідно з (6.11) дорівнює

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{qB}, \quad (6.12)$$

а кутова швидкість

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{qB}{m}. \quad (6.13)$$

З (6.13) визначається кількість обертів за 1 секунду

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{qB}{2\pi m}. \quad (6.14)$$

Як видно з (6.13) і (6.14), кутова швидкість і кількість обертів не залежать від швидкості електрона до того часу, поки швидкість не досягне релятивістських значень, при яких маса починає залежати від швидкості.

Перейдемо до розгляду більш важливого випадку, коли одночасно на електрон діє електричне і магнітне поле. Загальна сила, яка діє на електричний заряд  $q$  в електричному полі  $E$  і магнітному полі  $B$ , описується формулою

$$\vec{F} = \vec{F}_E + \vec{F}_H = q[\vec{E} + [\vec{v} \cdot \vec{B}]]. \quad (6.15)$$

Співвідношення (6.15) було визначено німецьким ученим Лоренцом і тому має назву сили Лоренца. Формула (6.15) є фундаментальною для всіх розрахунків сучасних прискорювачів. При одночасній дії електричного і магнітного поля швидкість електрона не буде постійною і в загальному випадку він буде рухатись по складній траєкторії. Якщо електричне і магнітне поле паралельні, то електрон рухається таким чином, як і при відсутності електричного поля – по гвинтовій лінії, при цьому швидкість його обертання залишається постійною ( $v_{\perp} = const$ ), а швидкість поступового руху ( $v_{\parallel}$ ) увесь час зростає, що відповідає зростанню кроку гвинта. В цьому випадку рух електрона відповідає параболі, яка навивається на циліндр.

Якщо початкова швидкість дорівнює нулю або паралельна магнітному полю, то ця гвинтова лінія вироджується у пряму. Розглянемо найважливіший для практики випадок, коли електричне і магнітне поля взаємоперпендикулярні. Спочатку вважаємо, що початкова швидкість  $v_0$  дорівнює нулю, отже в початковий момент і  $F_H = 0$ . Нехай електричне поле буде направлене по осі  $y$  (рис.6.1), а магнітне поле – перпендикулярне площині креслення.

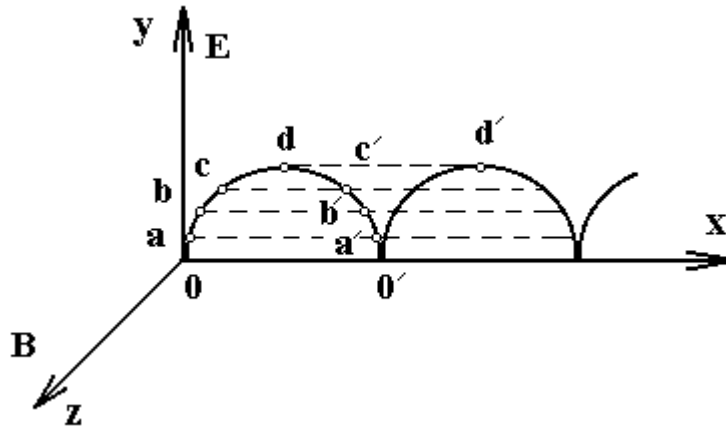


Рис.6.1. Траекторія руху електрона у взаємоперпендикулярних електричному і магнітному полях

Тоді під дією електричного поля створюється прискорення

$$a_y = \frac{q}{m} E_y \quad , \quad (6.16)$$

і в перший момент електрон починає рухатись рівноприскорено вздовж осі  $y$ . Проте відразу при цьому виникає магнітна сила

$$F_H = qvB \quad , \quad (6.17)$$

яка починає відхиляти електрон від початкового напрямку руху. У перший момент магнітна сила  $\vec{F}_H \perp \vec{F}_E$ , тому вона не впливає на прискорення електрона. В подальшому при зростанні швидкості електрона зростає і магнітна сила весь час залишаючись перпендикулярно до швидкості, при цьому  $F_H$  розкладається на дві складові, одна із яких  $(F_H)_y = qv_x B$  створює прискорення, яке віднімається із прискорення електричного поля. Тому з певного моменту  $T$  складова швидкості електрона по осі  $y$  почне зменшуватися і в якийсь момент набуде нульове значення (точка  $d$  на рис.6.1). Після цієї точки електрон почне рухатись по осі  $y$  протилежному напрямку, наближаючись до осі  $x$ . При цьому слід підкреслити, що повна магнітна сила весь час залишається перпендикулярною до повної швидкості електрона і тому не може змінювати цю швидкість, яка дорівнює  $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ . Проте, зменшуючи одну складову, одночасно певним чином збільшує другу. Отже, в кожний момент швидкість електрона, згідно з законом збереження енергії, буде визначатися роботою сил електричного поля, тобто

$$\frac{mv^2}{2} = qEy \quad . \quad (6.18)$$



Із (6.18) випливає, що швидкість електронів у точках  $a$  і  $a'$ ,  $b$  і  $b'$ ,  $c$  і  $c'$  (тобто у точках однаково віддалених від осі  $x$ ) будуть однакові. Отже, у точці  $O'$  швидкість знову стане дорівнювати нулю, після чого вся ділянка траєкторії  $oabb'a'o'$  повторюється, але вже зсунута на величину  $oo'$  по осі  $x$  [65].

Траєкторію електрона можна визначити, якщо проінтегрувати його рівняння руху

$$m\vec{a} = q\vec{E} + q[\vec{v} \cdot \vec{B}] . \quad (6.19)$$

В координатній формі рівняння (6.19) має вигляд [65]

$$m\ddot{x} = q\dot{y}B , \quad (6.20)$$

$$m\ddot{y} = qE - qB\dot{x} . \quad (6.21)$$

Позначимо через  $b = qE/m$  і  $\omega = qB/m$ , тоді (6.20) і (6.21) можна записати у вигляді

$$\ddot{x} = \omega\dot{y} , \quad (6.22)$$

$$\ddot{y} = b - \omega\dot{x} . \quad (6.23)$$

При інтегруванні (6.22) і (6.23) з початковими умовами  $t=0$ ,  $\dot{x}=0$  і  $\dot{y}=0$  отримаємо

$$\dot{x} = bT \left( 1 - \cos \frac{t}{T} \right) , \quad (6.24)$$

$$\dot{y} = bT \sin \frac{t}{T} , \quad (6.25)$$

де  $t$  – час,  $T$  – період коливань. Подальше інтегрування (6.24) і (6.25) дозволяє отримати траєкторію руху електрона [65]

$$x = bT^2 \left( \frac{t}{T} - \sin \frac{t}{T} \right) , \quad (6.26)$$

$$y = bT^2 \left( 1 - \cos \frac{t}{T} \right) . \quad (6.27)$$

Рівняння (6.26) і (6.27) є рівняннями циклоїди у параметричному вигляді, які описують рух точки, що знаходиться на ободі колеса, яке котиться. Згідно з цими рівняннями середня швидкість поступального руху  $v_y = 0$ ,  $v_x = bT$ , кутова швидкість обертання  $\omega = qB/m$  і радіус

$$r = \frac{mv}{qB} . \quad (6.28)$$

Якщо початкова швидкість  $v_0$  відмінна від нуля, то в залежності від напрямку початкової швидкості отримаємо скорочену або подовжену циклоїду.

Розглянемо поняття слабких і сильних магнітних полів. Слабкими називають такі магнітні поля, в яких радіус кривизни траєкторії електрона набагато більший його довжини вільного пробігу [65]:

$$r \gg l . \quad (6.29)$$

За цих умов дія магнітного поля на електрон за час його вільного руху буде відносно слабкою, що відіб'ється на траєкторії електрона, яка незначно викривиться і напрямок руху електрона відхилиться від початкового на невеликий кут  $\varphi$ :

$$\varphi = \frac{l}{r} . \quad (6.30)$$

З другого боку, рухливість електрона  $\mu$  визначається через його довжину вільного пробігу

$$\mu = \frac{e}{m} \cdot \frac{l}{v} . \quad (6.31)$$

Підставивши у (6.30) значення  $r$  з (6.28) отримаємо [65]

$$\varphi = \frac{e}{m} \cdot \frac{l}{v} B \quad (6.32)$$

або

$$\varphi = \mu B . \quad (6.33)$$

Отже, нерівність (6.29), яка покладена в основу визначення слабого поля, може бути записана як  $\varphi \ll 1$  або

$$\mu B \ll 1 . \quad (6.34)$$

Визначення поняття слабого поля (6.34) є зручнішим, тому що на практиці величини  $\mu$  і  $H$  можна виміряти.

Сильними магнітними полями є поля, в яких виконується нерівність протилежна (6.29) або (6.34) [65]

$$r \ll l \quad (6.35)$$

або

$$\mu B \gg 1 . \quad (6.36)$$

У сильних магнітних полях характер руху електрона суттєво змінюється, тому в проміжках між зіткненнями він вже не рухається майже прямолі-

нійно, а проходить ряд циклів або гвинтової лінії, або циклоїди, або ще складнішої траєкторії.

Слід зауважити, що поділ на слабкі і сильні поля не є абсолютним, тому що при одному і тому ж значенні поля для одного матеріалу (низька рухливість) може виконуватись нерівність (6.34), а для другого (велика рухливість) – протилежна нерівність (6.36).

З точки зору квантової механіки існує інше визначення сильного поля, яке ґрунтується на зміні енергетичного спектра електронів за рахунок сильного магнітного поля. У магнітному полі енергетичний спектр електрона стає частково дискретним до того часу, коли середня теплова енергія менша відстані  $\hbar\omega$  між дискретними рівнями, які отримали назву рівнів Ландау. Отже, можна визначити два критерії сильного поля, один із яких є класичним (6.36), а другий квантовим [65]

$$\frac{\hbar\omega}{kT} \gg 1 . \quad (6.37)$$

Ці критерії не еквівалентні один одному ні з точки зору фізичної природи, ні з точки зору величини критичного поля. Згідно з критерієм (6.36) траєкторія електрона зазнає радикальних змін, а (6.37) вказує на зміну енергетичного спектра. Критерію (6.37) відповідають більш сильні поля або низькі температури [65].

## 6.2. Вплив магнітного поля на властивості напівпровідників. Ефект Холла

Фізичний механізм ефекту Холла полягає в тому, що при дії магнітного поля на напівпровідник, по якому проходить струм густини  $j$ , при цьому напруженість  $B$  магнітного поля перпендикулярна напрямку струму, то у напівпровіднику виникає електричне поле, напрямок якого перпендикулярний як до струму, так і до магнітного поля. Величина напруженості цього електричного поля  $E_H$  пропорційна густині струму  $j$  у напівпровіднику і індукції магнітного поля  $B$ , в якому перебуває напівпровідник

$$E_H = R_H jB , \quad (6.38)$$

де  $R_H$  – коефіцієнт пропорційності (стала Холла),  $B = \mu_1 H$  – магнітна індукція,  $\mu_1$  – магнітна стала напівпровідника. Розглянемо механізм виникнення ефекту Холла спочатку на прикладі домішкового напівпровідника електронного типу провідності, в якому струм здійснюється тільки електронами.

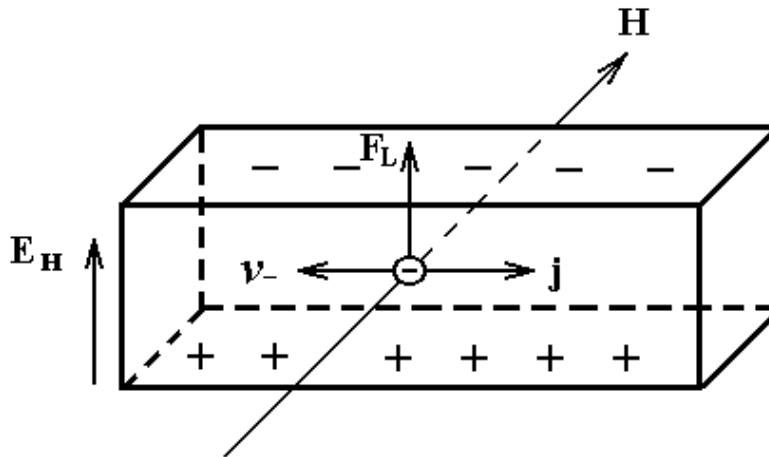


Рис.6.2. Виникнення поля Холла у напівпровіднику з електронною провідністю

При існуванні струму в електронному напівпровіднику електрони провідності рухаються з певною середньою швидкістю  $v_0$  у напрямку, протилежному напрямку струму. Якщо такий напівпровідник розташувати у магнітному полі  $H$ , яке перпендикулярне струму, то на електрони провідності буде діяти сила Лоренца  $F_L$ , напрямком якої перпендикулярний до їх швидкості  $v_-$  і напруженості магнітного поля  $H$  (рис.6.2). Оскільки заряд електронів від'ємний, то під дією сили Лоренца вони відхиляються від напрямку струму у сторону, яка протилежна напрямку вектора  $[\vec{v}_- \cdot \vec{B}]$  (рис.6.2 – вгору). Внаслідок цього електрони накопичуються на одній з граней напівпровідника, яка перпендикулярна вектору  $[\vec{v}_- \cdot \vec{B}]$ . Біля протилежної грані напівпровідникового зразка з'являється некомпенсований позитивний заряд. Між позитивними і негативними зарядами у напівпровіднику з'являється електричне поле  $E_H$ , яке гальмує відхилення електронів під дією сили Лоренца. Процес накопичення зарядів різних знаків на протилежних гранях напівпровідника продовжується до тих пір, поки напруженість Холловського поля, яка зростає за величиною, не досягне значення, при якому сила  $qE_H$ , яка діє на електрони, врівноважить силу Лоренца

$$qE_H = q[\vec{v}_- \cdot \vec{B}] , \quad (6.39)$$

після чого наступить стаціонарний стан.

Густина струму, який проходить через напівпровідник, дорівнює

$$j = qnv_- , \quad (6.40)$$

звідки швидкість електронів

$$v_- = j/qn . \quad (6.41)$$

При підстановці (6.41) у (6.39) отримаємо

$$E_H = \frac{1}{qn} jB . \quad (6.42)$$

Рівняння (6.41) збігається з рівнянням (6.38), тому стала Холла дорівнює

$$R_H = \frac{1}{qn} . \quad (6.43)$$

Якщо магнітне поле діє на дірковий напівпровідник, через який проходить струм, то носіями заряду у ньому є дірки, швидкість направленої руху яких  $v_+$  збігається з напрямком струму, то при цьому на дірки діє сила Лоренца. Оскільки дірки мають позитивний заряд, то напрямок дії сили Лоренца збігається з напрямком вектора  $[\vec{v}_+ \cdot \vec{B}]$  (рис.6.3). При вибраному напрямку струму швидкості електронів і дірок  $v_-$  і  $v_+$  протилежні, тому  $[\vec{v}_- \cdot \vec{B}] = -[\vec{v}_+ \cdot \vec{B}]$ , причому сили Лоренца, які діють на електрони і дірки, що рухаються у протилежних напрямках, направлені однаково (рис.6.2 і рис.6.3).

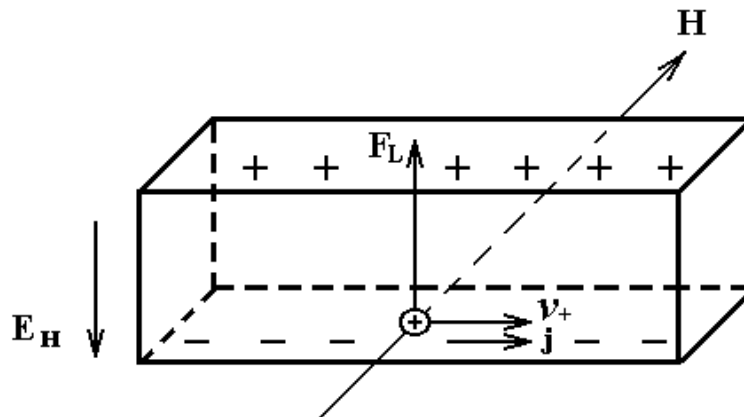


Рис.6.3. Виникнення поля Холла у напівпровіднику з дірковою провідністю

Отже, у дірковому і електронному напівпровідниках при однакових напрямках струму і магнітного поля носії заряду силою Лоренца відхиляються в одну і ту ж сторону. На основі цього можна зробити висновок, що при однакових напрямках струму і магнітного поля знаки зарядів відповідних граней електронного і діркового напівпровідників  $i$ , отже, напрямки холлівських полів в них будуть протилежними. Це означає, що згідно з знаком ефекту Холла у напівпровіднику експериментально можна визначити його тип провідності. Окрім цього, дослідження ефекту Холла дозволяє кількісно визначити концентрацію і рухливість носіїв заряду.

З (6.38) визначимо сталу Холла

$$R_H = \frac{E_H}{jB} . \quad (6.44)$$

Підставляючи значення густини струму  $j = I/ab$ , де  $I$  – повний струм через переріз напівпровідника  $ab$ , а також значення напруженості холлівського поля, яке дорівнює градієнту потенціалу  $\Delta U/a$ , отримаємо

$$R_H = \frac{\Delta U \cdot b}{I \cdot B} . \quad (6.45)$$

Аналіз (6.45) показує, що сталу Холла можна визначити експериментальним шляхом, тому що всі величини, які визначають праву частину (6.45), можна виміряти експериментально. З другого боку, на основі (6.43) можна визначити концентрацію носіїв заряду, якщо відоме значення  $R_H$ .

При використанні відомої формули для електропровідності напівпровідникового матеріалу  $\sigma = qn\mu$  і (6.43) отримаємо вираз

$$R_H \cdot \sigma = \mu , \quad (6.46)$$

тобто по відомих значеннях  $R_H$  і  $\sigma$  можна визначити рухливість носіїв заряду.

Слід зазначити, що отримані результати при розгляді ефекту Холла є приблизними, тому що рух носіїв заряду уздовж струму з однаковою швидкістю, яка дорівнює середній швидкості їх направленої руху, не є точним. В дійсності, різні носії заряду мають не однакові швидкості руху уздовж струму, причому їх розподіл по швидкостях є нерівномірним, він залежить від механізму розсіювання зарядів, а також від ступеня виродженості електричного заряду. Тому чисельник у формулі (6.43) має значення, яке відрізняється від одиниці, отже

$$R_H = \frac{A}{qn} , \quad (6.47)$$

де  $A$  є величиною, яка залежить від характеру розподілу носіїв заряду по швидкостях, а також від механізму розсіювання носіїв заряду.

Ефект Холла має свої особливості у напівпровідниках із змішаною і власною провідностями, у яких існують носії заряду двох знаків – електрони і дірки. Як показано вище, при даному напрямку струму і при даному напрямку магнітного поля, який перпендикулярний напрямку струму, носії заряду обох знаків відхиляються силою Лоренца в один і той же бік. Внаслідок цього, області напівпровідника, які збагачуються і збіднюються носіями заряду, отримують значно менші за величиною електричні заряди у порівнянні з напівпровідником з такою ж величиною електропровідності, але з одним типом носіїв заряду. Це пояснюється тим, що протилежні за знаком заряди носіїв в означених вище областях частково або повністю

компенсують один одного У цьому випадку електричне поле Холла є значно слабшим у порівнянні із домішковим напівпровідником. Отже, можна констатувати, що у випадку напівпровідника із змішаною електропровідністю величина напруженості електричного поля Холла визначається різницею електричної і діркової складових струму, тоді як електропровідність визначається їх сумою.

Якщо концентрація або рухливість носіїв заряду одного типу переважає у напівпровіднику, то ці носії заряду, які накопичуються біля однієї з граней напівпровідника, створюють електричне поле, яке притягує носіїв другого типу заряду і відштовхує однойменні носії заряду. Накопичення носіїв заряду певного типу біля даної поверхні напівпровідника продовжується до тих пір, поки електричне поле Холла не вирівняє обидва потоки, що відповідає стаціонарному стану системи.

У напівпровідниках із власним типом електропровідності концентрація електронів дорівнює концентрації дірок. Тому в цих напівпровідниках знак ефекту Холла визначається різницею рухливостей носіїв заряду різних знаків. Якби у власному напівпровіднику рухливості електронів і дірок були рівними, то ефект Холла був би відсутнім, тому що заряди електронів і дірок, які накопичуються на протилежних гранях напівпровідника, повністю компенсували один одного, бо вони рівні за величиною.

### 6.3. Вплив магнітного поля на електропровідність напівпровідників

Опір напівпровідника в значній мірі залежить від дії магнітного поля. Це пов'язано з появою сили Лоренца, яка впливає на рух носіїв заряду у напівпровіднику, по якому проходить струм при дії магнітного поля на нього.

Розглянемо процес зміни опору у власному напівпровіднику. У такому напівпровіднику концентрації електронів і дірок рівні, тому якщо рівні величини їх рухливості, то електричне поле Холла не виникає. Отже, не виникає сила, яка б компенсувала дію сили Лоренца. Тому носії заряду обох знаків увесь час поки існує струм, продовжують відхилятися силою Лоренца від напрямку руху уздовж струму.

Якщо на напівпровідник не діє магнітне поле, то в ньому носії заряду за час вільного пробігу  $\tau$  у середньому проходять уздовж струму прямолінійні відрізки шляху довжиною  $l$ . Якщо діє магнітне поле, то носії заряду за час  $\tau$  пройдуть відрізки шляху, які являють собою дуги кіл тієї ж довжини  $l$  [45], які подано на рис.6.4. Як видно з рис.6.4, носії заряду при дії магнітного поля за час  $\tau$  пройдуть шлях  $l'$  уздовж напрямку струму, причому відстань  $l'$  буде меншою за  $l$  і являє собою проекцію дуги кола довжиною  $l$  на напрямок струму. Тоді можна записати

$$l' = l \cdot \sin \varphi , \quad (6.48)$$

де  $r$  – радіус кривизни траєкторії носіїв заряду при дії магнітного поля. Її величина визначається на основі того, що сила Лоренца завжди має напрямок, який є перпендикулярним до швидкості зарядженої частки, при цьому сила Лоренца змінює тільки напрямок швидкості, а не її величину, тобто вона є доцентровою.

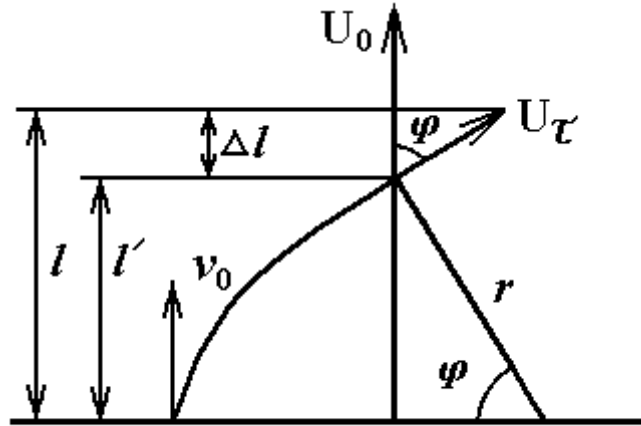


Рис.6.4. Зміна довжини вільного руху носія заряду при дії магнітного поля

Отже, можна записати

$$qvB = \frac{mv^2}{r}, \quad (6.49)$$

звідки радіус кривизни траєкторії зарядженої частки

$$r = \frac{mv}{qB}. \quad (6.50)$$

Кут  $\varphi$ , який дорівнює відношенню довжини дуги кола  $l$  до його радіуса  $r$ , є кутом відхилення частки від її початкового напрямку руху під дією сили Лоренца за час  $\tau$ , або кут, який утворився між напрямками початкової швидкості  $v_0$  і швидкості  $v_\tau$ , яку має частинка у кінці відрізка часу  $\tau$ .

Таким чином, величина кута  $\varphi$ , якщо підставити (6.50), дорівнює

$$\varphi = \frac{l}{r} = \frac{lqB}{mv}. \quad (6.51)$$

Отже при дії магнітного поля на напівпровідник, через який протікає струм, змінюється довжина вільного пробігу у напрямку струму, що приводить до зміни його питомої електропровідності

$$\sigma = qn\mu = \frac{q^2nl}{2mv}, \quad (6.52)$$

яка пропорційна довжині пробігу носіїв заряду. Якщо відсутня дія магнітного поля на напівпровідник, довжина пробігу уздовж струму дорівнює  $l$ , то при дії магнітного поля вона зменшується до значення  $l'$ , тому у цьому випадку електропровідність напівпровідника



$$\sigma' = \frac{q^2 n l'}{2 m v} . \quad (6.53)$$

Зміна питомої електропровідності напівпровідника під дією магнітного поля визначається

$$\Delta \sigma = \sigma' - \sigma = \frac{q n^2}{2 n v} (l' - l) . \quad (6.54)$$

Відносна зміна електропровідності

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{l' - l}{l} . \quad (6.55)$$

Визначимо чисельник рівняння (6.55)

$$l' - l = l - r \cdot \sin \varphi . \quad (6.56)$$

Спочатку розкладемо  $\sin \varphi$  у ряд Маклорена, залишивши при цьому перші чотири складові

$$\sin \varphi = \sin 0 + \frac{1}{1!} \left( \frac{d \sin \varphi}{d \varphi} \right)_0 \varphi + \frac{1}{2!} \left( \frac{d^2 \sin \varphi}{d \varphi^2} \right)_0 \varphi^2 + \frac{1}{3!} \left( \frac{d^3 \sin \varphi}{d \varphi^3} \right)_0 \varphi^3 = \varphi - \frac{\varphi^3}{6} . \quad (6.57)$$

Підставивши у (6.56) вирази (6.51) і (6.57), отримаємо

$$l' - l = l - r \cdot \sin \varphi = l - \frac{l}{\varphi} \left( \varphi - \frac{\varphi^3}{6} \right) = \frac{l \varphi^2}{6} . \quad (6.58)$$

Отже, відносна зміна електропровідності напівпровідника у магнітному полі

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{l' - l}{l} = -\frac{\varphi^2}{6} = -\frac{1}{6} \left( \frac{l q B}{m v} \right)^2 . \quad (6.59)$$

Аналіз (6.59) показує, що опір напівпровідника у магнітному полі зростає, причому відносне його зростання пропорційне квадрату індукції магнітного поля.

Слід зауважити, що розглядаючи вплив магнітного поля на напівпровідник, не враховувались розподіл носіїв заряду по швидкостях і механізм їх розсіювання. З врахуванням цих механізмів формула (6.59) набуває вигляду

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = K \left( \frac{l q B}{m v} \right)^2 , \quad (6.60)$$

де коефіцієнт  $K$  залежить від характеру розподілу носіїв заряду по швидкостях і механізмах розсіювання.

Якщо у напівпровіднику із змінним типом провідності переважають носії заряду одного знаку, то при розташуванні його у магнітному полі, яке перпендикулярне струму, у ньому виникає холлівське електричне поле, яке буде протидіяти відхиленню силою Лоренца переважаючих носіїв заряду і сприяти відхиленню носіїв заряду протилежного знаку, яких у напівпровіднику значно менше.

Внаслідок цього наступить момент, починаючи з якого обидва потоки носіїв заряду у напрямку дії сили Лоренца будуть дорівнювати один одному. В даному випадку зміна опору напівпровідника буде меншою у порівнянні з ідеальним бездомішковим напівпровідником, у якому концентрація носіїв заряду різних знаків однакова. Це пов'язано з дією електричного поля Холла, яке протидіє силі Лоренца, внаслідок чого відхилення переважної частини носіїв заряду магнітним полем є меншим у порівнянні з ідеальним бездомішковим напівпровідником.

Зауважимо, що при розташуванні напівпровідника із струмом у магнітному полі, яке перпендикулярне струму, відбувається зміна електропровідності напівпровідника і уздовж напрямку дії сили Лоренца, тобто в напрямку, який перпендикулярний струму. Дійсно, в даному напрямку внаслідок дії сили Лоренца зростає концентрація носіїв заряду. Але одночасно з цим процесом відбувається процес дифузії носіїв заряду у напрямку, протилежному напрямку дії сили Лоренца. В результаті дії обох факторів у напівпровіднику встановлюється певний постійний у часі градієнт концентрації носіїв заряду у напрямку дії сили Лоренца, а також градієнт електропровідності напівпровідника.

В домішкових напівпровідниках, які мають носії заряду тільки одного знаку, відбувається зміна їх опору під дією магнітного поля. Даний механізм обумовлений тим, що швидкості носіїв заряду у напівпровіднику, які направлені уздовж струму не однакові, а мають розподіл відповідно з законом розподілу Максвелла. Дійсно, якби швидкості руху усіх носіїв заряду уздовж його напрямку були однакові, то накопичення їх біля однієї із граней напівпровідника внаслідок дії сили Лоренца і збіднення ними області напівпровідника, яка лежить на протилежній грані, відбувалась до тих пір, поки сила Лоренца не була б урівноважена направленою протилежно силою холлівського електричного поля. Внаслідок цього, починаючи з указанного моменту, носії заряду не отримували б нормального прискорення, тобто продовжували б рухатись уздовж струму без зіткнень. Довжина пробігу носіїв заряду залишалась би незмінною і опір напівпровідника залишався б постійним.

Рівновага сили Лоренца і сили холлівського електричного поля справедлива лише в тому випадку коли швидкість носіїв заряду має певну величину, яка дорівнює її середньому значенню. Це значить, що тільки ті електрони, швидкість яких уздовж струму дорівнює її середньому значенню, не будуть відхилятися при одночасній дії обох вказаних сил. Якщо направлена швидкість носіїв заряду менша її середнього значення, то переважною буде дія на них холлівського поля  $qE_H$  внаслідок чого вони будуть відхилятися від напрямку струму у бік дії сили  $qE_H$ . Проте в тих випадках, коли швидкість носіїв заряду перевищує її середнє значення, то носії заряду будуть відхилятися у напрямку дії сили Лоренца. В результаті цього довжина пробігу як у тих, так і в інших носіїв заряду зменшиться,

що приводить до зростання опору напівпровідника. Опір у домішкових напівпровідників в магнітному полі змінюється менше ніж у напівпровідників із власною провідністю. В даному випадку дія холлівського поля частково компенсує дію сили Лоренца, тому траєкторія носіїв заряду скривлюється слабше ніж у напівпровідниках з власною провідністю, де холлівське поле не виникає.

Відносна зміна електропровідності домішкових напівпровідників у магнітному полі [30]

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = K_1 \left( \frac{lqB}{mv} \right)^2, \quad (6.61)$$

де коефіцієнт  $K_1 < K$ , також залежить від характеру розподілу носіїв заряду по швидкостях і від механізму їх розсіювання.

Існують інші ефекти в напівпровідниках, які викликані дією магнітного поля. Дійсно, якщо носії заряду, які мають швидкість направлено руху  $v_1$ , яка перевищує її середнє значення, то вони відхиляються у напрямку дії сили Лоренца. Дійшовши до приграничної області напівпровідника, вони передають свою надлишкову енергію кристалічній ґратці, в результаті чого температура даної області напівпровідника  $T_1$  підвищується. Носії заряду, швидкість яких уздовж напрямку струму  $v_2$  менше її середнього значення, відхиляються у протилежну сторону. Дійшовши до області напівпровідника, яка прилягає до протилежної його грані, вони поповнюють запас своєї енергії за рахунок енергії ґратки кристала. Температура  $T_2$  цієї області зменшується (рис.6.5).

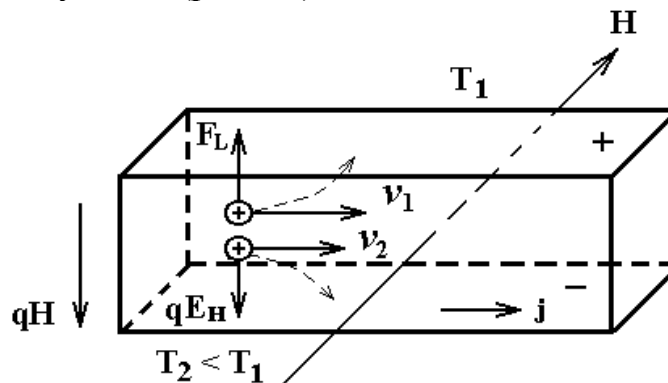


Рис.6.5. Виникнення градієнта температури, який направлений перпендикулярно струму, у напівпровіднику із струмом, який розташований у поперечному магнітному полі (ефект Етґінсгаузена)

Таким чином, у напівпровіднику у напрямку дії сили Лоренца виникає градієнт температури, який зростає з часом до певного стаціонарного значення. Ця стаціонарна різниця температур протилежних граней кристала досягається тоді, коли потік теплоти, який викликаний даним процесом,

компенсується протилежно направленим потоком, який обумовлений теплопровідністю.

Розгляньте вище явище виникнення градієнта температур у напівпровіднику з струмом, який розташований у поперечному магнітному полі, отримало назву ефекту Еттінсгаузена [28, 30, 45].

Друге явище, яке обумовлене тими ж причинами, отримало назву ефекту Нерста [28,30,45]. Суть його полягає в тому, що при проходженні струму по напівпровіднику, який розташований у поперечному магнітному полі, виникає градієнт температури, який має напрямок уздовж струму. Згідно з формулою (6.50), чим більша швидкість електрона, тим більша кривизна його траєкторії. Внаслідок цього електрони, швидкості  $v_1$  яких досить великі, на своєму шляху, який дорівнює довжині напівпровідника, не встигають відхилитися від напрямку руху уздовж струму на значний кут і рухаються уздовж напівпровідника по слабо скривлених траєкторіях. Отже, швидкі електрони накопичуються на тому кінці напівпровідника, до якого направлені швидкості їх упорядкованого руху. Там вони передають свою надлишкову енергію кристалічній ґратці, за рахунок якої цей кінець напівпровідника нагрівається. Повільні електрони, швидкості  $v_2$  яких незначні, сильно затримуються магнітним полем, тому при входженні у напівпровідник відхиляються у сторону і залишаються на його другому кінці, де вони поповнюють свою енергію за рахунок енергії ґратки кристалу, що веде до охолодження цього кінця напівпровідника. У цьому випадку завдяки виникненню потоку теплоти у протилежному напрямку внаслідок теплопровідності у напівпровіднику встановлюється стаціонарний стан, при якому різниця температур  $T_1 - T_2$  на кінцях напівпровідника залишається незмінною (рис.6.6).

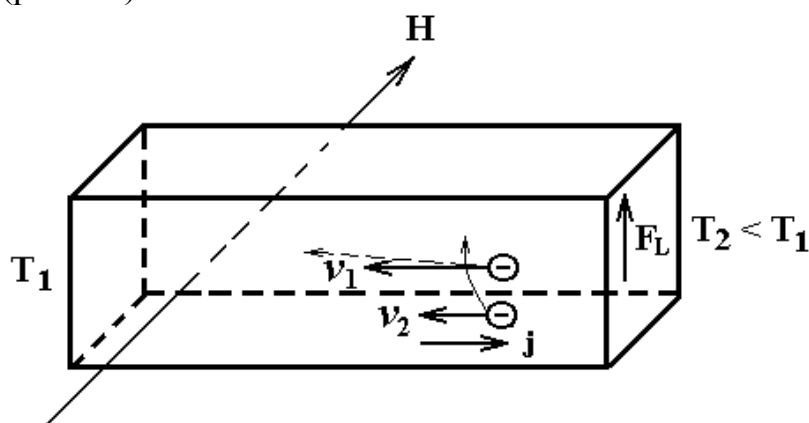


Рис.6.6. Виникнення градієнта температури, який направлений уздовж струму, при розташуванні напівпровідника із струмом, у поперечному магнітному полі (ефект Нерста)

Гальваномагнітні ефекти знайшли широке застосування у техніці для вимірювання постійних і змінних магнітних полів і безконтактного виміру струмів по їх полях, у пристроях обчислювальної техніки для виконання

логічних операцій, для детектування, підсилення, модуляції, виміру потужності і різниці фаз, аналізу спектрів і багато інших задач мікроелектроніки [65].

У таблиці 6.1 подані вирази для основних кінетичних коефіцієнтів для магнітного поля [65]. У таблиці 6.1 введені такі позначення:  $k_0$  – стала Больцмана,  $q$  – заряд носія струму,  $H$  – напруженість магнітного поля,  $E$  – напруженість електричного поля,  $j$  – густина струму,  $\mu^*$  – приведений рівень хімічного потенціалу,

$F_n \equiv F_0(\mu^*) \equiv \int_0^\infty \frac{x^n}{1 + e^{x-\mu^*}} dx$  - інтеграл Фермі, зразки мають форму прямокутних паралелепіпедів,  $H$  направлено по осі  $Z$ ,  $E$  - у площині  $(x, y)$ .

Таблиця 6.1.

Вирази для основних кінетичних коефіцієнтів у слабому магнітному полі в напівпровідниках із стандартною зоною і носіями одного типу

Назва коефіцієнта і визначення	Умова вимірювання	Формула	Коефіцієнти, які залежать від ступеня виродженості і механізму розсіювання
Питома електропровідність $\sigma_0 = j_x E_x$	$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} =$ $= j_x = H_z = 0$	$\sigma_0 = \frac{2}{3} q^2 4\pi(2m^*)^{3/2} \cdot$ $\tau_0(k_0 T)^{r+1} A$	$A = (r+1)E_T$
Коефіцієнт термо-ЕРС $\alpha_0 = E_x / \frac{\partial T}{\partial x}$	$j_x = j_y = \frac{\partial T}{\partial y} =$ $= H_z = 0$	$\alpha_0 = \frac{k_0}{q} C$	$C = \frac{r+2}{r+1} \cdot \frac{F_{r+1}}{F_r} - \mu^*$
Стала Холла	$j_y = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0$	$R = \frac{3}{2} \frac{h^3 (k_0 T)^{-3/2}}{4\pi(2m)^{2/3} q} B$	$B = \frac{2r+1/2}{(r+1)^2} \cdot \frac{F_{2r-1/2}}{F_r^2}$
Магнітоопір $\frac{\Delta\rho(H)}{\rho_0} =$ $= \sigma_0 \left[ \frac{1}{\sigma(H)} - \frac{1}{\sigma_0} \right]$	$j_y = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0$	$\frac{\Delta\rho}{\rho_0 H_z^2} = (R\sigma_0)^2 M$	$M = \frac{3r(r+1)}{(2r+1/2)} \cdot$ $\frac{F_{3r-1}}{F_{2r-1/2}^2} - 1$
Магнітотермо-ЕРС $\frac{\Delta\alpha(H)}{\alpha_0} =$ $= \frac{\alpha(H) - \alpha_0}{\alpha_0}$	$j_x = j_y = \frac{\partial T}{\partial y} = 0$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0 H_z^2} = (R\sigma_0)^2 \frac{N}{C}$	$N = D + \frac{3r(r+2)}{(2r+1/2)^2} \cdot$ $\frac{F_{3r-1} F_{r+1}}{F_{2r-1/2}^2} + 1 - M$

#### 6.4. Визначення функції перетворення і чутливості частотного магнітного перетворювача з магнітоопором

Схема магнітного частотного перетворювача подана на рис.6.7. Вона складається з двох комплементарних польових транзисторів, причому в коло зворотного зв'язку транзистора VT1 включено магніточутливий опір  $R_1$ , на який діє магнітне поле. Зміна опору при дії магнітного поля описується формулою (6.60).

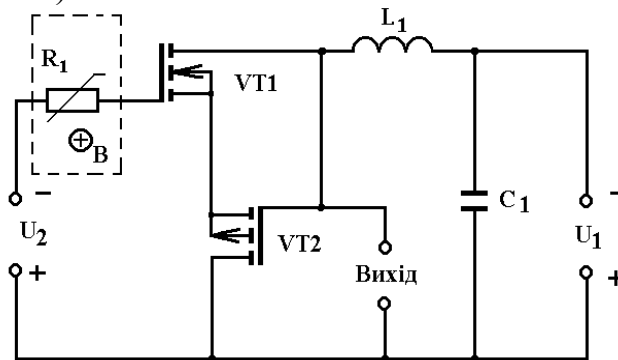


Рис.6.7. Електрична схема частотного магнітного перетворювача з магнітоопором

На рис.6.8 подана вольт-амперна характеристика перетворювача, з якої видно, що від'ємний опір існує від 4В до 6В з напругою керування 4В. Експериментальні і теоретичні криві знаходяться у задовільній відповідності.

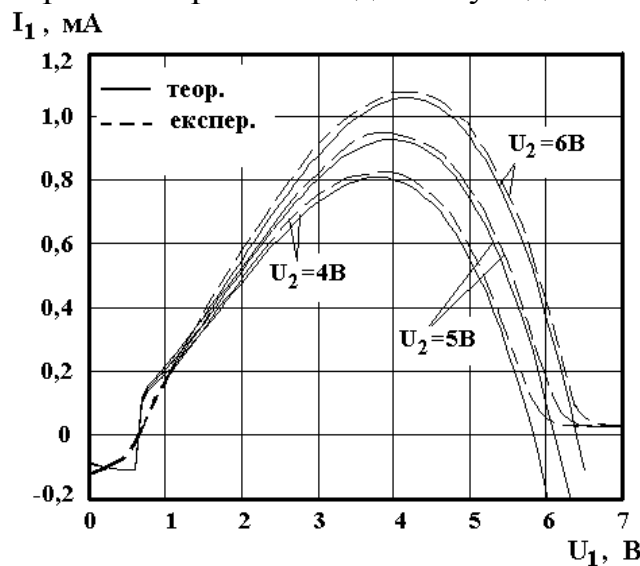


Рис.6.8. Теоретична і експериментальна ВАХ перетворювача

Магніточутливий напівпровідниковий резистор складається із магніторезистивного елемента, який розташований у повітряному зазорі магнітного поля керування. Дія таких резисторів основана на використанні магніторезистивного ефекту, який приводить до зростання опору напівпровідникового резистивного елемента при дії на нього магнітного поля. Регулюючи напруженість магнітного поля керування у зазорі або переміщуючи

елемент у полі постійного магніту, можна керувати опором і іншими електричними параметрами резистора. Таким чином, магнітокерований напівпровідниковий резистор містить електрично ізольовані кола, кероване електричне коло магніторезистивного елемента і коло керування постійного магніту.

В колі керування в якості джерела магнітного поля можна використовувати постійний магніт або електромагніт. При використанні постійного магніту зміна напруженості магнітного поля керування забезпечується механічним переміщенням магніторезистивного елемента. При використанні електромагніту керування опором досягається за рахунок зміни струму намагнічування. Магніторезистивний елемент або магніторезистор характеризують номінальним опором  $R_0$  за відсутності магнітного поля, відношенням опору у поперечному магнітному полі з певним значенням індукції (0,5 або 1 Т) до номінального значення  $R_B/R_0$ , ТКО і допустимою потужністю розсіювання. Основною характеристикою магніторезистора є залежність його опору від величини індукції магнітного поля, яке діє на нього.

Номінальний опір магніторезистора визначається електропровідністю напівпровідникового матеріалу, який використовується для його виготовлення і конструктивними параметрами. Зростання опору під час дії магнітного поля обумовлено як зростанням питомого опору, так і деформацією лінії струму в елементі під час дії магнітного поля.

Відносна зміна питомого опору напівпровідників з одним типом носіїв заряду з врахуванням статистичного розкиду їх швидкостей у слабкому поперечному магнітному полі ( $\mu_n B \ll 1$ ) визначається формулою [66]

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{4 - \pi}{\pi} \left( \frac{3\pi}{8} \right) (\mu_n B)^2, \quad (6.62)$$

де  $\Delta\rho = \rho_B - \rho_0$ ,  $\rho_B$ ,  $\rho_0$  – відповідно питомий опір напівпровідника у магнітному полі з індукцією  $B$  і за відсутності магнітного поля.

З врахуванням двох типів носіїв заряду у матеріалі  $n$ -типу провідності [66]

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \left( \frac{3\pi}{8} \right)^2 B^2 \left[ \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\mu_n^3 n + \mu_p^3 p}{\mu_n n + \mu_p p} - \left( \frac{\mu_n^2 n - \mu_p^2 p}{\mu_n n - \mu_p p} \right)^2 \right], \quad (6.63)$$

$\mu_n$ ,  $\mu_p$  – відповідно рухливість електронів і дірок,  $n$ ,  $p$  – концентрація електронів і дірок. Максимум магніторезистивного ефекту досягається з таким співвідношенням концентрації електронів і дірок [66]

$$\frac{n}{p} = \frac{\left[ \frac{4}{\pi} \left( 1 - \frac{1}{b} \right) + \frac{2}{b} \right]}{\left[ \frac{4}{\pi} (1 - b) + 2b \right]}, \quad (6.64)$$

де  $b = \mu_n / \mu_p$ , при цьому

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \left(\frac{3\pi}{8}\right)^2 B^2 \left( \mu_n \mu_p + \frac{\mu_n - \mu_p}{\pi} \right) \frac{4}{\pi}. \quad (6.65)$$

У сильних магнітних полях, коли  $\mu_n B \gg 1$ , відносна зміна питомого опору напівпровідників лінійно зростає із збільшенням магнітної індукції. З переходом від слабких магнітних полів до сильних закон зміни питомого опору від величини магнітної індукції поступово змінюється від квадратичного до лінійного.

Зміна опору, яка викликана деформацією лінії струму у магніторезистивному елементі при дії магнітного поля, залежить від його геометричних розмірів, електричних властивостей напівпровідника і величини магнітної індукції. Найбільшу зміну опору у магнітному полі має дисковий магніторезистивний елемент з контактами у центрі і по периферії диску. У слабкому магнітному полі зміна його опору описується формулою [66]

$$\frac{R_B}{R_0} = \frac{\rho_B}{\rho_0} \left[ 1 + (\mu_n B)^2 \right]. \quad (6.66)$$

У техніці найбільше розповсюдження знайшли магніторезистивні елементи прямокутної форми. Для забезпечення високої чутливості до магнітного поля конструкція повинна відповідати умові

$$\frac{l}{W} \ll 1, \quad (6.67)$$

де  $l$  – довжина ділянки магніторезистивного елемента, який розташований між екіпотенціальними контактами,  $W$  – ширина магніторезистивного елемента. Зміна опору магніторезистивного елемента прямокутної форми у слабкому поперечному магнітному полі, якщо виконані умови  $\mu_n B \leq 0,45$  і  $l/W \leq 0,35$  з точністю до 1%, можна розрахувати за формулою [66]

$$\frac{R_B}{R_0} = \frac{\rho_B}{\rho_0} \left[ 1 + (\mu_n B)^2 \left( 1 - 0,54 \frac{l}{W} \right) \right]. \quad (6.68)$$

У випадку сильних магнітних полів, коли кут Холла наближається до  $\pi/2$ , для розрахунку зміни опору магніторезистивного елемента, якщо виконані умови  $l \ll W$ , можна використати формулу [66]

$$\frac{R_B}{R_0} = \frac{\rho_B}{\rho_0} \left[ 1 + \frac{W}{l} \left( \mu_n B l - \frac{4}{\pi} \ln 2 \right) \right]. \quad (6.69)$$

На рис.6.9 подані розрахункові залежності відносної зміни опору прямокутних магніторезистивних елементів від  $\operatorname{tg}\theta$  без врахування зміни питомого опору матеріалу у магнітному полі. Як видно з рис.6.9, найбільшу зміну опору мають магніторезистивні елементи з найменшим відношенням довжини до ширини. Область переходу від слабких магнітних полів до сильних дорівнює 0,3Т.



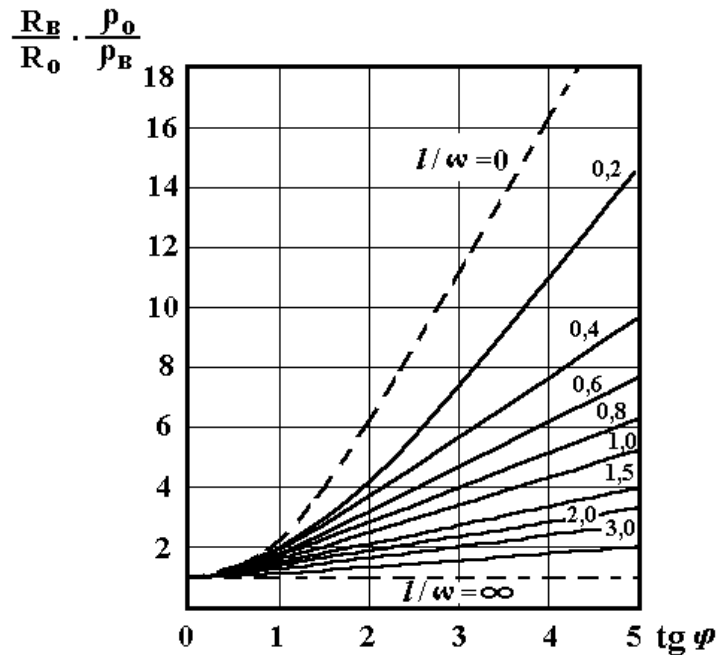


Рис.6.9. Розрахункові залежності зміни опору прямокутного магніторезистивного елемента (без врахування зміни питомого опору) від тангенса кута Холла [66]

Оскільки для магніторезистивних елементів відомі номінальний опір  $R_0$ , опір при нормованому значенні індукції  $R_{B1}$ , а також наближене значення індукції  $B_2$  у точці переходу від квадратичного до лінійного закону зміни опору, то залежність  $R = f(B)$  можна апроксимувати такими формулами: в області слабких магнітних полів [66]

$$R_B = R_0(1 + \beta B^2) , \quad (6.70)$$

а в області сильних полів [66]

$$R_B = R_0 + (R_{B1} - R_0) \frac{2B - B_2}{2B_1 - B_2} , \quad (6.71)$$

де 
$$\beta = \frac{R_{B1} - R_0}{R_0(2B_1B_2 - B_2^2)} .$$

Типова залежність  $R(B)$  для магніторезистивного елемента на основі антимоніду індію подана на рис.6.10, а. Опір магніторезистивного елемента залежить від кута між вектором магнітної індукції та площиною елемента (рис.6.10, б). Ця залежність описується рівнянням [66]

$$\frac{R_B - R_0}{R_0} = \left( \frac{R_B - R_0}{R_0} \right)_{MAX} \cdot \frac{\sin^2 \varphi}{1 + (\mu_n B)^2 \cos^2 \varphi} , \quad (6.72)$$

де  $\varphi$  – кут між вектором магнітної індукції і площиною магніторезистивного елемента.

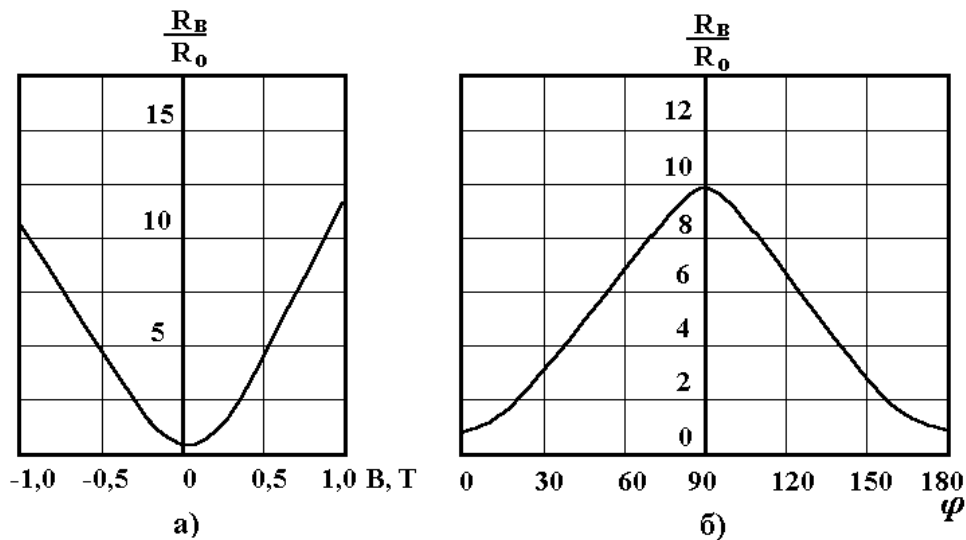


Рис.6.10. Залежність відносної зміни опору магніторезистивного елемента від магнітної індукції (а) і кута між векторами напруженості електричного і магнітного полів в елементі (б) [66]

Опір магніторезистивного елемента залежить від температури, тому ця залежність характеризується температурним коефіцієнтом опору ТКО. Із зростанням магнітної індукції величина ТКО магніторезистора зростає за абсолютною величиною (рис.6.11). На рис.6.12 подані температурні залежності опору магніторезистивних елементів на основі антимоніду індію при різних значеннях магнітної індукції [66].

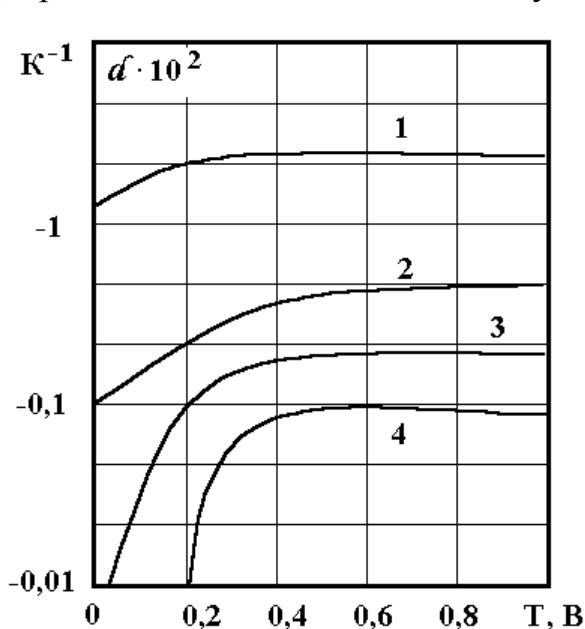


Рис.6.11. Залежність ТКО при 20°C від магнітної індукції для магніторезистивних елементів на основі антимоніду індію з концентрацією домішок:  
 1 –  $1,5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ , 2 –  $3,2 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ,  
 3 –  $4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ , 4 –  $5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$  [66]

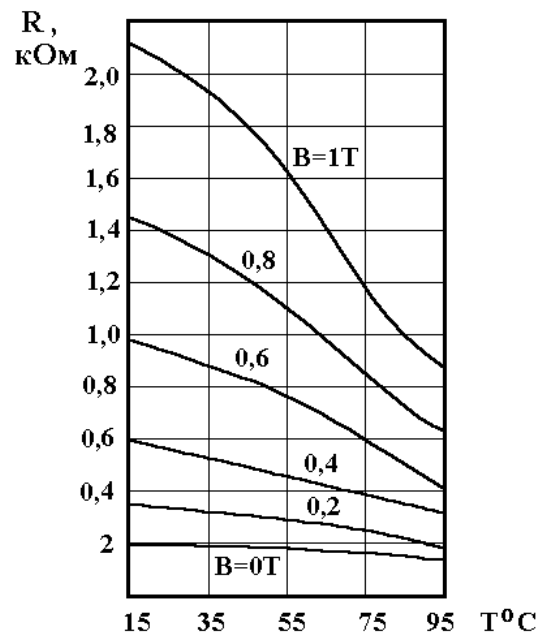


Рис.6.12. Залежність опору магніторезистивного елемента від температури [66]

Магнітні системи магнітокерованих напівпровідникових резисторів складаються з постійного магніту, робочого зазору і арматури у вигляді магнітопривода і полюсних наконечників із магнітом'яких матеріалів, а також рухомого елемента, який регулює величину індукції у робочому зазорі. Магнітні системи резисторів повинні задовольняти такі вимоги: створювати магнітне поле заданої величини і розподілу, зберігати свої параметри при гарантованих режимах роботи резистора протягом всього строку служби в умовах різких зовнішніх впливів (температури, механічних навантажень, електромагнітних полів). Основні параметри магнітної системи – максимальне і мінімальне значення індукції у робочому зазорі і прилеглої до нього області, залежність магнітної індукції у зазорі від положення рухомого елемента регулювання. Розрахунки магнітної індукції у робочому зазорі подані у роботі [66]. Магнітна індукція, яка пронизує магніторезистивний елемент при його переміщенні, визначається [66]

$$B = \frac{B_3}{\sqrt{1 + (\pi x / 2l_3)^2}}, \quad (6.73)$$

де  $B_3$  – магнітна індукція у зазорі магніту мінімальної маси,  $l_3$  – довжина робочого зазору магніту,  $x$  – координата, яка визначає положення магніторезистивного елемента.

На практиці при виготовленні магніторезистивних елементів використовуються в основному дві напівпровідникові сполуки, які мають магніторезистивний ефект – антимонід індію і арсенід індію. Основні фізичні параметри цих матеріалів подані у таблиці 6.2.

Арсеніду індію має ширшу заборонену зону, тому магніторезистивні елементи з цього матеріалу працюють в умовах вищих температур. Проте рухливість носіїв заряду в InAs значно нижча ніж у InSb і тому з однаковою напруженістю магнітного поля магніторезистивні елементи на основі арсеніду індію мають менший діапазон зміни опору. Найбільше використовується антимонід індію n-типу. Антимонід індію з низькою концентрацією донорних домішок ( $10^{20} - 10^{21} \text{ м}^{-3}$ ) має високу чутливість до магнітного поля. При зростанні концентрації домішок в InSb температурна стабільність опору магніточутливого елемента значно покращується, хоча і супроводжується певним зниженням чутливості опору до магнітного поля. Використання антимоніду індію n-типу з концентрацією домішок  $10^{22} - 10^{23} \text{ м}^{-3}$  дозволяє отримати магніторезистивні елементи, які забезпечують достатньо широкий діапазон регулювання опору резистора і невелике значення ТКО.

Таблиця 6.2.

## Основні фізичні параметри InAs та InSb [66]

Характеристика	InAs	InSb
Стала ґратки, мкм	0,6058	0,6479
Густина, $10^3$ кг/м <sup>3</sup>	5,661	5,773
Температура плавлення, °С	940	525
Температурний коефіцієнт лінійного розширення, $10^{-6}$ К <sup>-1</sup> (при 300К)	5,35	5,5
Питома теплоємність, Дж/(кг·К)	252	209
Коефіцієнт теплопровідності, Вт/(м·К)	30	17
Ширина забороненої зони, еВ:		
при 0 К	0,43	0,24
при 300 К	0,36	0,17
Температурний коефіцієнт ширини забороненої зони, еВ/К	-3,5	-2,6
Ефективна маса носіїв заряду по відношенню до маси вільного електрона:		
електронів	0,027	0,013
дірок	0,3	0,18
Дрейфова рухливість електронів, м <sup>2</sup> /В·с	3,3	7,6
Дрейфова рухливість дірок, м <sup>2</sup> /В·с	0,076	0,076
Діелектрична стала	11,7	15,7

Для збільшення магнітної чутливості і діапазону зміни опору на поверхню напівпровідникових пластин методом вакуумного напилення наносять растр металевих смуг, відстань між якими у 5-6 разів менша ширини магніторезистивного елемента. Після напилення металевих смуг магніторезистивний елемент можна розглядати як структуру, яка складається з великої кількості включених послідовно прямокутних елементів з великим відношенням ширини до його довжини. Магніторезистивні елементи такої конструкції найбільше змінюють свій опір у магнітному полі.

В останні роки для виготовлення магніторезистивних елементів розроблені спеціальні напівпровідникові матеріали з внутрішнім провідним растром, який зроблено у процесі вирощування кристала. Найперспективнішим з цих матеріалів є евтектична сполука антимонід індію – антимонід нікелю з вісмутом 1,8% NiSb [66]. Включення NiSb практично не змінює електричні властивості основної фази евтектичної сполуки InSb, при цьому зберігається висока рухливість електронів.

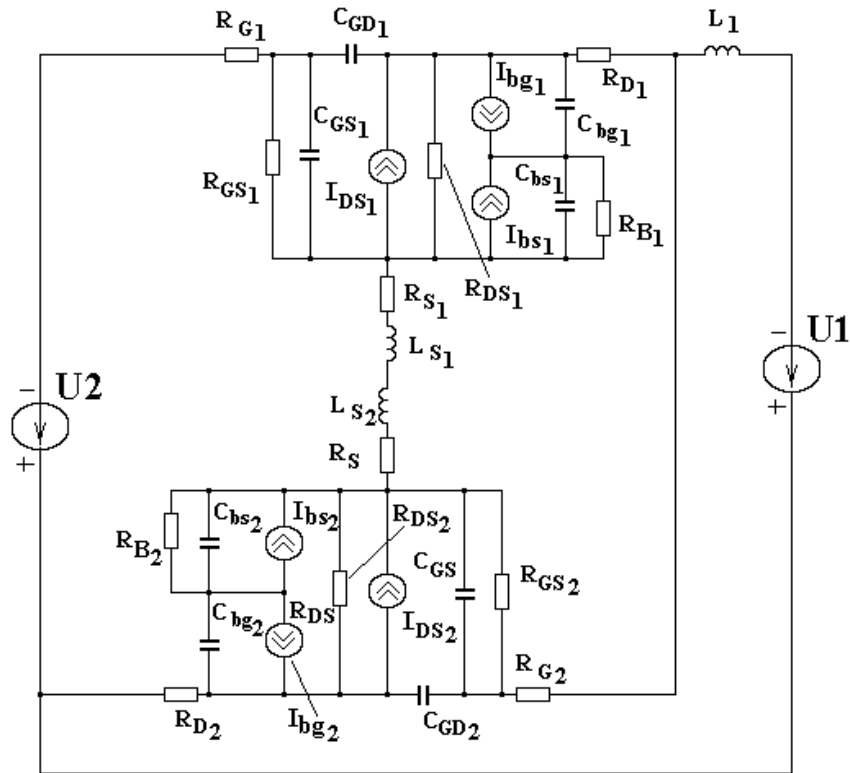


Рис.6.13. Еквівалентна схема частотного магнітного перетворювача на основі магніторезистивного елемента

Перейдемо до визначення функції перетворення і чутливості частотного магнітного перетворювача на основі магніторезистивного елемента (рис.6.13). Представимо еквівалентну нелінійну схему перетворювача, зручнішу для розрахунків (рис.6.14).

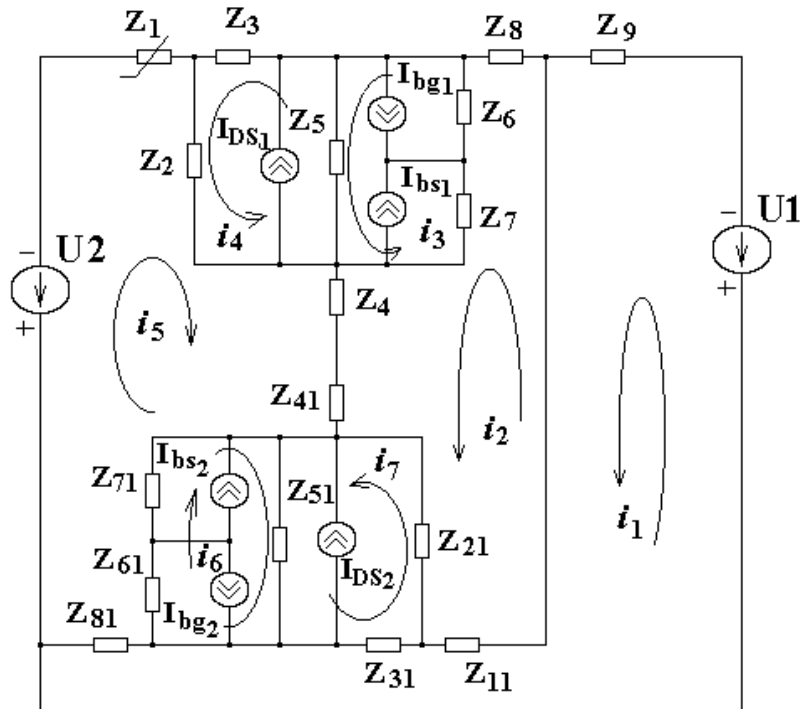


Рис.6.14. Перетворена еквівалентна схема

Функція перетворення визначається з повного опору, який існує на електродах стік-стік польових транзисторів. Повний опір розраховується з системи рівнянь Кірхгофа згідно з вибраними контурними струмами (рис.6.14). Повні опори елементів схеми визначаються:

$$Z_1 = R_{G1}, \quad Z_4 = R_{S1}, \quad Z_5 = R_{DS1}, \quad Z_{11} = R_{G2}, \quad Z_{41} = R_{S2}, \quad Z_{81} = R_{D2},$$

$$Z_{51} = R_{DS2}, \quad Z_3 = -j/(\omega C_{GD1}), \quad Z_{31} = -j/(\omega C_{GD2}), \quad Z_6 = -j/(\omega C_{BD1}),$$

$$Z_{61} = -j/(\omega C_{BD2}), \quad Z_L = j\omega L,$$

$$Z_2 = \frac{R_{GS1}}{1 + \omega^2 R_{GS1}^2 C_{GS1}^2} - j \frac{R_{GS1}^2 \omega C_{GS1}}{1 + \omega^2 R_{GS1}^2 C_{GS1}^2}, \quad Z_{21} = \frac{R_{GS2}}{1 + \omega^2 R_{GS2}^2 C_{GS2}^2} - j \frac{R_{GS2}^2 \omega C_{GS2}}{1 + \omega^2 R_{GS2}^2 C_{GS2}^2},$$

$$Z_7 = \frac{R_{B1}}{1 + \omega^2 R_{B1}^2 C_{BS1}^2} - j \frac{R_{B1}^2 \omega C_{BS1}}{1 + \omega^2 R_{B1}^2 C_{BS1}^2}, \quad Z_{71} = \frac{R_{B2}}{1 + \omega^2 R_{B2}^2 C_{BS2}^2} - j \frac{R_{B2}^2 \omega C_{BS2}}{1 + \omega^2 R_{B2}^2 C_{BS2}^2}.$$

Для експериментальних досліджень була виготовлена гібридна інтегральна мікросхема. У цій мікросхемі були застосовані кристали польових транзисторів BSS284 і BF998. Значення параметрів еквівалентної схеми (рис.6.13) для теоретичних розрахунків отримані з робіт [41, 46, 66].

Розв'язання системи рівнянь Кірхгофа проведено на персональній ЕОМ методом Гауса за допомогою програми "Mathlab5.2". Це дало змогу визначити повний опір на електродах стоків польових транзисторів VT1 і VT2. На рис.6.15 подані теоретичні і експериментальні залежності активної складової повного опору від індукції магнітного поля.

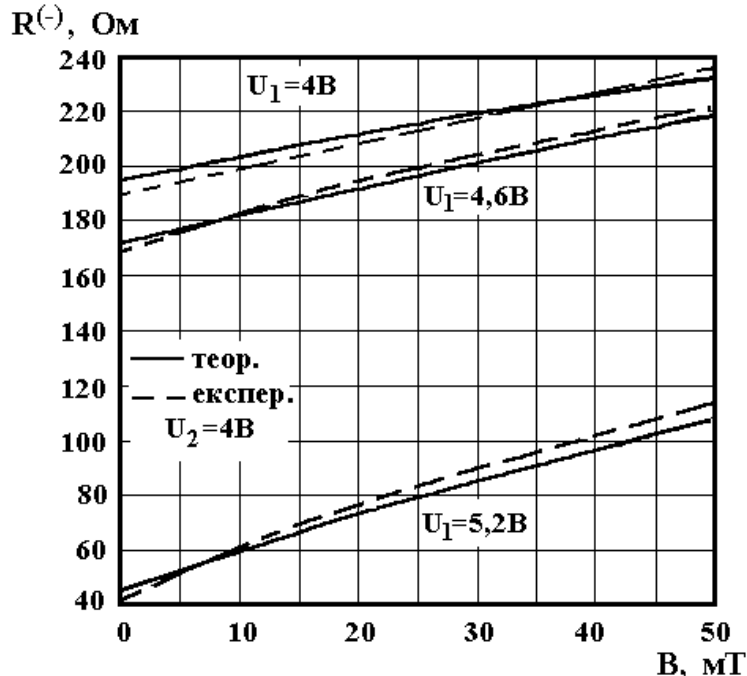


Рис.6.15. Теоретичні і експериментальні залежності активної складової повного опору від індукції магнітного поля

Як видно із графіка, активна складова, яка має від'ємне значення, збільшується із зростанням індукції магнітного поля, що обумовлено зростанням опору магніторезистивного елемента. Залежність реактивної складової, яка

визначає еквівалентну ємність коливального контуру, від індукції магнітного поля подана на рис.6.16. Із збільшенням магнітної індукції спостерігається зростання реактивної складової, так збільшення магнітної індукції від 0 до 50 мТ викликає збільшення реактивної складової на 6,56% з напругою живлення 5,2В.

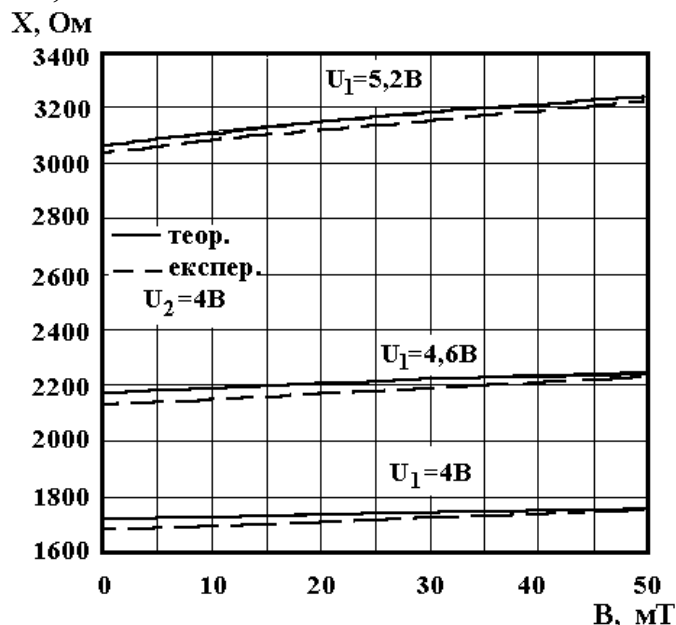


Рис.6.16. Теоретичні і експериментальні залежності реактивної складової повного опору від індукції магнітного поля

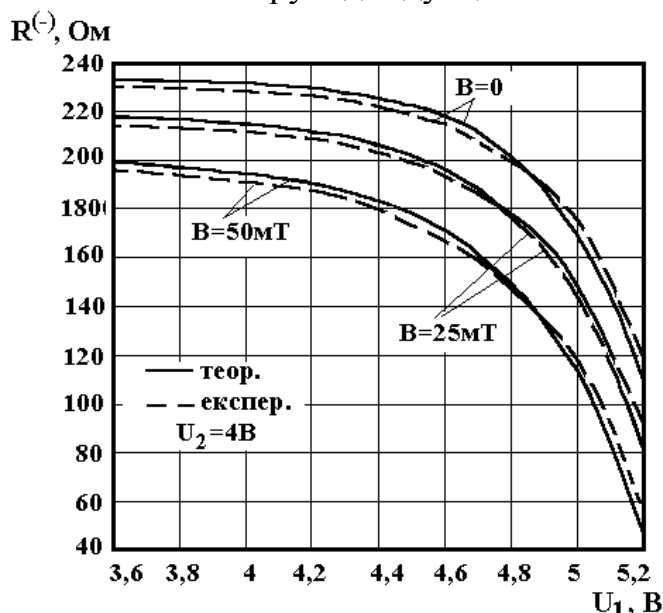


Рис.6.17. Теоретичні і експериментальні залежності активної складової повного опору від напруги живлення

На рис.6.17 подані теоретична і експериментальна залежності від'ємного опору від напруги живлення при різних значеннях магнітної індукції. Аналіз кривих показує, що оптимальною ділянкою від'ємного опору є інтервал напруг від 3,6 В до 4,6 В. Найбільша зміна від'ємного опору спостерігається від 0 до 40 мТ, подальше зростання магнітної індукції у

меншому ступені змінює від'ємний опір. Це пояснюється залежністю опору магніторезистивного елемента від дії магнітного поля: у сильних полях квадратична залежність опору змінюється на лінійну.

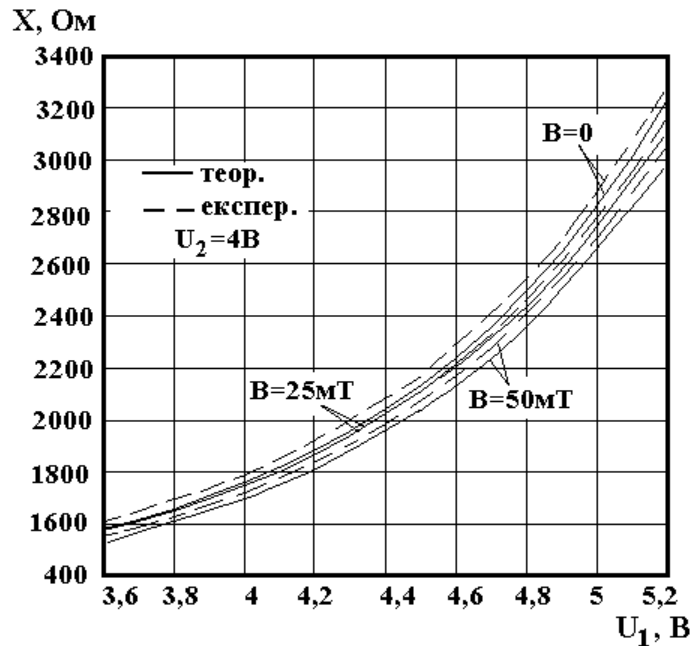


Рис.6.18. Теоретична і експериментальна залежність реактивної складової від зміни напруги живлення з різними значеннями магнітної індукції

Теоретична і експериментальна залежності реактивної складової від зміни напруги живлення при різних значеннях магнітної індукції подані на рис.6.18. Як видно з графіка, величина ємнісного опору зростає з підвищенням напруги живлення, що пояснюється зменшенням еквівалентної ємності структури.

На рис.6.19 подані теоретичні і експериментальні залежності частоти від магнітної індукції. При дії магнітного поля на магніточутливий перетворювач частота генерації збільшується, так при значенні магнітної індукції 10 мТ частота генерації складала 1572 кГц, а при 50 мТ вона зросла на 16 кГц [67-69]. Експериментально встановлено, що вибір режиму живлення по постійному струму дає можливість отримати майже лінійну залежність функції перетворення від магнітної індукції. У загальному вигляді функція перетворення має вигляд

$$F_0 = \left[ 2\pi (LC_{ekv}(B))^{1/2} \right]^{-1}, \quad (6.74)$$

де  $C_{ekv}(B)$  – еквівалентна ємність коливального контуру генератора,  $L$  – індуктивність контуру. Чутливість перетворювача визначається з (6.74)

$$S_B^{F_0} = \frac{B}{F_0} \cdot \frac{dF_0}{dB} = -\frac{1}{2} \left[ \frac{B}{C_{ekv}(B)} \cdot \frac{dC_{ekv}(B)}{dB} \right]. \quad (6.75)$$

Чутливість частотного перетворювача складає  $7,9 \cdot 10^{-2}$  на робочій частоті 1580 кГц. при температурі 25°C.



На рис.6.20 подані експериментальні і розрахункові залежності частоти генерації від температури. Із графіка видно, що підвищення температури від 0°C до 90°C приводить до лінійного зниження частоти генерації на 11 кГц, а в діапазоні 90-100°C спостерігається різкий нелінійний спад частоти. Цей спад викликаний термогенерацією носіїв заряду, яка збільшує еквівалентну ємність транзисторної структури при незмінних напругах живлення та керування.

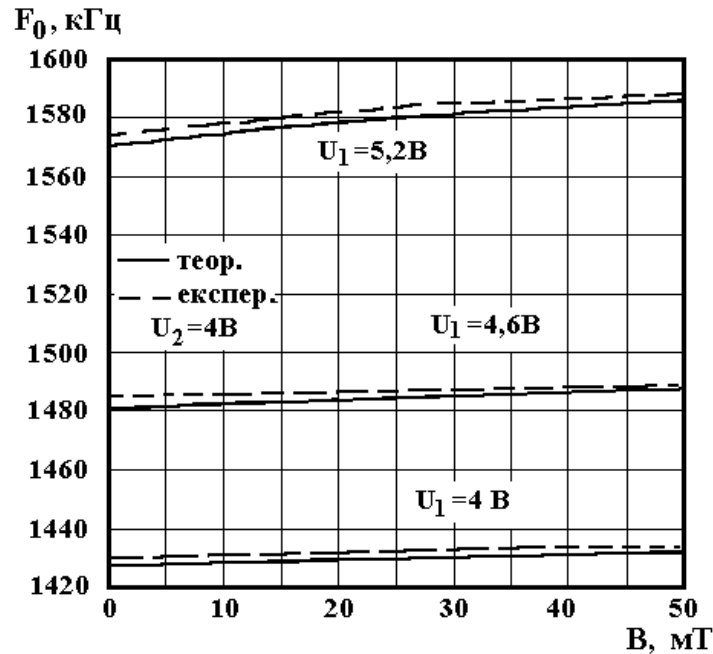


Рис.6.19. Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від магнітної індукції

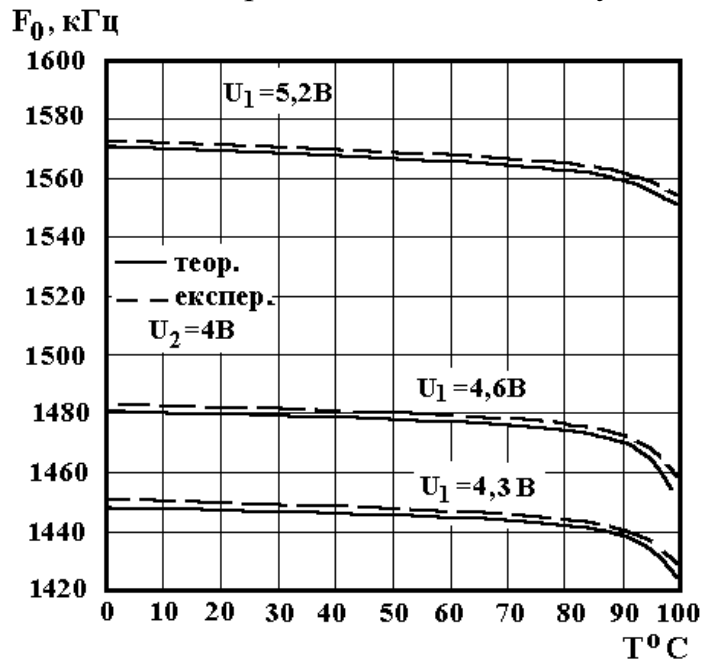


Рис.6.20. Розрахункові і експериментальні залежності частоти генерації від температури

## 6.5. Розрахунки функції перетворення і чутливості магніточутливого перетворювача з магнітодіодом

Електрична схема частотного магніточутливого перетворювача складається з двох польових транзисторів і магнітодіода, який включено в коло зворотного зв'язку (рис.6.21) [69].

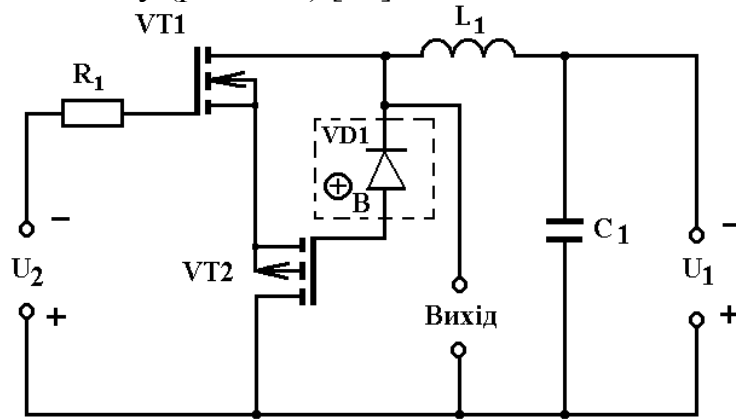


Рис.6.21. Електрична схема частотного перетворювача з магнітодіодом

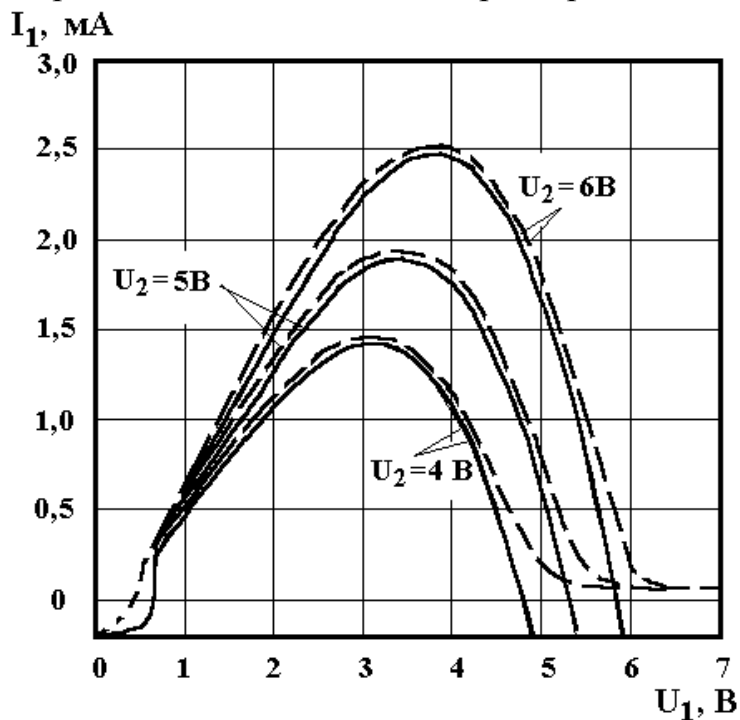


Рис.6.22. Теоретичні і експериментальні ВАХ

Як показують теоретичні і експериментальні дослідження [15], застосування звичайного р-п переходу в якості магніточутливого елемента не дає переваги над магніторезисторами. Для підвищення магніточутливості необхідно використовувати напівпровідниковий діод з довгою базою, в якому частина прикладеної напруги падає на р-п переході, а частина на базовій області [16]. При використанні класичного розподілу інжектованих носіїв в базовій області [16, 28, 45]

$$p(x) = p_n + p_n [\exp(qU_e / kT) - 1] e^{-x/L_p}, \quad (6.76)$$

де  $p_n$  – концентрація неосновних носіїв в n-базовій області,  $U_e$  – падіння постійної напруги живлення на p-n переході,  $L_p$  – дифузійна довжина інжектованих дірок. Якщо струм через діод буде знаходитись в інтервалі [15]

$$AI_{HAC} < I \ll AI_{HAC} \exp(W/L_p), \quad (6.77)$$

де  $A = bn_n / p_n(b+1) + 1$ ,  $b = \mu_n / \mu_p$ , то опір базової області довгого діода має вигляд [15]

$$R_B = \frac{W}{q\mu_n n_n S} \left( 1 + \frac{L_p}{W} \ln \frac{AI_{HAC} + I}{AI_{HAC}} \right), \quad (6.78)$$

де  $W$  – довжина базової області діода. Опір p-n переходу у цьому випадку описується формулою

$$R_{pn} = \frac{2b}{b+1} \cdot \frac{kT}{qI}. \quad (6.79)$$

Дифузійна ємність, яка включається паралельно опору p-n переходу, має вигляд [16]

$$C_d = \frac{q}{kT} I \tau_p. \quad (6.80)$$

Перейдемо до визначення залежностей опору бази, дифузійної ємності і опору p-n переходу від магнітної індукції. Поперечне магнітне поле приводить до зростання опору довгого діода з таких причин: по-перше, зростає опір p-n переходу внаслідок зменшення зворотного струму; по-друге, зростає опір бази за рахунок зменшення її електропровідності, що обумовлено впливом як основних, так і неосновних носіїв заряду. Зменшення електропровідності за рахунок основних носіїв заряду зв'язано із зменшенням рухливості електронів  $\mu_n$ . Зменшення електропровідності за рахунок неосновних носіїв заряду пояснюється зменшенням їх довжини дифузійного зміщення  $L_p$  як за рахунок зменшення  $\mu_p$ , так і  $\tau_p$ . Згідно з формулами (6.63) і (6.64) можна записати

$$R_B = R_{B0} (1 + c\mu_p^2 B^2), \quad (6.81)$$

де  $R_B$ ,  $R_{B0}$  – відповідно опір базової області діода при дії магнітного поля і без нього,  $c$  – коефіцієнт, який залежить від механізму розсіювання і ге-

ометричних розмірів діода,  $B$  – магнітна індукція. Підставляючи у (6.81) вираз (6.78) отримаємо

$$R_B = \frac{W}{q\mu_n n_n S} \left( 1 + \frac{L_p}{W} \ln \frac{AI_{HAC} + I}{AI_{HAC}} \right) \cdot (1 + c\mu_p^2 B^2) . \quad (6.82)$$

Аналогічним чином, визначимо залежність опору р-п переходу від магнітної індукції

$$R_e = R_{e0}(1 + c\mu_p^2 B^2) = \frac{kT(1 + c\mu_p^2 B^2)}{qI_{HAC} e^{\frac{qU_E}{kT}}} . \quad (6.83)$$

Дифузійна ємність напівпровідникового довгого діода залежить від магнітного поля згідно з формулою

$$C_e = \frac{qI_{HAC} e^{\frac{qU_E}{kT}} \tau_p}{kT(1 + c\mu_p^2 B^2)} . \quad (6.84)$$

Таким чином, отримавши залежності елементів еквівалентної схеми магнітодіода від дії магнітного поля перейдемо до визначення функції перетворення, яка являє собою залежність частоти генерації від магнітної індукції. Для цього необхідно розрахувати повний опір на електродах стік-стік польових транзисторів на основі еквівалентної схеми (рис.6.23). Перетворимо еквівалентну схему (рис.6.23) на зручнішу для розрахунків (рис.6.24).

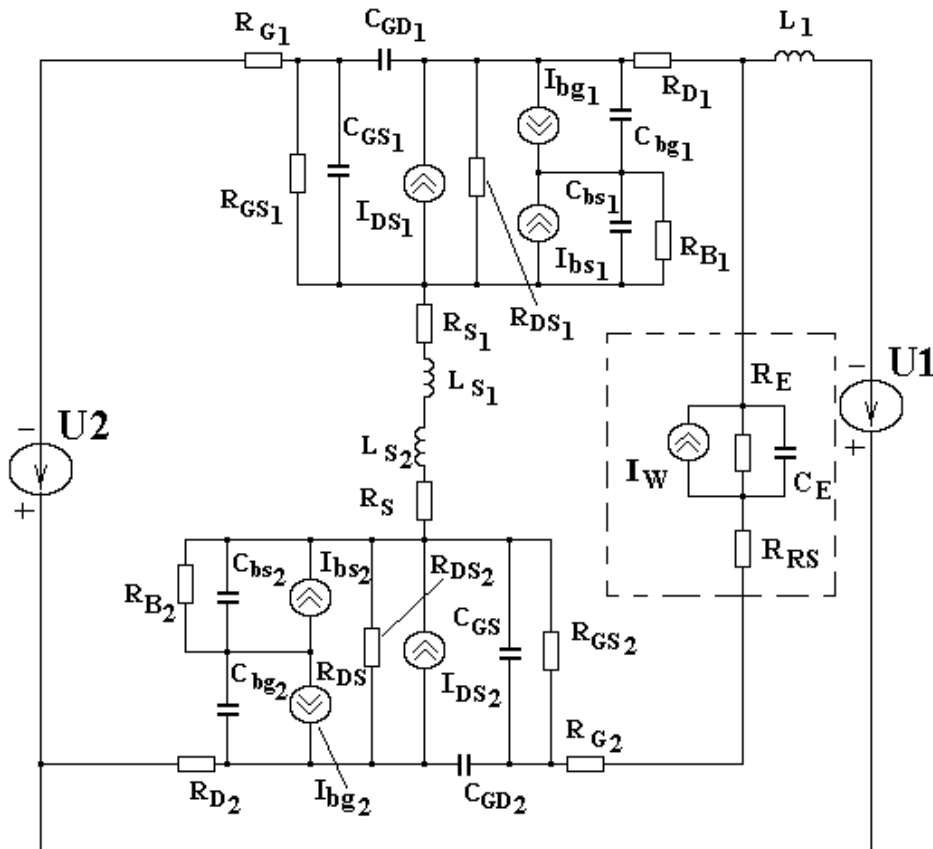


Рис.6.23. Еквівалентна схема частотного перетворювача з магнітодіодом

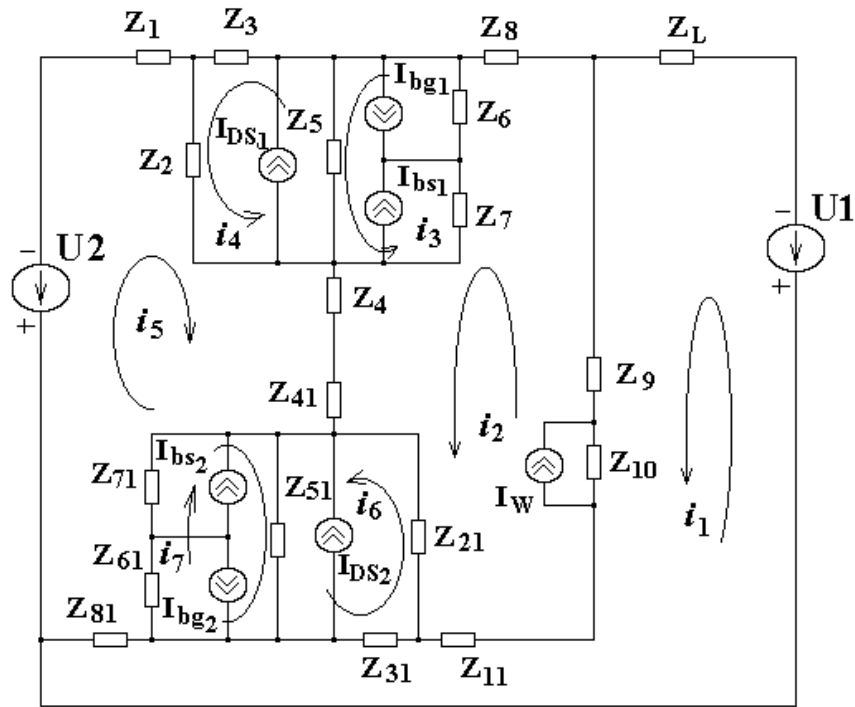


Рис.6.24. Перетворена еквівалентна схема

Згідно з напрямками контурних струмів визначається система рівнянь Кірхгофа. Повні опори елементів схеми мають вигляд:

$$\begin{aligned}
 Z_1 &= R_{G1}, & Z_2 &= \frac{R_{GS1}}{1 + \omega^2 R_{GS1}^2 C_{GS1}^2} - j \frac{R_{GS1}^2 \omega C_{GS1}}{1 + \omega^2 R_{GS1}^2 C_{GS1}^2}, & Z_3 &= -j / (\omega C_{GD1}), \\
 Z_4 &= R_{S1} + j\omega L_{S1}, & Z_5 &= R_{DS1}, & Z_6 &= -j / (\omega C_{BD1}), & Z_8 &= R_{D1}, \\
 Z_7 &= \frac{R_{B1}}{1 + \omega^2 R_{B1}^2 C_{BS1}^2} - j \frac{R_{B1}^2 \omega C_{BS1}}{1 + \omega^2 R_{B1}^2 C_{BS1}^2}, & Z_9 &= \frac{R_E}{1 + \omega^2 R_E^2 C_E^2} - j \frac{R_E^2 \omega C_E}{1 + \omega^2 R_E^2 C_E^2}, \\
 Z_{10} &= R_{RS}, & Z_{11} &= R_{G2}, & Z_{21} &= \frac{R_{GS2}}{1 + \omega^2 R_{GS2}^2 C_{GS2}^2} - j \frac{R_{GS2}^2 \omega C_{GS2}}{1 + \omega^2 R_{GS2}^2 C_{GS2}^2}, \\
 Z_{31} &= -j / (\omega C_{GD2}), & Z_{41} &= R_{S2} + j\omega L_{S2}, & Z_{51} &= R_{DS2}, & Z_{61} &= -j / (\omega C_{BD2}), \\
 Z_L &= j\omega L, & Z_{71} &= \frac{R_{B2}}{1 + \omega^2 R_{B2}^2 C_{BS2}^2} - j \frac{R_{B2}^2 \omega C_{BS2}}{1 + \omega^2 R_{B2}^2 C_{BS2}^2}.
 \end{aligned}$$

На рис.6.25 подані теоретичні і експериментальні залежності активної складової повного опору від магнітної індукції. Як видно з графіка, спостерігається зменшення величини від'ємного опору при зростанні магнітної індукції в області значень від 0 до 60 мТ. Підвищення напруги живлення зменшує величину від'ємного опору від 490 Ом до 50 Ом при зміні напруги на 1,8 В. Розрахункова і експериментальна залежності реактивної складової повного опору від магнітної індукції подані на рис.6.26. Реактивна складова змінюється на 20,5% якщо магнітна індукція змінюється від 0 до 60 мТ з напругою живлення 4,2 В.

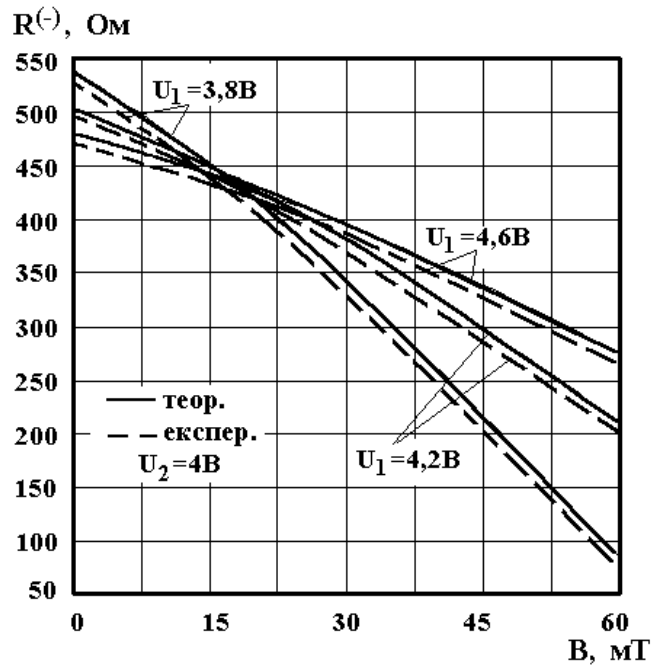


Рис.6.25. Теоретичні і експериментальні залежності активної складової повного опору від магнітної індукції  $X$ , Ом

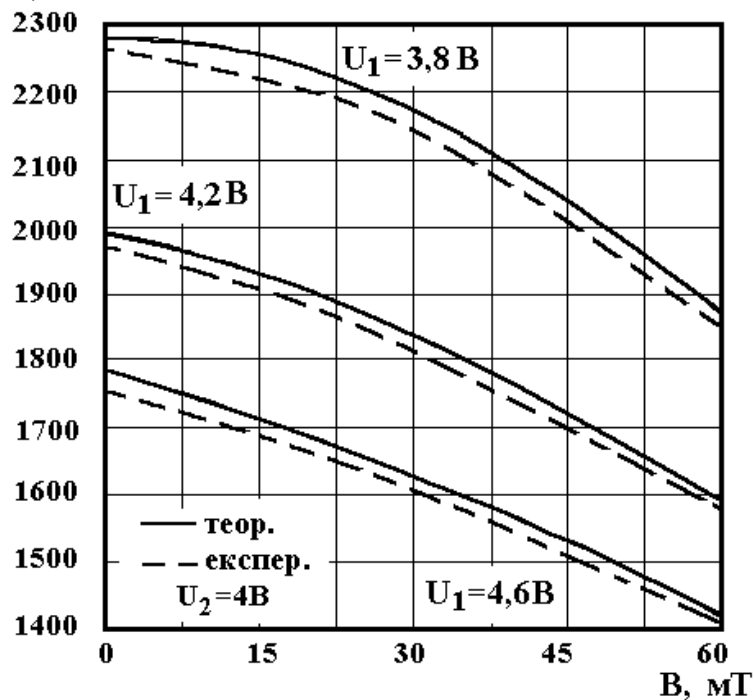


Рис.6.26. Теоретичні і експериментальні залежності реактивної складової повного опору від магнітної індукції

На рис.6.27 подані теоретична і експериментальна залежності від'ємного опору від напруги живлення з різними значеннями магнітної індукції. Аналіз кривих показує, що оптимальною ділянкою управління від'ємним опором є інтервал напруг від 3,8 В до 4,8 В. Найбільша зміна від'ємного опору відбувається зі зміною магнітної індукції від 25 мТ до 50 мТ.

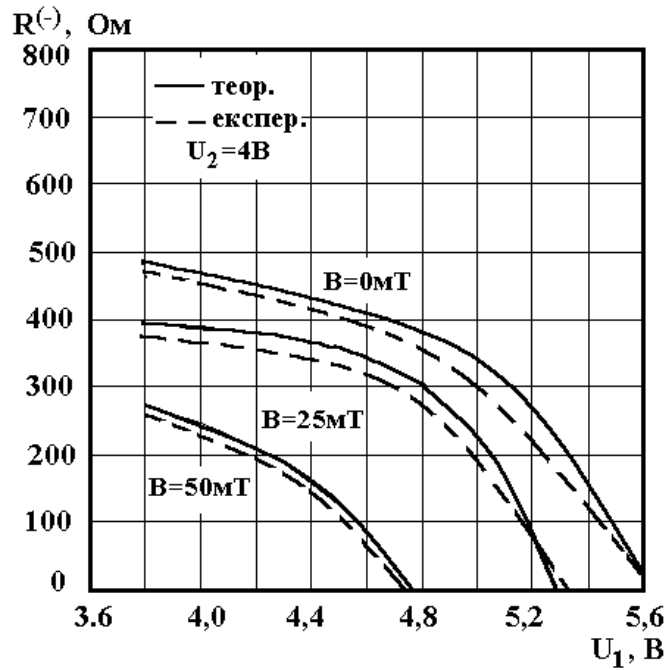


Рис.6.27. Теоретичні і експериментальні залежності активної складової повного опору від напруги живлення  $X$ , Ом

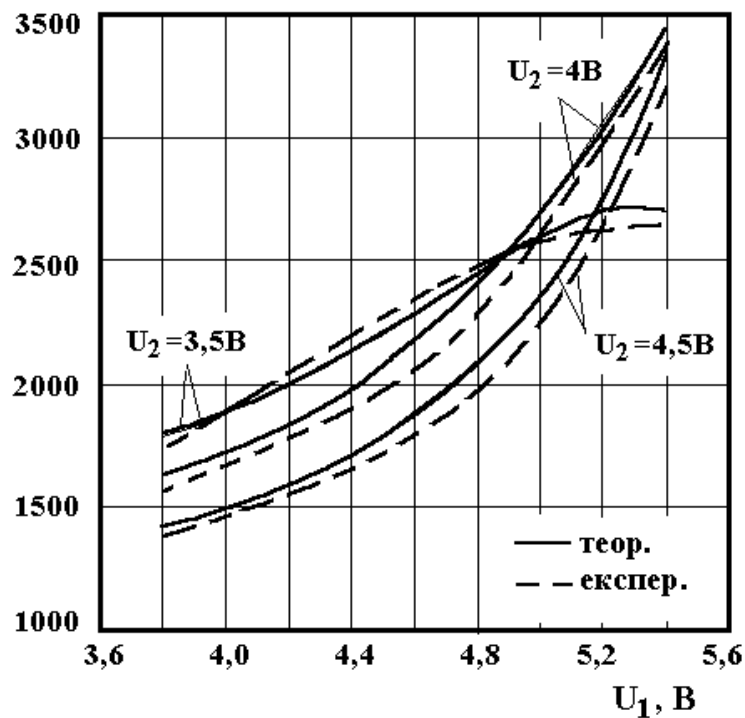


Рис.6.28. Теоретичні і експериментальні залежності реактивної складової повного опору від напруги живлення

Теоретична і експериментальна залежності реактивної складової від напруги живлення з різними значеннями магнітної індукції подані на рис.6.28. Як видно з графіка, величина ємнісного опору зростає із збільшенням напруги живлення, що пояснюється зменшенням еквівалентної ємності структури.

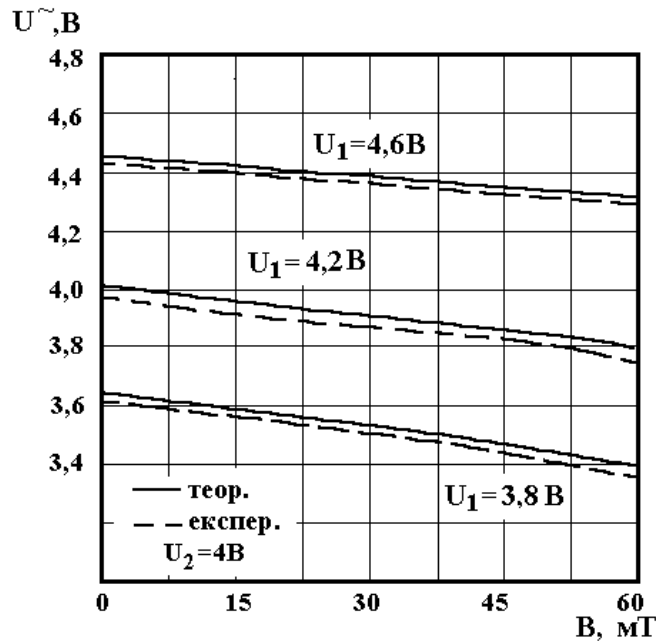


Рис.6.29. Теоретичні і експериментальні залежності змінної напруги перетворювача від магнітної індукції

На рис.6.29 подані теоретичні і експериментальні залежності змінної напруги перетворювача від магнітної індукції. Аналіз графіка показує, що із зменшенням напруги живлення відбувається більш значна зміна змінної напруги від магнітної індукції.

Під час дії магнітної індукції на магнітодіод перетворювача частота генерації зменшується, так при величині магнітної індукції 15 мТ частота генерації складала 1491 кГц, а при 60 мТ вона зменшилась на 46 кГц (рис.6.30). Як видно з графіка, діапазон зміни частоти генерації при дії магнітної індукції майже не залежить від напруги живлення.

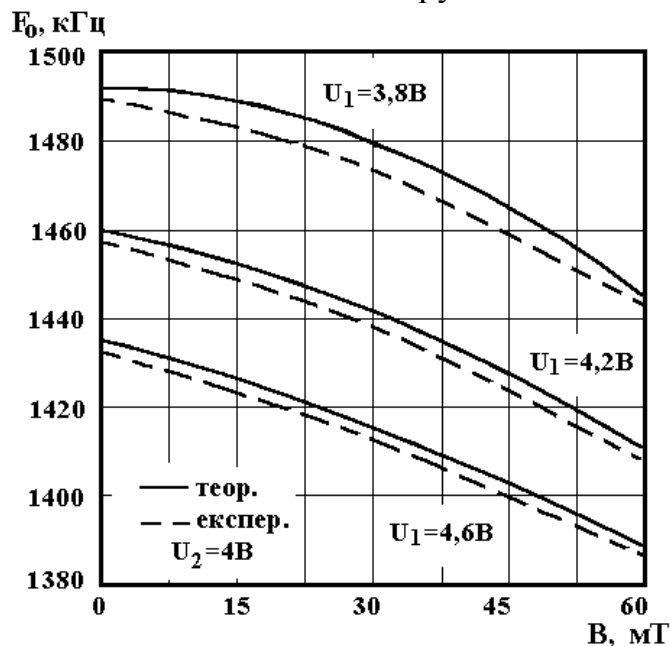


Рис.6.30. Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від магнітної індукції



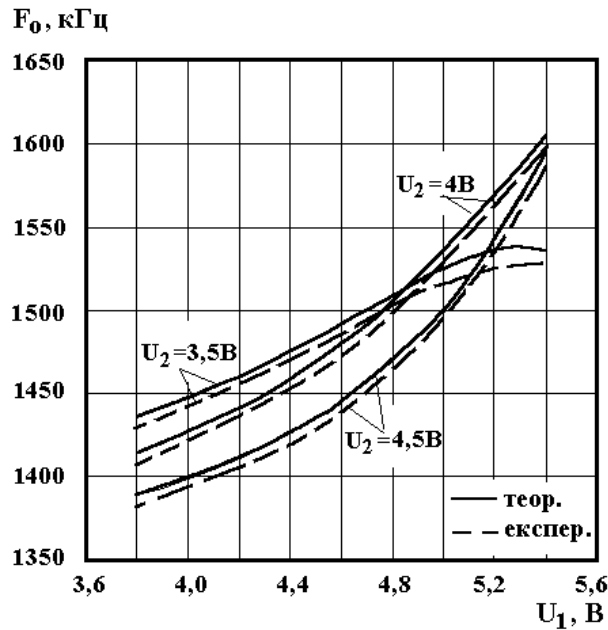


Рис.6.31. Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від напруги живлення

Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від напруги живлення подані на рис.6.31. Експериментально і теоретично встановлено, що при зростанні величини магнітної індукції від 0 до 60 мТ відбувається зменшення частоти генерації від 1460 кГц до 1411 кГц. Експеримент показав, що вибором режиму живлення магнітного перетворювача, можна отримати лінійну залежність частоти генерації від магнітної індукції.

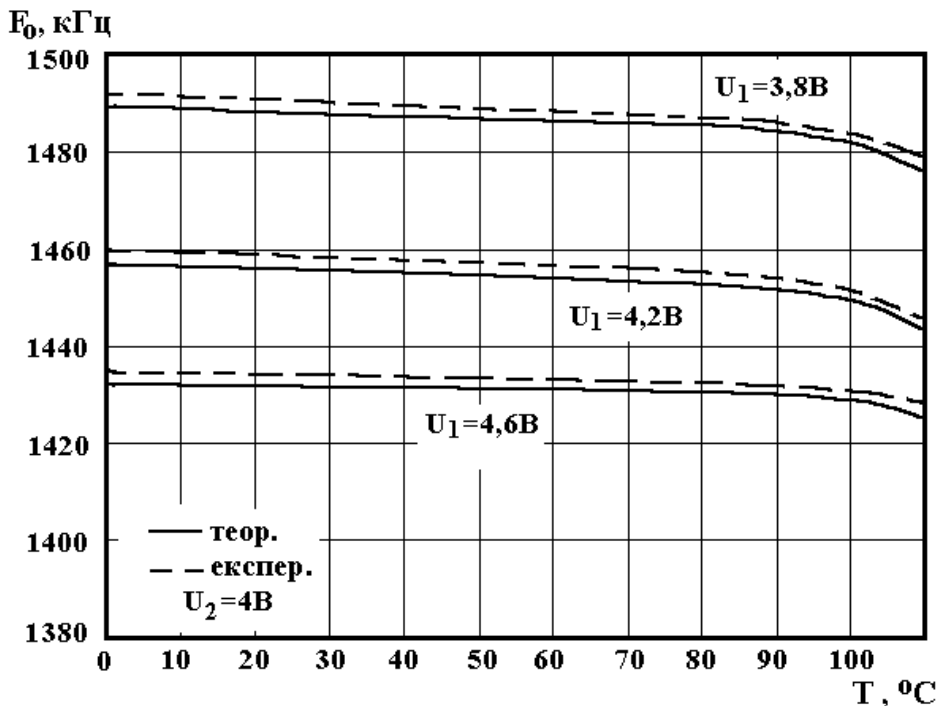


Рис.6.32. Залежність частоти генерації від температури

На рис.6.32 подані розрахункові і експериментальні залежності частоти генерації перетворювача від температури навколишнього середовища. Оптимальною величиною напруги живлення є 4,6 В, при якій спостерігається найменша зміна частоти генерації від 20°C до 80°C. В області температур від 20°C до 50°C існує температурно найстабільніша робота перетворювача, зміна частоти складає 5 кГц.

### 6.6. Визначення функції перетворення і чутливості частотного магнітного перетворювача з магніточутливим елементом на основі біполярного транзистора

Схема частотного магнітного перетворювача подана на рис.6.33. Біполярний транзистор, який є магніточутливим елементом, включений по схемі із загальним емітером, що забезпечує його кращу чутливість до магнітного поля в порівнянні із включенням по схемі із загальною базою [8].

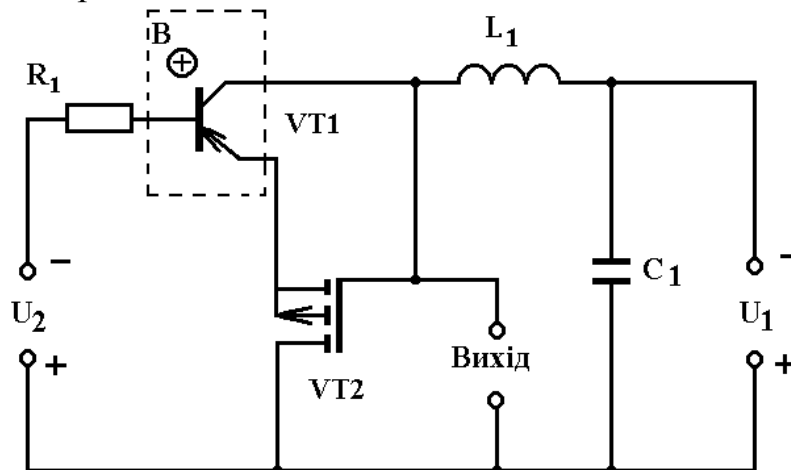


Рис.6.33. Схема частотного магнітного перетворювача на основі біполярного і польового транзисторів

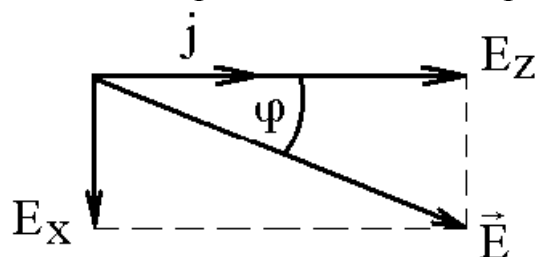


Рис.6.34. Діаграма, яка пояснює появу кута Холла в обмеженому напівпровіднику

Під час дії поперечного магнітного поля на базову область біполярного транзистора відбувається скривлення траєкторії інжекттованих носіїв заряду. З малим значенням потоку магнітної індукції  $B$ , яка діє на базу, практично всі носії заряду попадають на колектор. Це еквівалентно тому, що магнітне поле збільшує ефективну довжину бази  $W$ , а рухливість при

цьому залишається постійною. Якщо вектор густини струму  $\vec{j}$  збігається із напрямком вектора швидкості носіїв заряду, відбувається відхилення вектора  $\vec{j}$  від напрямку електричного поля на деякий кут  $\varphi$ , який отримав назву кута Холла. Виходячи із рис.6.34, можна написати

$$\operatorname{tg}\varphi = E_x / E_z . \quad (6.85)$$

Враховуючи, що стала Холла визначається як  $R_H = \mu_p / \sigma$ , а густина струму  $j = \sigma E_z$ , і при використанні виразу для напруги Холла [16], можна визначити

$$E_x = \mu_p j B / \sigma = \mu_p E_z B . \quad (6.86)$$

Підставляючи (6.86) у (6.85), отримаємо

$$\operatorname{tg}\varphi = \mu_p B . \quad (6.87)$$

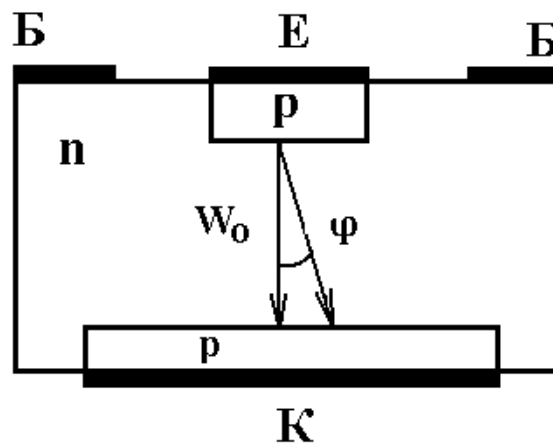


Рис.6.35. Зміна траєкторії руху носіїв заряду в базовій області транзистора при дії магнітного поля

Для біполярного транзистора з вузькою базою  $W < L_p$  зміна ефективної довжини бази (рис.6.35) визначається

$$W = W_0 / \cos\varphi . \quad (6.88)$$

Величину кута Холла можна визначити з (6.87), розклавши  $\operatorname{tg}\varphi$  у степеневий ряд і зберігши першу складову розкладу, що справедливо при малих кутах  $\varphi$ , тобто

$$\operatorname{tg}\varphi \approx \varphi = \mu_p B . \quad (6.89)$$

Таким чином, розклавши у степеневий ряд  $\cos \varphi$  (вираз 6.88) і зберігши перші дві складові розкладу, можна записати

$$W = \frac{W_0}{1 - \varphi^2 / 2} = \frac{W_0}{1 - \mu_p^2 B^2 / 2}, \quad (6.90)$$

де  $W_0$  – довжина бази без дії магнітного поля.

Перейдемо до опису залежності елементів еквівалентної схеми біполярного транзистора від дії магнітного поля. Такими елементами є дифузійна ємність, базовий опір, опір емітера і колектора, коефіцієнт передачі струму. Дифузійна ємність описується рівнянням [16]

$$C_s = \frac{qI_e}{2kT} \left( \frac{W^2}{2D_p} \right), \quad (6.91)$$

де  $W$  – ефективна довжина бази при дії магнітного поля,  $q$  – заряд електрона,  $k$  – стала Больцмана,  $I_e$  – прямий струм емітера,  $D_p$  – коефіцієнт дифузії дірок,  $T$  – температура.

Підставивши у рівняння (6.91) вираз (6.90) отримаємо

$$C_s = \frac{qI_e}{2kTD_p} \cdot \frac{W_0^2}{(1 - \mu_p^2 B^2 / 2)^2}. \quad (6.92)$$

Залежність дифузійного базового опору від магнітного поля можна записати у вигляді

$$R_{s\delta} = \frac{kT}{2qI_e [1 - \alpha(B)]}, \quad (6.93)$$

де  $\alpha(B)$  – коефіцієнт передачі у схемі із загальною базою, який залежить від магнітної індукції. Для вузькобазового транзистора коефіцієнт  $\alpha$  має вигляд [16]

$$\alpha = 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{W}{L_p} \right)^2, \quad (6.94)$$

де  $L_p$  – дифузійна довжина дірок для транзистора типу р-п-р. Підставивши у рівняння (6.94) вираз (6.90), тоді

$$\alpha = 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{W_0}{L_p (1 - \mu_p^2 B^2 / 2)} \right)^2. \quad (6.95)$$

Дифузійний базовий опір з використанням (6.93) і (6.95) має вигляд

$$R_{g\bar{b}} = \frac{kTL_p^2 \left(1 - \frac{1}{2} \mu_p^2 B^2\right)^2}{2qI_e W_0^2} . \quad (6.96)$$

Опір колектора визначається за формулою

$$r_K = \frac{WU_K}{I_e d_K [1 - \alpha(B)]} , \quad (6.97)$$

де  $U_K$  – зворотна напруга на колекторному р-п переході,  $d_K$  – товщина шару об'ємного заряду колекторного переходу. Підставивши (6.90) і (6.95) у (6.97) отримаємо

$$r_K = \frac{2L_p^2 U_K (1 - 1/2 \mu_p^2 B^2)}{I_e d_K W_0} . \quad (6.98)$$

Опір емітера визначається за формулою

$$r_e = \frac{kT}{qI_e} , \quad (6.99)$$

тому виходячи з виразу (6.92), можна записати

$$r_e = \frac{W_0^2}{2D_p C_g \left(1 - \frac{\mu_p^2 B^2}{2}\right)^2} . \quad (6.100)$$

Коефіцієнт передачі струму у схемі із загальним емітером після підстановки (6.95) описується рівнянням

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = 2 \left(\frac{L_p}{W_0}\right)^2 \cdot \left(1 - \frac{\mu_p^2 B^2}{2}\right)^2 . \quad (6.101)$$

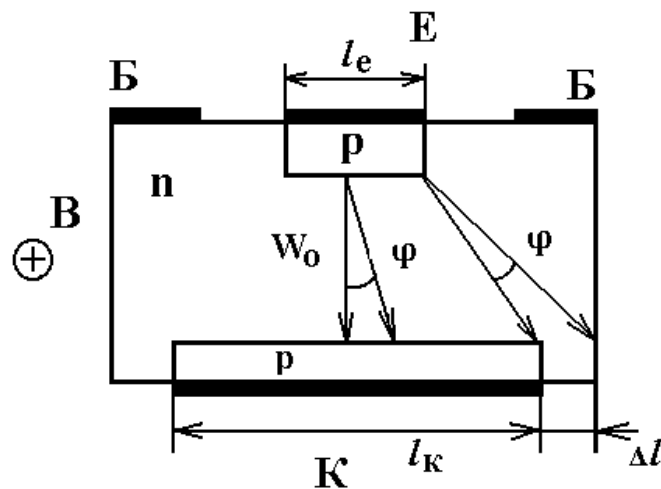


Рис.6.36. Зміна траєкторії руху носіїв заряду в базовій області біполярного транзистора з довгою базою при дії магнітного поля

Магніточутливість перетворювача можна значно підвищити при використанні біполярного транзистора з довгою базою (рис.6.36). Це приводить до більшого відхилення частини носіїв від колектора [15]. В цьому разі обирають геометричні розміри емітера і колектора таким чином, щоб  $l_K - l_e = 2W_0$ , що відповідає зменшенню ефективної площі колектора. В цьому випадку величина струму колектора змінюється згідно з рівнянням

$$I_K = \alpha I_e (l_K - \Delta l) / l_K . \quad (6.102)$$

Величина  $\Delta l$  визначається, виходячи з рис.6.36,

$$\Delta l = W_0 \operatorname{tg} \varphi \approx W_0 \mu_p B . \quad (6.103)$$

Підставивши (6.103) у (6.102) отримаємо [15]

$$I_K = \alpha I_e (1 - \mu_p B W_0 / l_K) = \alpha_1 I_e . \quad (6.104)$$

Величина коефіцієнта підсилення у схемі із загальним емітером визначається [15]

$$\beta_1 = \frac{\alpha_1}{1 - \alpha_1} = \frac{1 - \mu_p B W_0 / l_K}{1 / \beta + \mu_p B W_0 / l_K} , \quad (6.105)$$

де  $\beta$  – визначається рівнянням (6.101).

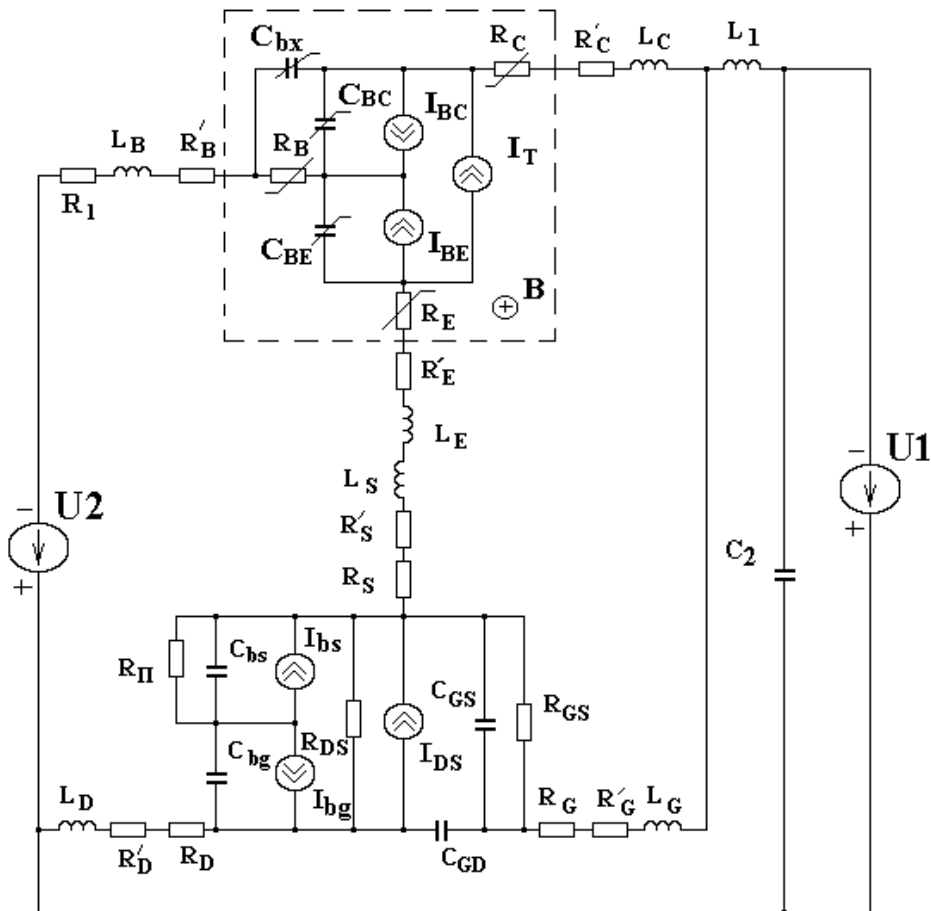


Рис.6.37. Еквівалентна схема перетворювача на основі біполярного і польового транзисторів

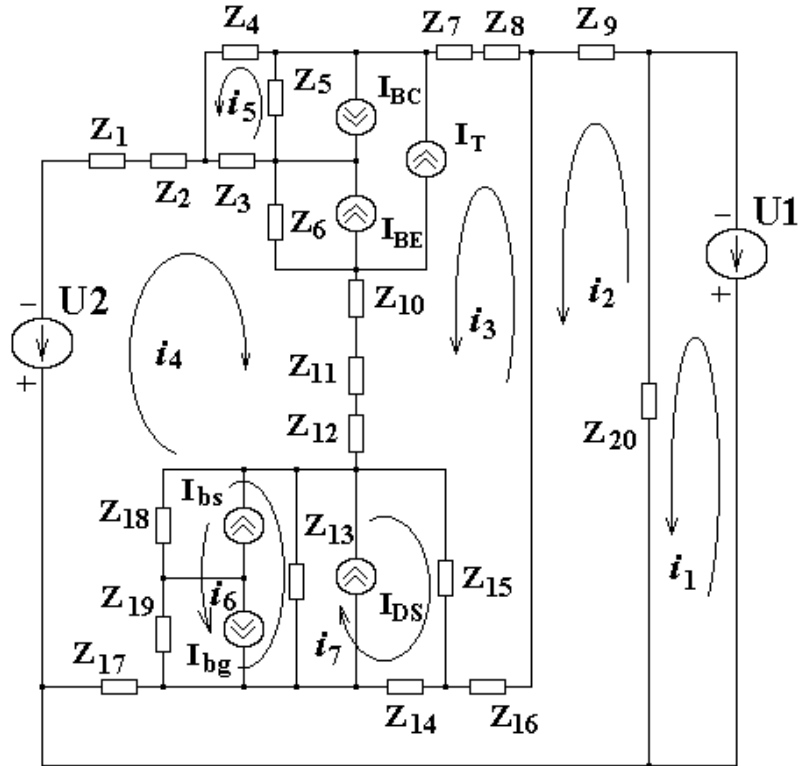


Рис.6.38. Перетворена еквівалентна схема

Таким чином, визначивши залежність елементів еквівалентної схеми перетворювача (рис.6.37) від дії магнітного поля, перейдемо до визначення функції перетворення і чутливості. Для цього перетворимо еквівалентну схему (рис.6.37) на зручнішу для розрахунків (рис.6.38). Згідно з напрямками контурних струмів визначаються рівняння Кірхгофа. Повні опори елементів еквівалентної схеми мають вигляд:

$$Z_1 = R_1, \quad Z_2 = R'_B + j\omega L_B, \quad Z_3 = R_B, \quad Z_4 = -j/(\omega C_{bx}), \quad Z_5 = -j/(\omega C_{BC}),$$

$$Z_6 = -j/(\omega C_{BE}), \quad Z_7 = R_C, \quad Z_8 = R'_C + j\omega L_C, \quad Z_9 = j\omega L_1, \quad Z_{10} = R_E,$$

$$Z_{11} = R'_E + j\omega L_E, \quad Z_{12} = R_S + R'_S + j\omega L_S, \quad Z_{13} = R_{DS}, \quad Z_{14} = -j/(\omega C_{GD}),$$

$$Z_{15} = \frac{R_{GS}}{1 + \omega^2 R_{GS}^2 C_{GS}^2} - j \frac{\omega R_{GS}^2 C_{GS}}{1 + \omega^2 R_{GS}^2 C_{GS}^2}, \quad Z_{16} = R_G, \quad Z_{17} = R_D,$$

$$Z_{18} = \frac{R_{BS}}{1 + \omega^2 R_{BS}^2 C_{BS}^2} - j \frac{\omega R_{BS}^2 C_{BS}}{1 + \omega^2 R_{BS}^2 C_{BS}^2}, \quad Z_{19} = -j/(\omega C_{bg}), \quad Z_{20} = -j/(\omega C_1).$$

(6.106)

Розв'язання системи рівнянь Кірхгофа виконано методом Гауса на персональному комп'ютері за допомогою програми "Mathlab5.2". Значення параметрів елементів еквівалентної схеми (рис.6.39) отримані з робіт [38-41, 46]. Розрахункові і експериментальні залежності частоти генерації від магнітної індукції подані на рис.6.39. Функція перетворення у загальному вигляді описується рівнянням:

$$F_0 = \left(2\pi(L_1 C_{ekv}(B))^{1/2}\right)^{-1}, \quad (6.107)$$

де  $L_1$  – індуктивність коливального контуру,  $C_{ekv}(B)$  – еквівалентна ємність коливального контуру. Магніточутливість перетворювача визначається на основі (6.107)

$$S_B^{F_0} = \frac{B}{F_0} \cdot \frac{dF_0}{dB} = -\frac{1}{2} \left( \frac{B}{C_{ekv}(B)} \cdot \frac{dC_{ekv}(B)}{dB} \right). \quad (6.108)$$

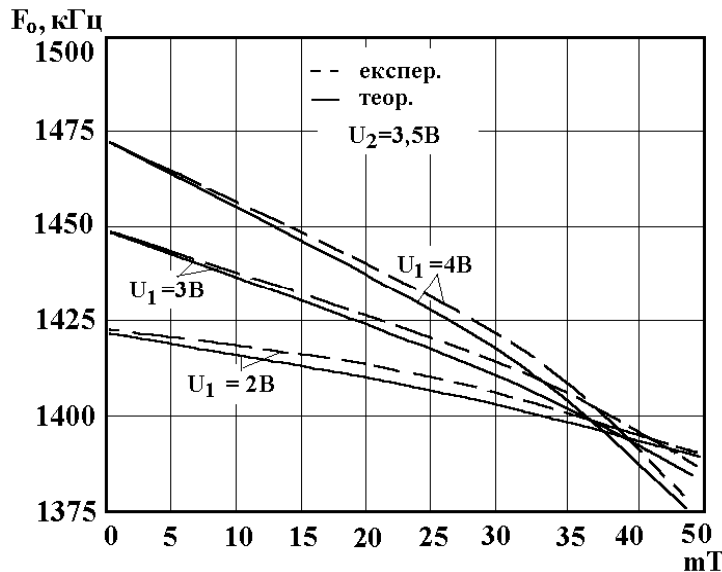


Рис.6.39. Розрахункові і експериментальні залежності частоти генерації від магнітної індукції

Аналіз графіка (рис.6.39) показує, що найбільшу чутливість, яка дорівнює  $2,26 \cdot 10^{-2}$  можна отримати з напругою живлення 4В.

### 6.7. Визначення функції перетворення частотного магнітного перетворювача з магніточутливим елементом на основі польового транзистора з ізольованим затвором

Схема частотного магнітного перетворювача подана на рис.6.40. Вона складається з двох комплементарних польових транзисторів, один із яких є магніточутливим елементом. Під час дії поперечного магнітного поля на канал транзистора з вектором магнітної індукції  $+B$  електрони на шляху до стоку будуть відхилятися до підзатворного діелектрика, а при дії вектора магнітної індукції  $-B$  – вглиб об'єму напівпровідникової підкладки. Згідно з рис.6.41, можна записати

$$I_C = A\sigma E_x, \quad (6.109)$$



де  $A$  – площа каналу,  $\sigma$  – електропровідність каналу,  $E_x$  – напруженість електричного поля в каналі транзистора,  $I_C$  – струм через канал.

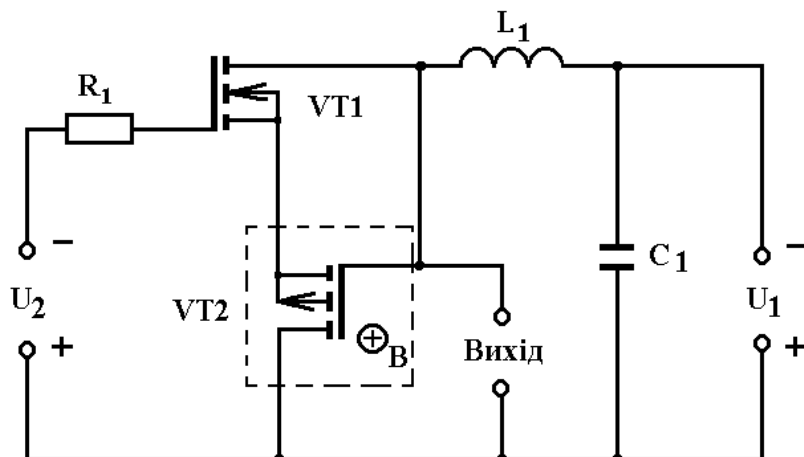


Рис.6.40. Схема частотного магнітного перетворювача на основі двох МДН-транзисторів

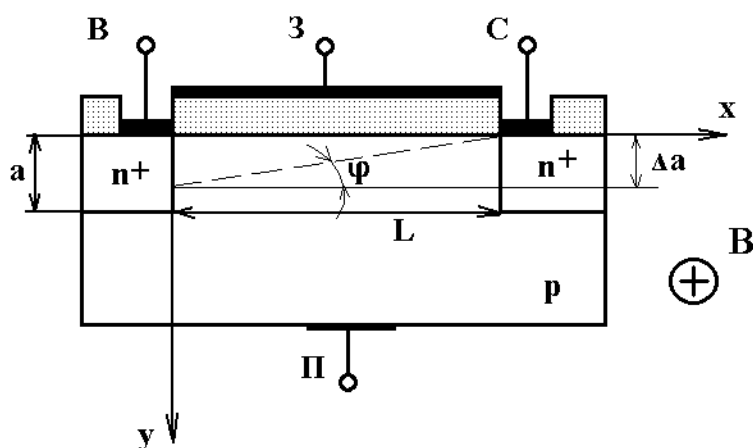


Рис.6.41. Структура магніточутливого МДН-транзистора

Якщо на канал польового транзистора діє поперечне магнітне поле, то струм через канал описується формулою

$$I'_C = AE_x \sigma' \quad (6.110)$$

де  $\sigma'$  – електропровідність каналу під час дії магнітного поля. Згідно з (6.59) відносна зміна електропровідності каналу польового транзистора під час дії магнітного поля має вигляд

$$\frac{\sigma - \sigma'}{\sigma} = \frac{\mu_n^2 B^2}{2} \quad (6.111)$$

тоді з врахуванням (6.109), (6.110) і (6.111) можна записати

$$I_C - I'_C = I_C \left( \frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right) \quad (6.112)$$

звідки

$$I'_C = I_C \left( 1 - \frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right). \quad (6.113)$$

Струм стоку польового транзистора у лінійній області визначається рівнянням [37]

$$I_C = \frac{Z\mu_n C_0}{L} \left[ (U_3 - U_{nop}) U_C - \frac{1}{2} U_C^2 \right], \quad (6.114)$$

$Z$  – ширина каналу,  $L$  – довжина каналу,  $\mu_n$  – рухливість електронів у каналі,  $C_0$  – ємність підзатворного діелектрика на одиницю площі,  $U_3$  – напруга на затворі відносно витоків,  $U_C$  – напруга на стоці відносно витоків,  $U_{nop}$  – порогова напруга. З врахуванням дії магнітного поля згідно з (6.113) струм стоку можна записати у вигляді

$$I'_C = \frac{Z\mu_n C_0}{L} \left[ (U_3 - U_{nop}) U_C - \frac{1}{2} U_C^2 \right] \cdot \left( 1 - \frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right). \quad (6.115)$$

В області насичення струм стоку з врахуванням (6.113) описується формулою

$$I'_{Cnac} = \frac{Z\mu_n C_0}{2L} (U_3 - U_{nop})^2 \cdot \left( 1 - \frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right). \quad (6.116)$$

Оскільки головним параметром, який характеризує роботу польового транзистора, є його крутизна, то при врахуванні (6.115) отримаємо

$$S = \left. \frac{\partial I'_C}{\partial U_3} \right|_{U_C=const} = \frac{Z\mu_n C_0}{L} U_C \left( 1 - \frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right), \quad (6.117)$$

а при врахуванні (6.116)

$$S = \left. \frac{\partial I'_C}{\partial U_3} \right|_{U_C=const} = \frac{Z\mu_n C_0}{L} (U_3 - U_{nop}) \cdot \left( 1 - \frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right). \quad (6.118)$$

Таким чином, отримавши залежність крутизни польового транзистора від дії магнітного поля, на основі рівнянь (6.74), можна визначити функцію перетворення і чутливість перетворювача. Тільки в цьому випадку врахуємо дію магнітного поля на магніточутливий елемент, яким є польовий транзистор з ізольованим затвором. Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від магнітної індукції подані на рис.6.42. Як видно з графіка, чутливість і лінійність функції перетворення зростають з підвищенням напруги живлення. Існують оптимальні величини напруги живлення і керування, які складають 4 В і 3,5 В. Магніточутливість і функція перетворення розраховані числовим методом на персональному комп'ютері згідно з формулами (6.107) і (6.108). Чутливість перетворювача на частоті 1445 кГц складає  $1,76 \cdot 10^{-2}$  [8].

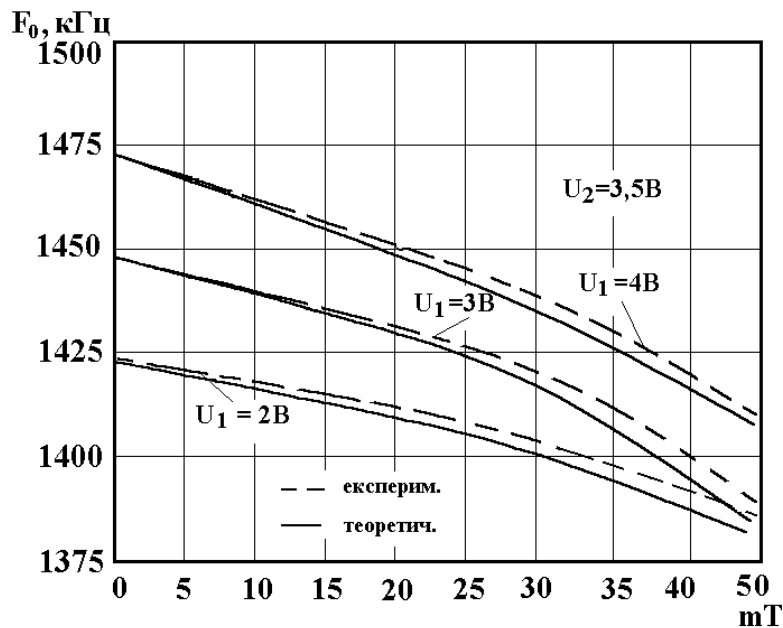


Рис.6.42. Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від магнітної індукції

### Контрольні питання

1. Як діє електричне і магнітне поле на рух електрона окремо?
2. Як діє електричне і магнітне поле на рух електрона одночасно?
3. Дайте означення поняття сильного і слабого магнітного поля?
4. Поясніть вплив магнітного поля на властивості напівпровідників. Напишіть формулу Холла.
5. Поясніть вплив магнітного поля на електропровідність напівпровідників.
6. Нарисуйте електричну схему магнітного перетворювача з магнітоопором. Поясніть призначення кожного елемента схеми.
7. Як регулюється величина від'ємного опору в магніточутливих перетворювачах?
8. Як впливає кут між вектором магнітної індукції та площиною елемента на його опір?
9. Поясніть чому магнітодіодний чутливий елемент включається в коло затвору і стоку польових транзисторів?
10. Які параметри магнітних перетворювачів покращуються при використанні магніточутливих біполярних транзисторів в порівнянні з іншими конструкціями магнітних перетворювачів?

## ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

### РОБОТА № 1

### ДОСЛІДЖЕННЯ ВОЛЬТ-АМПЕРНИХ ХАРАКТЕРИСТИК МДН-ТРАНЗИСТОРНОЇ СТРУКТУРИ З ВІД'ЄМНИМ ОПОРОМ

**Мета роботи:** дослідити і зняти сімейство вольт-амперних характеристик при різних напругах керування МДН-транзисторної структури з від'ємним опором.

#### Опис схеми

На рис.1 наведена схема для зняття сімейства ВАХ комплементарної МДН-транзисторної структури з від'ємним опором.

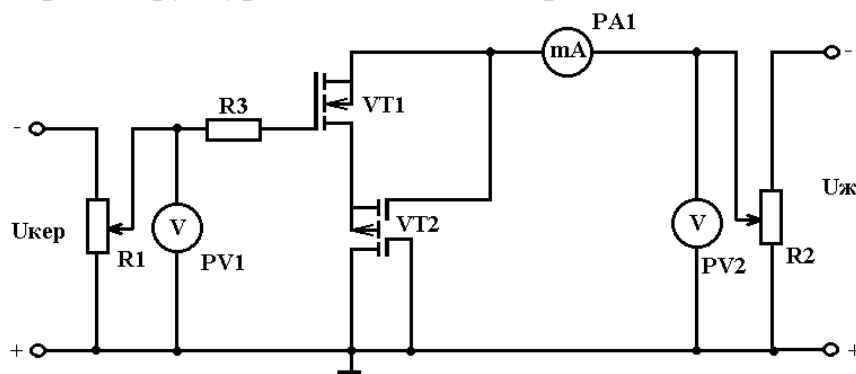


Рис.1. Схема МДН-транзисторної структури з від'ємним опором

#### Домашнє завдання

1. Записати паспортні дані транзисторів VT1 (КП301В), VT2 (КП327АИ) та нарисувати схеми розміщення виводів.
2. Ознайомитись з теорією від'ємного опору.
3. Навести умовні позначення МДН-транзисторів усіх типів.
4. Вивчити принцип роботи схеми на основі комплементарної МДН-транзисторної структури з від'ємним опором.

#### Робоче завдання

1. Зібрати і випробувати схему.
2. Зняти сімейство ВАХ при напругах керування  $U_{кер} = 4; 4,5; 5; 5,5; 6; 6,5; 7; 7,5$  В, напругу живлення виставляти з кроком 0,2 В.

#### Методичні вказівки

При усіх вимірюваннях варто пам'ятати, що не можна збільшувати струм вище номінального, зазначених в паспортних даних транзисторів, а напругу – вище максимально допустимої.

#### Склад звіту

Звіт повинен містити:

1. Схему випробуваної МДН-транзисторної структури з від'ємним опором.
2. Таблиці експериментальних даних.
3. Сімейство ВАХ ( $I_{жс} = f(U_{жс})$ ) при напругах керування, що вказані у робочому завданні.
4. Залежність диференційного від'ємного опору від напруги живлення, визначеного із сімейства ВАХ при різних напругах керування (значення  $U_{кер}$  вказує викладач).
5. Еквівалентну лінійну схему МДН-транзисторної структури з від'ємним опором.
6. Висновки по роботі.

### Контрольні питання

1. Дати визначення від'ємного опору.
2. Умови виникнення від'ємного опору в елементах електричного ланцюга, що працюють на змінному струмі.
3. Наведіть від'ємний опір в комплексній формі.
4. Представлення комплексного від'ємного опору на площині комплексного змінного.
5. Наведіть приклади напівпровідникових приладів, у яких на статичних та динамічних ВАХ існують ділянки від'ємного опору.
6. Наведіть статичні вольт-амперні характеристики приладів з від'ємним опором N-типу і S-типу.
7. Який тип зворотного зв'язку є необхідною умовою виникнення від'ємного опору.
8. В чому полягає різниця зворотного зв'язку, який використовується в радіотехніці, від того, що існує у напівпровідникових приладах.
9. В чому полягає різниця зворотного зв'язку по струму та напрузі.
10. Аналіз диференційного опору діода із широкою базою з прямим зсувом.
11. Розкажіть про механізм збільшення часу життя інжектованих носіїв заряду з ростом їхньої концентрації, в якому з напівпровідникових приладів його легко здійснити.
12. Утворення електричного поля в базовій області, що є причиною дрейфового характеру інжектованих носіїв заряду.
13. Сформулюйте теорему про вплив типу зворотного зв'язку на вид ВАХ приладів з від'ємним опором.
14. Поява від'ємного опору в результаті зміни коефіцієнта інжекції р-п переходу.
15. Виникнення від'ємного опору при поглинанні рекомбінаційного випромінювання р-п переходу в базі діода.
16. Як впливає збільшення напруги керування на ділянку від'ємного опору ВАХ.

## РОБОТА № 2

### ДОСЛІДЖЕННЯ ЧАСТОТНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАНЗИСТОРНОЇ СТРУКТУРИ З АКТИВНИМ ІНДУКТИВНИМ ЕЛЕМЕНТОМ

**Мета роботи:** дослідити і зняти сімейство частотних характеристик  $F = f(U_{жс})$  транзисторної структури з активним індуктивним елементом при різних напругах керування.

#### Опис схеми

На рис.1 наведена схема для зняття сімейства частотних характеристик транзисторної структури з активним індуктивним елементом.

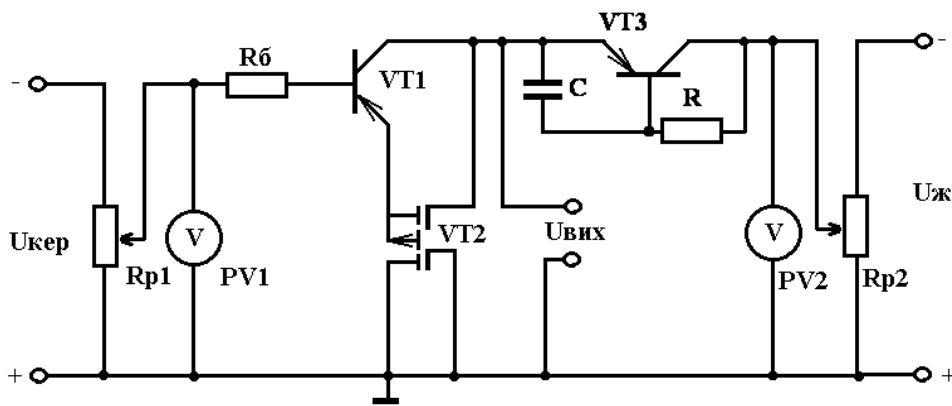


Рис.1.

#### Домашнє завдання

1. Ознайомитись з методом визначення індуктивності транзистора VT3 і частоти генерації.

#### Робоче завдання

1. Записати паспортні дані транзисторів VT1 (КТ363БМ), VT2 (КП327АИ), VT3 (КТ363БМ).
2. Зібрати схему відповідно до рис.1.
3. Зняти сімейство частотних характеристик при кімнатній температурі та напругах керування  $U_{кер} = 3,5; 4; 4,5; 5; 5,5; 6$  В, напругу живлення виставляти з кроком 0,1 В.

#### Методичні вказівки

При всіх вимірюваннях варто пам'ятати, що не можна збільшувати струм вище номінального, зазначених в паспортних даних транзисторів, а напругу – вище максимально допустимої.

При знятті сімейства частотних характеристик, напруги  $U_{кер}$  і  $U_{жс}$  не повинні перевищувати номінальних значень ( $U_{жс} < 10В$ ,  $U_{кер} < 6,5В$ ).

## Склад звіту

Звіт повинен містити:

1. Схему випробуваної МДН-транзисторної структури з активним індуктивним елементом.
2. Таблиці експериментальних даних.
3. Сімейство частотних характеристик  $F = f(U_{жс})$  при  $U_{кер} = 3,5; 4; 4,5; 5; 5,5; 6$  В.
4. Розраховане значення індуктивності транзистора VT3.
5. Розрахунок частоти генерації.
6. Умову генерації в коливальному контурі з від'ємним опором.
7. Висновки по роботі.

## Контрольні питання

1. Як залежить величина індуктивності активного елемента від величини  $R$  і  $C$ ?
2. Як залежить величина добротності активного індуктивного елемента від  $R$  і  $C$ ?
3. Як визначається умова стабільної роботи активного індуктивного елемента?
4. Як визначається ємність коливального контуру?
5. Як залежить величина індуктивності від частоти?
6. Що таке точка інверсії характеру повного опору активного індуктивного елемента?
7. Які методи підвищення добротності активного індуктивного елемента?
8. Як можна збільшити величину індуктивності за допомогою другого транзистора?
9. Як визначається добротність активного індуктивного елемента?
10. Чим відрізняється лінійний і нелінійний режими роботи генератора?

## РОБОТА № 3

### ДОСЛІДЖЕННЯ ЧАСТОТНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕМПЕРАТУРНОГО ПЕРЕТВОРЮВАЧА НА ОСНОВІ БІПОЛЯРНИХ ТРАНЗИСТОРІВ З ВІД'ЄМНИМ ОПОРОМ

**Мета роботи:** дослідити і зняти залежності  $I_{жс} = f(U_{жс})$  при різних температурах та  $F = f(T)$  при різних  $U_{кер}$  температурного перетворювача на основі транзисторної структури з від'ємним опором.

#### Опис схеми

На рис.1 подана схема для зняття сімейства ВАХ та частотних характеристик комплементарної біполярної структури з від'ємним опором.

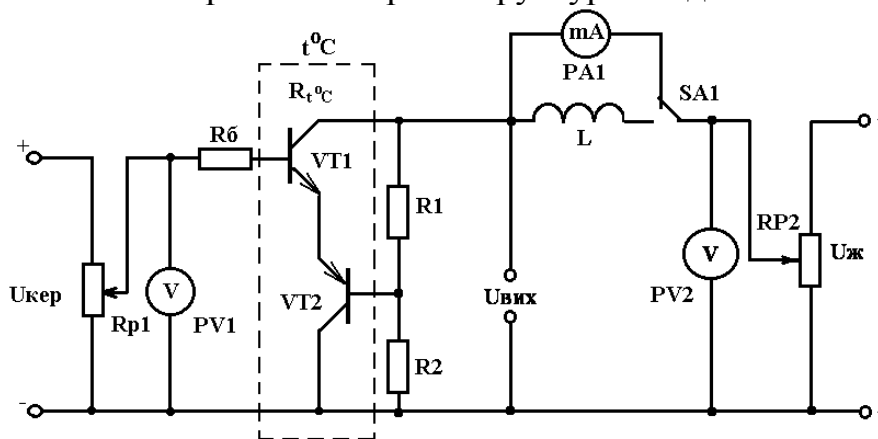


Рис.1

#### Домашнє завдання

1. Навести умовні позначення транзисторів на схемі VT1 (КТ368БМ) VT2 (КТ363БМ).
2. Представити еквівалентні схеми біполярного транзистора для області високих частот.
3. Вивчити фізичний механізм впливу температури на метали і напівпровідники.
4. Ознайомитись з принципом розподілу температури в інтегральних схемах перетворювачів.

#### Робоче завдання

1. Занести паспортні дані транзисторів VT1 і VT2.
2. Зібрати і випробувати схему.
3. Зняти сімейство ВАХ при  $U_{кер} = 2; 2,5; 3$  В, напругу живлення виставляти з кроком 0,5 В, та температурі  $T = 20; 30; 40; 50; 60; 70; 80$  °С.
4. Зняти сімейство частотних характеристик  $F = f(T)$  при зміні температури навколишнього середовища від 20 до 80 °С,  $U_{кер} = 2; 2,5; 3$  В та напруги живлення виставленої з кроком 0,5 В.



### Методичні вказівки

1. При всіх вимірюваннях варто пам'ятати, що не можна збільшувати струм вище номінального, зазначених в паспортних даних транзисторів, а напругу – вище максимально допустимої.
2. Не збільшувати розігрів чутливого елемента вище 100<sup>0</sup>С.

### Склад звіту

Звіт повинен містити:

1. Схему випробуваного температурного перетворювача на основі біполярних транзисторів з від'ємним опором.
2. Таблиці експериментальних даних.
3. Сімейство ВАХ при  $U_{кер} = 2; 2,5; 3$  В та  $T = 20; 30; 40; 50; 60; 70; 80$  <sup>0</sup>С.
4. Сімейство частотних характеристик  $F = f(T)$  при зміні температури від 20 до 80 <sup>0</sup>С,  $U_{кер} = 2; 2,5; 3$  В та напруги живлення виставленої з кроком 0,5 В.
5. Еквівалентну лінійну схему біполярної транзисторної структури з від'ємним опором.
6. Висновки по роботі.

### Контрольні питання

1. В чому полягає температурна залежність концентрації носіїв заряду в напівпровідниках.
2. Як змінюється положення рівня Фермі, в залежності від температури, в напівпровідниках *n*- і *p*-типу?
3. Поясніть фізичне поняття рухливості носіїв заряду в напівпровідниках.
4. Які фактори визначають рухливість носіїв заряду?
5. Поясніть рухливість носіїв заряду в напівпровідниках з атомною ґраткою.
6. Як змінюється температурна залежність питомої провідності в напівпровідниках?
7. Розкажіть про основні механізми утворення носіїв заряду.
8. Поясніть механізм рекомбінації носіїв заряду.
9. Фізичне поняття часу життя носіїв заряду, його залежність від температури.
10. Сенсори температури з платини і нікелю.
11. Кремнієві сенсори температури.
12. Тиристори в якості сенсорів температури.
13. Яка температурна залежність питомого опору металевих провідників?
14. Поясніть фізичний зміст температурного коефіцієнта питомого опору.

## РОБОТА № 4

### ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЧАСТОТНОГО ОПТИЧНОГО ПЕРЕТВОРЮВАЧА

**Мета роботи:** дослідити і зняти сімейство залежностей частоти генерації від потужності випромінювання.

#### Опис схеми

На рис.1 наведена схема фоточутливого перетворювача для зняття сімейства характеристик  $F = f(P)$ .

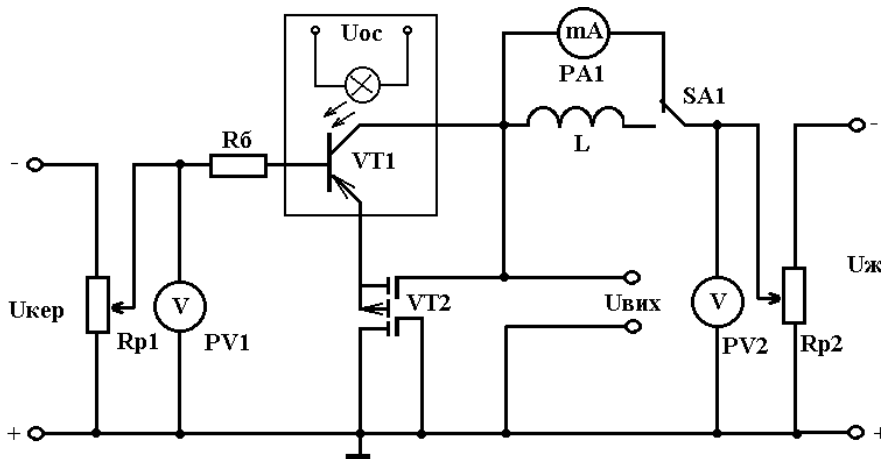


Рис.1

#### Домашнє завдання

1. Ознайомитись з теоретичними основами фотоемісії електронів з металу у напівпровідник при дії світла.
2. Вивчити принцип роботи схеми фоточутливого перетворювача на основі біполярного та МДН-транзисторів.
3. Навести еквівалентну лінійну схему структури з від'ємним опором на основі біполярного та МДН-транзисторів.
4. Ознайомитись з теорією фотореактивного ефекту в біполярних та МДН-транзисторах.

#### Робоче завдання

1. Занести паспортні дані досліджуваних транзисторів VT1 (ФТГ-5) та VT2 (КП327АИ).
2. Зібрати і випробувати схему.
3. Зняти сімейство залежностей частоти генерації від потужності оптичного випромінювання при напрузі керування 4 В і напрузі живлення 3; 3,25; 3,5; 3,75 та 4 В.
4. Зняти сімейство залежностей частоти генерації від потужності оптичного випромінювання при напрузі керування 4,5 В і напрузі живлення 3,5; 3,75; 4; 4,25 та 4,5 В.

5. Зняти сімейство залежностей частоти генерації від потужності оптичного випромінювання при напрузі керування 5 В і напрузі живлення 4; 4,25; 4,5; 4,75 та 5В.

### Методичні вказівки

1. При всіх вимірюваннях варто пам'ятати, що не можна збільшувати струм вище номінального, зазначених в паспортних даних транзисторів, а напругу – вище максимально допустимої.
2. На рис.2 подана градуйована крива відповідності потужності оптичного випромінювання по напрузі живлення світлогенеруючого елемента.

### Склад звіту

Звіт повинен містити:

1. Схему випробуваної транзисторної структури фоточутливого перетворювача.
2. Таблиці експериментальних даних.
3. Сімейство частотних характеристик  $F = f(P)$ .
4. Висновки по роботі.

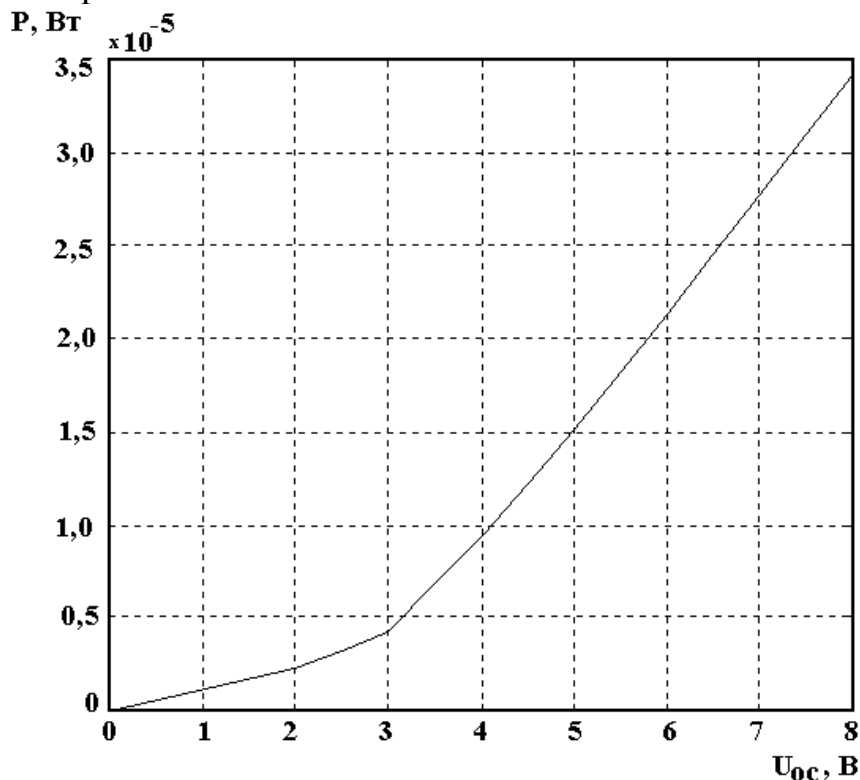


Рис.2

### Контрольні питання

1. Фізичний механізм взаємодії оптичного випромінювання з напівпровідниками.
2. Фоторезистивний ефект у напівпровідниках.

3. Яка залежність фотопровідності від інтенсивності опромінення?
4. Фотогальванічний ефект у напівпровідниках.
5. Основні характеристики фотоприймачів.
6. Фізичні основи роботи фоторезисторів.
7. Фотоемісія електронів з металу у напівпровідник при дії світла на бар'єр Шоткі.
8. Релаксація фотопровідності.
9. Принцип роботи фотодіодів на основі бар'єрів Шоткі.
10. Принцип роботи біполярних фототранзисторів.
11. Принцип роботи польових фототранзисторів.
12. В чому полягає принцип роботи фототиристорів?

## РОБОТА № 5

### ДОСЛІДЖЕННЯ ФУНКЦІЙ ПЕРЕТВОРЕННЯ МАГНІТНОГО ПЕРЕТВОРЮВАЧА НА ОСНОВІ ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУР З ВІД'ЄМНИМ ОПОРОМ

**Мета роботи:** дослідження принципу дії, основних властивостей, частотних характеристик магнітного перетворювача на основі транзисторних структур з від'ємним опором.

#### Опис схеми

На рис.1 подана схема частотного магнітного перетворювача на основі транзисторних структур з від'ємним опором.

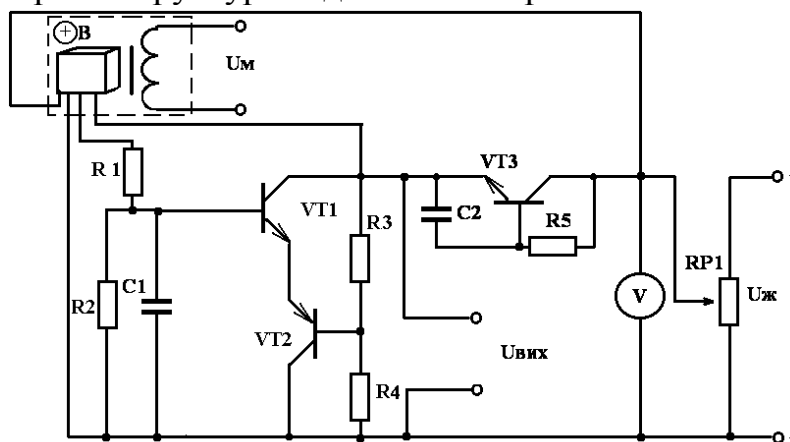


Рис.1

#### Домашнє завдання

1. Ознайомитись з фізичним механізмом взаємодії магнітного поля з напівпровідниками.
2. Визначити в чому полягає вплив магнітного поля на властивості та електропровідність напівпровідників.
3. Представити лінійну еквівалентну схему магнітного перетворювача в області ВЧ.

#### Робоче завдання

1. Занести паспортні дані досліджуваної транзисторної структури VT1(КТ368БМ), VT2 (КТ363БМ), VT3 (КТ368БМ) та сенсора Холла КМЗ 10А.
2. Зібрати схему.
3. Зняти сімейство частотних характеристик  $F = f(B)$  при  $U_{жс} = 4,5; 5; 5,5; 6; 6,5$  В.

#### Методичні вказівки

1. При всіх вимірюваннях варто пам'ятати, що не можна збільшувати струм вище номінального, а напругу – вище максимально допустимої, зазначених в паспортних даних транзисторів.

2. На рис.2 подана градуйована крива відповідності магнітної індукції по напрузі живлення постійного магніту.

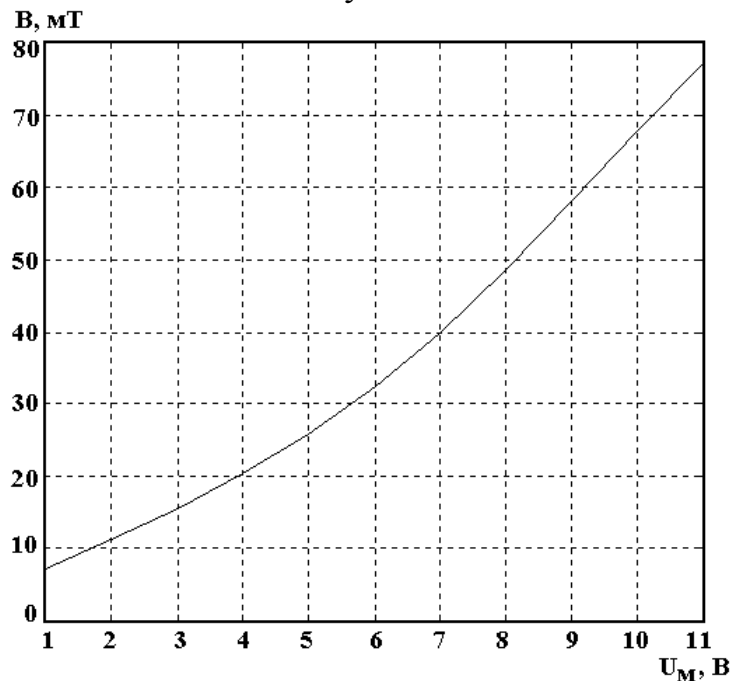


Рис.2  
Склад звіту

Звіт повинен містити:

1. Схему випробуваної транзисторної структури магнітного перетворювача.
2. Таблиці експериментальних даних.
3. Сімейство характеристик  $F = f(B)$  при  $U_{жс} = 4$  В та  $U_{кер} = 4; 4,6; 5,2$  В.
4. Висновки по роботі.

### Контрольні питання

1. В чому полягають гальваноманітні ефекти. Наведіть приклади?
2. Слабкі і сильні магнітні поля, вплив їх на траєкторію руху носіїв заряду.
3. Як відрізняється траєкторія руху електрона при одночасній дії паралельних електричних і магнітних полів від дії перпендикулярних електричних і магнітних полів?
4. Фізичний механізм ефекту Холла, його практичне застосування.
5. Як залежить електропровідність напівпровідника від дії магнітного поля?
6. Поясніть як діє сила Лоренца на рух носіїв заряду.
7. Як залежать параметри біполярного транзистора від дії магнітного поля?
8. Чим відрізняється механізм роботи магніточутливого транзистора від давача Холла?
9. Чим відрізняється механізм роботи давача Холла від магніточутливого польового транзистора?
10. Як визначається частотна магнітна чутливість частотних перетворювачів магнітного поля?

## 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 сопротивлениям // Электронная техника. Сер.3. Микроэлектроника. Вып.3(137), 1990. С.60-65.
5. Осадчук В.С. Индуктивный эффект в полупроводниковых приборах. –К.: Вища школа, 1987. –155 с.
6. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Реактивні властивості транзисторів і транзисторних схем. –Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 1999. –275с.
7. Осадчук А.В. Фоточувствительные преобразователи на основе структур с отрицательным сопротивлением. –Винница: Континент, 1998. –130с.
8. Осадчук О.В. Мікроелектронні частотні перетворювачі на основі транзисторних структур з від'ємним опором. –Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2000. –303с.
9. Осадчук В.С., Осадчук О.В., Вербицкий В.Г. Температурні та оптичні мікроелектронні частотні перетворювачі –Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2001. –196с.
10. Осадчук В.С., Осадчук О.В., Крилик Л.В. Сенсоры влажности –Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2003. –208с.
11. Филинюк Н.А. Активные СВЧ фильтры на транзисторах. –М.: Радио и связь, 1987. –112с.
12. Гаряинов С.А., Серьезнов А.Н., Степанова Л.Н., Филинюк Н.А. Негатроника. –Новосибирск: Наука, 1995. –320с.
13. Молчанов П.А. Основи нелінійної теорії транзисторних негатронів. –Вінниця: Універсум –Вінниця, 1998. –208с.
14. Кичак В.М. Радіоімпульсні логічні НВЧ елементи. –Вінниця: Універсум-Вінниця, 1999. –239с.
15. Викулин И.М., Стафеев В.И. Полупроводниковые датчики. –М.: Сов. радио, 1975. –104 с.
16. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. –М.: Радио и связь, 1990. –264 с.
17. Ko W.H. Designing tunnel diode oscillators // Electronics. – 1961. – Vol.34. – №6. – P.68-72.
18. Семеновский В.К. Время переключения туннельного диода при запуске наклонным фронтом напряжения // Радиотехника и электроника. – 1962. – Т.7. – № 12. – С.2092-2094.

19. Малышев В.А. Об аппроксимации вольт-амперной характеристики туннельного промежутка полиномами для квазилинейного анализа особенностей его работы // Радиотехника и электроника. – 1962. – Т.10. – №9. – С.1635-1638.
20. Сидоров А.С. Теория и проектирование нелинейных импульсных схем на туннельных диодах. –М.: Сов. Радио, 1971. –262 с.
21. Грошковский Я. Генерирование высокочастотных колебаний и стабилизация частоты. –М.: Из-во иностранной литературы, 1953. –162 с.
22. Шытиков Г.Т. Стабильные диапазонные автогенераторы. –М.: Сов. Радио, 1965.
23. Кемпе Ф., Попов И.А. Стабильность частоты генератора на туннельном диоде при изменении питающего напряжения // Полупроводниковые приборы и их применение. Под ред. Я.А.Федотова. – 1964. – Вып.11. – С.208-206.
24. Бенинг Ф. Отрицательное сопротивление в электронных схемах. –М.: Советское радио, 1975. – 286с.
25. Osadchuk V.S., Osadchuk A.V. Research of the superhigh-frequency oscillator with optical control // Proceedings 10-th International Conference “Microcoll –1999”. – Budapest. – 1999. – P.311-314.
26. Миддлбрук Р.Д. Введение в теорию транзисторов. –М.: Атомиздат, 1969. – 303 с.
27. Смит Р. Полупроводники. –М.: Из-во иностранной литературы, 1962. – 467 с.
28. Киреев П.С. Физика полупроводников. –М.:Высшая школа, 1975.–583 с.
29. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. –М.: Высшая школа, 1977. – 447 с.
30. Schaumburg H. Sensoren. – Т.3. В.Г. Teubner Stuttgart, 1992. – 583 p.
31. Уэрт Ч., Томсон Р. Физика твердого тела. –М.: Мир, 1969. – 558 с.
32. Вейсс Р. Физика твердого тела. –М.: Атомиздат, 1968. – 455 с.
33. Шалимова К.В. Физика полупроводников. –М.: Энергия, 1971. – 311 с.
34. Борн М. Атомная физика. –М.: Мир, 1970. – 483 с.
35. Виглеб Т. Датчики. –М.: Мир, 1989. – 196с.
36. Чураков А.Я., Овсянников В.В. Датчики температуры с аналогом лямбда-диода // Электроника. 1989. –№7. – С.23-25.
37. Ферри Д., Эйкерс Л., Гринич Э. Электроника ультрабольших интегральных схем. –М.: Мир, 1991. – 327 с.
38. Маллер Р., Кейминс Т. Элементы интегральных схем. –М.: Мир, 1989. – 630с.
39. Antognetti P., Massobrio G. Semiconductor devices modeling with SPICE. McGraw-Hill, Inc. –New York, 1988. – 391 p.
40. PSPICE User’s guide. MicroSim Corporation. La Cadena Drive, Laguna Hills, 1989. – 450 p.



- 41.Разевиг В.Д. Система сквозного проектирования электронных устройств DesignLab 8.0. – М.: Солон-Р, 2000. – 698 с.
- 42.Соколов А.А., Лоскутов Ю.М., Тернов И.М. Квантовая механика. –М.: Из-во министерства просвещения РСФСР, 1962. – 591 с.
- 43.Федотов Я.А. Основы фізики напівпровідникових приладів. –К.: Вища школа, 1972. – 506 с.
- 44.Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. –М.: Сов. Радио, 1977. – 231 с.
- 45.Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Том 1. –М.: Мир, 1984. – 456 с.
- 46.Готра З.Ю. Технология микроэлектронных устройств. Справочник. –М.: Радио и связь, 1991. – 528 с.
- 47.Осадчук В.С., Осадчук Е.В., Осадчук А.В. Полупроводниковый датчик освещенности. Патент Российской Федерации № 2086042. МПК H01 L 27/14. 27.07.97.Бюл. №21.
- 48.Осадчук В.С., Осадчук Е.В., Осадчук А.В. Полупроводниковый оптический датчик. Патент Российской Федерации № 2114490. МПК 6 H01L 31/08. 27.06.98.Бюл. №18.
- 49.Осадчук В.С., Осадчук О.В., Осадчук Е.В. Оптично керований генератор гармонійних коливань. Патент України №24474 А. 21.07.98.
- 50.Мальков В.М., Лукьянова М.Н. Микроэлектронные датчики и проблемы их стандартизации // Микроэлектронная промышленность. Микроэлектроника и полупроводниковые приборы. –1994. – №2. – С.42-49.
- 51.Ваганов В.И. Интегральные тензопреобразователи. –М.: Энергоатомиздат, 1983. – 136 с.
- 52.Багдасарян А.В., Шермегор Г.Д., Захаров Н.П., Сергеев В.С. Оценка влияния напряженно деформированного состояния кремниевых пластин на смещение экстремумов энергетических зон // Электронная техника. Сер.2. Полупроводниковые приборы. –1986. –Вып.5 (184). – С.21-30.
- 53.Poppinger M. Silicon diaphragm pressure sensors // Solid State Devices. –1985. – P.53-70.
- 54.Полякова А.Л. Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов. –М.: Энергия, 1979. – 168 с.
- 55.Ильинская Л.С., Подмарьков А.Н. Полупроводниковые тензодатчики. – М.: Энергия, 1974. – 185 с.
- 56.Клокова Н.П. Тензорезисторы. –М.: Машиностроение, 1990. – 221 с.
- 57.Res D.W.A. The behavior of post yield strain gauges // Strain. –1982. –Vol.18. –№1. – P.28-33.
- 58.Бритвин С.О., Ваганов В.И. Физическая модель интегральных биполярных тензотранзисторов // Микроэлектроника. –1988. –Т.17. –Вып.4. – С.359-364.
- 59.Стучебников В.М. Полупроводниковые интегральные тензорезистивные преобразователи механических величин // Измерения, контроль, автоматизация. –1983. – №1. – С.31-42.

60. Бритвин С.О., Ваганов В.И., Шелухин А.М. Элементы, устройства и программное обеспечение микропроцессорных систем. –М.: Энергоатомиздат, 1987. – 98 с.
61. Красильникова В.В. Моделирование тепловых режимов интегральных тензопреобразователей // Приборы и системы управления –1991. –№7. – С.16-17.
62. Тихоненков В.А., Жучков А.И., Клопов А.Д. Влияние конструкции упругого элемента на температурные погрешности тензорезистивного датчика давления // Приборы и системы управления. –1991. – №6. –С.28-29.
63. Стильбаньс Л.С. Физика полупроводников. –М.: Советское радио, 1967. – 451с.
64. Марченко А.Н. Управляемые полупроводниковые резисторы. –М.: Энергия, 1978. – 215 с.
65. Осадчук В.С., Осадчук Е.В., Осадчук А.В. Полупроводниковый датчик магнитного поля. Патент Российской Федерации № 2068568. МПК G01 R 33/06. 27.10.96. Бюл.30.
66. Осадчук В.С., Осадчук Е.В., Осадчук А.В. Полупроводниковый магнитооптический преобразователь. Патент Российской Федерации № 2086048. МПК H01 L 31/16. 27.07.97. Бюл. №21.
67. Осадчук В.С., Осадчук Е.В., Осадчук А.В. Полупроводниковый датчик магнитного поля. Патент Российской Федерации № 2092933. МПК H01 L 31/10. 10.10.97. Бюл. № 28.
68. Осадчук В.С. Основи функціональної мікроелектроніки. – Вінниця: ВДТУ, 1998. – 244 с.
69. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Напівпровідникові діоди. –Вінниця: ВДТУ, 2002. – 162 с.
70. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Транзистори. –Вінниця: ВДТУ, 2003. –206с.

*Навчальне видання*

**Володимир Степанович Осадчук**

**Олександр Володимирович Осадчук**

## **Напівпровідникові перетворювачі інформації**

Навчальний посібник

Оригінал-макет підготовлено Осадчуком О.В.

Редактор С.А. Малішевська

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 ¼  
Друк різнографічний  
Тираж 100 прим.  
Зам. №

Гарнітура Times New Roman  
Папір офсетний  
Ум. друк. арк. 8,79

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