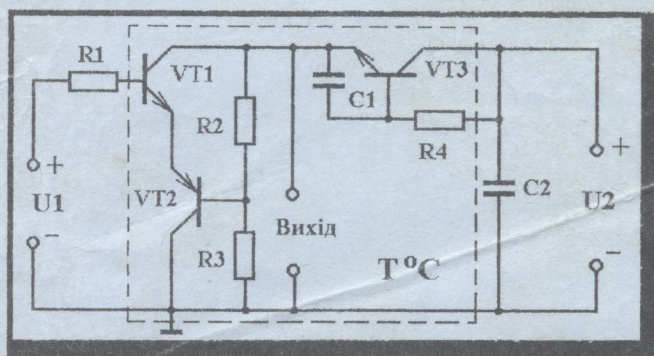


621.383

0-72

В. С. Осадчук  
О. В. Осадчук  
В. Г. Вербицький

# ТЕМПЕРАТУРНІ ТА ОПТИЧНІ МІКРОЕЛЕКТРОННІ ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ВІННИЦЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, В. Г. Вербицький

ТЕМПЕРАТУРНІ ТА ОПТИЧНІ  
МІКРОЕЛЕКТРОННІ  
ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ

Монографія

НТБ ВНТУ



407523

621.383

О-72

2001

Осадчук В.С. Температурні та оптичні мікроеле

УНІВЕРСУМ – ВІННИЦЯ  
2001



Рецензенти:

доктор технічних наук, професор *Поджаренко В. О.*  
доктор технічних наук, професор *Кожем'яко В. П.*  
кандидат технічних наук, доцент *Яремчук В. Ф.*

Рекомендовано до видання Ученою радою Вінницького державного технічного університету Міністерства освіти і науки України (протокол № 4 від 29.11.2001 р.)

**В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, В. Г. Вербицький**

072 **Температурні та оптичні мікроелектронні частотні перетворювачі.** Монографія. — Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2001. — 195 с. Іл.: 114. Бібліогр.: 173 назв.

ISBN 966-641-038-9

407523

В монографії подано аналіз теоретичних основ побудови мікроелектронних частотних перетворювачів температури і оптичного випромінювання на основі реактивних властивостей напівпровідникових приладів. Виконані розрахунки і наведені експериментальні дослідження параметрів генератора на основі транзисторної структури, яка є базовим елементом перетворювачів. Розглянуті принципи побудови, електричні схеми і експериментальні дослідження основних параметрів температурних і оптичних перетворювачів, зроблена оцінка похибок перетворення.

Монографія розрахована на наукових та інженерно-технічних працівників, які займаються проектуванням і розробкою мікроелектронних перетворювачів, а також на аспірантів та студентів вищих технічних навчальних закладів.

УДК 621.38

ISBN 966-641-038-9

© В. Осадчук, О. Осадчук, В. Вербицький 2001



# З М І С Т

<b>ВСТУП</b> .....	5
<b>ГЛАВА 1</b>	
<b>ОСНОВИ ПОБУДОВИ МІКРОЕЛЕКТРОННИХ ЧАСТОТНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ І ТЕМПЕРАТУРИ НА ОСНОВІ РЕАКТИВНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ПРИЛАДІВ</b> .....	7
1.1. Вплив оптичного випромінювання на реактивні властивості напівпровідникових приладів .....	7
1.2. Вплив температури на реактивні властивості напівпровідникових приладів .....	12
1.3. Частотні перетворювачі оптичного випромінювання .....	16
1.4. Частотні перетворювачі температури .....	22
<b>ГЛАВА 2</b>	
<b>АНАЛІЗ РОБОТИ ГЕНЕРАТОРА – ОСНОВНОГО ЕЛЕМЕНТА ЧАСТОТНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ</b> .....	28
2.1. Апроксимація вольт-амперної характеристики напівпровідникових структур з від’ємним опором .....	28
2.2. Квазілінійна модель генератора .....	33
2.3. Визначення амплітуди коливань і чутливості генератора .....	37
2.4. Нелінійна модель генератора .....	38
2.5. Визначення режимів збудження і амплітуди коливань .....	43
2.6. Нелінійні спотворення і нелінійне відхилення частоти .....	47
2.7. Експериментальні дослідження параметрів генератора .....	52
2.8. Оцінка метрологічних характеристик генератора .....	55
<b>ГЛАВА 3</b>	
<b>ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ТЕМПЕРАТУРИ</b> .....	58
3.1. Математична модель теплових режимів мікроелектронних частотних перетворювачів .....	58
3.2. Визначення вольт-амперної характеристики термочутливого перетворювача на основі біполярних транзисторів .....	67
3.3. Розрахунки повного опору, виведення функції перетворення і рівняння чутливості температурного перетворювача на основі	

біполярних транзисторів .....	70
3.4. Визначення ВАХ частотного температурного перетворювача на основі біполярної структури і термоопору .....	80
3.5. Розрахунки повного опору, виведення функції перетворення і рівняння чутливості перетворювача температури на основі біполярних транзисторів з термоопором .....	83
3.6. Розрахунки повного опору, виведення функції перетворення і рівняння чутливості перетворювача температури на основі двох МДН транзисторів .....	90
3.7. Розрахунки повного опору, виведення функції перетворення і рівняння чутливості перетворювача температури на основі біполярних транзисторів з активним індуктивним елементом .....	98
3.8. Оцінювання метрологічних характеристик температурних перетворювачів .....	106

#### ГЛАВА 4

#### ОПТИЧНІ ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ .....

112

4.1. Теоретичні основи фотоемісії електронів з металу у напівпровідник при дії світла на бар'єр Шоткі .....	112
4.2. Теорія фотореактивного ефекту в біполярних транзисторах .....	122
4.3. Теорія фотореактивного ефекту у польових транзисторах .....	134
4.5. Розрахунок вольт-амперної характеристики НВЧ фоточутливого перетворювача з фоторезистором .....	145
4.6. Визначення функції перетворення і рівняння чутливості фоточутливого перетворювача з фоторезистором .....	149
4.7. Розрахунок вольт-амперної характеристики фоточутливого перетворювача з фотодіодом .....	159
4.8. Розрахунок функції перетворення і рівняння чутливості фоточутливого перетворювача з фотодіодом .....	162
4.9. Розрахунок функції перетворення і рівняння чутливості структури на основі арсенід-галієвого польового транзистора з бар'єром Шоткі і біполярного транзистора .....	170
4.10. Розрахунки функції перетворення і рівняння чутливості оптичного перетворювача з активним індуктивним елементом .....	178
4.11. Оцінювання метрологічних характеристик оптичних перетворювачів .....	182
Література .....	185

## ВСТУП

Характеристики первинних перетворювачів визначають точність і надійність систем управління і регулювання, приладів контролю технологічних процесів, характеристик навколишнього середовища, безпеку роботи ядерних теплових, хімічних установок, літальних апаратів, морських об'єктів, транспорту тощо. У зв'язку з цим до первинних перетворювачів, які вимірюють різноманітну фізичну інформацію, ставляться жорсткі вимоги. Вони повинні бути економічними, завадостійкими, забезпечувати високу швидкодію, чутливість і точність вимірювання, мати якомога менші габарити і вагу, сумісними з сучасними персональними комп'ютерами і дозволяти кодування інформації при передачі її на великі відстані.

В останній час існує стійка тенденція до зменшення вартості мікроелектронних пристроїв переробки інформації, зокрема на основі мікропроцесорних систем, внаслідок чого первинні вимірювальні перетворювачі поступово набувають визначну роль з точки зору вартості інформаційно-вимірювальної системи. У зв'язку з цим основним напрямком розвитку сучасної техніки сенсорів є широке використання напівпровідникових матеріалів, інтегральної технології і розробка на їх основі мікроелектронних перетворювачів.

Одним із перспективних наукових напрямків у розробці первинних вимірювальних перетворювачів, запропонованих у роботі, є використання залежності реактивних властивостей і від'ємного опору напівпровідникових пристроїв від впливу зовнішніх фізичних величин і створення на цій основі нового класу частотних мікроелектронних перетворювачів температури і оптичного випромінювання. У пристроях такого типу відбувається перетворення температури і оптичного випромінювання на частоту, що дозволяє виконувати первинні перетворювачі за інтегральною технологією, і дає можливість підвищити швидкодію, точність і чутливість, розширити діапазон вимірюваних величин, поліпшити надійність, завадостійкість і довгочасову стабільність параметрів. Крім того, поєднання на одному кристалі первинного вимірювального перетворювача із схемами обробки інформації уможливило створення "інтелектуальних" сенсорів. Використання в якості інформативного параметру частоти дозволяє уникнути застосування аналого-цифрових перетворювачів при обробці інформації, що знизить вартість систем контролю і управління.

Дослідження і розробка мікроелектронних частотних перетворювачів температури і оптичного випромінювання виконані на кафедрі електроніки Вінницького державного технічного університету та Інституту мікроелектроніки (м. Київ).

Мета монографії полягає в тому, щоб надати допомогу в розробці аналітичних та експериментальних методів по реалізації мікроелектронних частотних перетворювачів температури та оптичного випромінювання.

Автори вдячні рецензентам доктору технічних наук, професору Поджаренку В.О., доктору технічних наук, професору Кожем'яко В.П. і кандидату технічних наук, доценту Яремчуку В.Ф., корисні зауваження яких сприяли поліпшенню змісту книги.

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

# ОСНОВИ ПОБУДОВИ МІКРОЕЛЕКТРОННИХ ЧАСТОТНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ І ТЕМПЕРАТУРИ НА ОСНОВІ РЕАКТИВНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ПРИЛАДІВ

Ефективність усього комплексу технічних засобів інформаційно-вимірювальної техніки в значній мірі визначається якістю первинних вимірювальних перетворювачів, що є головними чутливими органами вимірювальної апаратури, пристроїв і систем контролю та керування [1, 2].

Останнім часом намітилася стійка тенденція до зменшення вартості мікроелектронних пристроїв обробки інформації, зокрема на основі мікропроцесорних систем, внаслідок чого первинні вимірювальні перетворювачі поступово здобувають визначальну роль з погляду вартості інформаційно-вимірювальної системи. У цьому зв'язку основним напрямком розвитку сучасної техніки сенсорів є широке застосування напівпровідникових матеріалів, групової інтегральної технології і розробка на їхній основі мікроелектронних сенсорів, сумісних із пристроями останнього покоління [3, 4, 5].

### 1.1. Вплив оптичного випромінювання на реактивні властивості напівпровідникових приладів

Проблема створення системи уніфікованих твердотільних перетворювачів з високими метрологічними характеристиками і вихідним сигналом, перетвореним у форму коду з незначними похибками, дуже актуальна. Одним із закономірних шляхів її вирішення можна по праву вважати використання реактивних властивостей напівпровідникових структур для побудови частотних первинних вимірювальних перетворювачів різних фізичних величин.

Бурхливий розвиток напівпровідникової техніки викликав нагальну потребу усебічного вивчення фізичних явищ, що спостерігаються в напівпровідниках і напівпровідникових приладах. Уже перші дослідження динамічних режимів роботи напівпровідникових структур показали, що ємнісні властивості, індуктивний ефект, явище від'ємного диференціального опору та інші можуть бути з успіхом використані для створення цілого ряду оригінальних пристроїв, що відрізняються конструктивною простотою, економічністю, надійністю, відсутністю впливу на сусідні вузли й елементи, можливістю виготовлення у вигляді інтегральних мікросхем і електронного регулювання параметрів. В останні роки інтенсивно вивчалися фундаментальні механізми зазначених явищ і до теперішнього часу опублікована велика кількість робіт з цього питання.



Детальний аналіз фізичних ефектів, що спостерігаються при впливі навколишнього середовища на напівпровідникові реактивні елементи, показав, що останні мають високу чутливість до теплового й оптичного збудження [6, 7], імпеданс поверхневих каналів у значній мірі схильний до впливу вологості [8, 9], ємність МДН структур істотно змінюється при опроміненні потоком іонізованих часток [10] і т.д.

Особливий інтерес представляє теоретичне й експериментальне вивчення залежності повного опору р-п переходу, МДН структури й інших елементів від інтенсивності світлового потоку в зв'язку із широким колом практичних застосувань результатів цих досліджень.

Однією з перших робіт, де обговорювався ефект зміни бар'єрної ємності фотодіода під впливом світла, була публікація 1966 р. японських авторів Т. Яманато і Т. Від [11], які встановили, що вплив світлового потоку еквівалентно підключенню темної постійної напруги, рівної по величині фотоЕРС, яка виділяється на р-п переході. У роботі [6] цей висновок був уточнений з урахуванням величини опору навантаження. Подальші дослідження підтвердили справедливості такого підходу до опису фотоємності діодних структур, на практиці були розроблені фотоварикапи - прилади, що дозволяють поєднувати перетворення світлової енергії в електричний сигнал і його параметричне підсилення, добротність яких досить висока в широкому діапазоні частот [12, 13, 14].

Теоретичне обґрунтування можливості використання бар'єрної ємності фотодіода для реєстрації слабких потоків оптичного випромінювання було запропоновано автором роботи [11], експериментальні дослідження підтвердили таку доцільність.

При зміні освітленості від 0 до  $10^3$  лк ємність фотодіода, що працює у фотогоальванічному режимі, збільшувалася більш ніж на 50 пФ; при зміні освітленості від 0 до 1 лк збільшення ємності склало понад 20 пФ, тобто найбільша чутливість виявляється при низьких рівнях освітленості. У зворотному зміщеному фотодіоді збільшення освітленості від 0 до 440 лк привело до зростання ємності на 90 пФ, провідність при цьому збільшувалася згідно лінійного закону.

З погляду застосування в інженерних розрахунках заслуговує на увагу робота [13], в якій отримано напівемпіричний вираз для повної ємності кремнієвого р-п переходу:

$$(C - 2,7)^2 = 6715 / (0,827 - U - 2,641 \cdot 10^{-4} E^{1,29}), \quad (1.1)$$

де  $C$  - ємність, пФ;  $U$  - постійний зсув на р-п переході, В;  $E$  - освітленість, лк.

Проблеми теоретичного опису фотоємнісного ефекту в МДН структурах знайшли відображення в цілому ряді публікацій [12, 15, 16, 17]. Фундаментальний механізм цього явища полягає в генерації нерівноважних

електронів і дірок в області просторового заряду та у квазінейтральному об'ємі напівпровідника при освітленні МДН структури, під час розділу полем області просторового заряду нерівноважних носіїв (неосновні носії підтягуються до поверхні, а основні виводяться в квазінейтральний об'єм) і зменшенні глибини приповерхнього шару просторового заряду в результаті зазначеного перерозподілу, що еквівалентно збільшенню ємності МДН конденсатора [12]. При наявності інверсії поверхневої провідності МДН фотоварикапи в області середніх частот еквівалентні фотоварикапам на р-п переходах. Однак МДН структури володіють при цьому такими перевагами [12]:

- вища технологічність, внаслідок чого знижуються оптичні і рекомбінаційні втрати в приладах;
- підвищений ККД (1,5 - 2 рази) за рахунок можливості зменшення струмів витоку до 30 %;
- висока добротність і низькі шуми в результаті визначального впливу діелектрика на вхідний опір фотоємності.

Виходячи з практичної потреби, окремого розгляду заслуговує явище інверсії знака уявної частини імпедансу напівпровідникового елемента під час освітлення (фотоіндуктивний ефект), оскільки в даному випадку стає можливим спільне рішення двох проблем:

- створення оптоелектронного твердотільного аналога індуктивності, мікроелектронних резонансних систем і безлічі інших пристроїв функціональної електроніки і контрольно-вимірювальної техніки;
- ефективна адаптація волоконно-оптичного зв'язку в традиційних електронних пристроях обробки інформації.

Аналіз літературних джерел показує, що причинами виникнення "від'ємної ємності" (індуктивності) можуть слугувати процеси в області приконтактного збіднення [18], транспорт електронів із дрібних поверхневих рівнів на глибокі рівні при одночасному зменшенні поляризації (для монокристалів CdS) [19], вплив електричного поля на швидкість іонізації центрів прилипання для електронів [20] тощо.

Варто визнати, що до теперішнього часу не розроблена єдина фізична концепція фотоіндуктивного ефекту, а це є серйозною перешкодою на шляху широкого практичного використання результатів його досліджень. Найбільш загальною ознакою для більшості публікацій можна вважати істотну частотну залежність фотоіндуктивності, що, очевидно, і може слугувати основним критерієм при виборі конкретного фізичного механізму.

У роботі [21] досліджувалася бар'єрна ємність фотоелементів на основі р-Si в інтервалі зовнішніх напруг  $U_{\text{вн}} = 0-30$  В і частотах змінного сигналу 5 - 600 кГц. Показано, що на частотах, що задовольняють умові  $\omega\tau \geq 1$ , сильний світловий потік викликає перехід ємнісного характеру імпедансу в індуктивний, напруга інверсії при цьому лінійно зменшується з ростом

освітленості.

Дослідження залежності реактивного опору Si і GaAs - діодів від інтенсивності світлового потоку виявило, що, починаючи з деякої граничної щільності потоку фотонів  $F_n$ , обумовленої спектральними характеристиками випромінювання і структурою діода, імпеданс р-п переходу набуває індуктивний характер [22]. Для пояснення цього ефекту було висловлене припущення про те, що індуктивний компонент виникає в області модуляції провідності бази, коли концентрація нерівноважних неосновних носіїв стає порівнянна з концентрацією основних. Оцінні розрахунки для значень параметрів, що відповідають експериментально спостереженому індуктивному плато, дійсно показали, що концентрація дірок перевищує концентрацію електронів у п-базі діода.

Для кількісного визначення фотоіндуктивності і її частотної залежності був розрахований імпеданс діода. Вихідним пунктом слугувало рівняння безперервності, записане з урахуванням фотогенерації носіїв, звідки була знайдена концентрація дірок по координаті  $x$  [22]:

$$\begin{aligned} \tilde{p}(x) = \tilde{p}_0 \exp \left[ \frac{1}{2} \alpha (x - \omega_n) \right] sh \left[ (l_n - \omega_n) \left( 1 - \frac{x - \omega_n}{l_n - \omega_n} \right) \left( \frac{\alpha^2}{4} + \frac{1 + j\omega\tau_p}{L_p^2} \right)^{1/2} \right]^* \\ * sh \left[ (l_n - \omega_n) \left( \frac{\alpha^2}{4} + \frac{1 + j\omega\tau_p}{L_p^2} \right)^{1/2} \right], \end{aligned} \quad (1.2)$$

де  $\tau_p$  - час життя нерівноважних носіїв;  $\alpha$  - коефіцієнт поглинання на довжині хвилі  $\lambda$ ;  $\tilde{p}_0 = \tilde{p}(x = \omega_n)$ ;  $l_n$  - довжина бази;  $\omega_n$  - довжина приконтактної області в напівпровіднику п-типу;  $L_p$  - дифузійна довжина дірок;  $\omega$  - кругова частота змінного сигналу.

При розрахунках напруженості поля змінного сигналу були зроблені такі припущення:  $p > n_n$ ;  $\tilde{p} \approx \tilde{n}$ ;  $\nabla \tilde{p} = \nabla \tilde{n}$ , з врахуванням яких вираз для  $\tilde{E}$  - має вигляд:

$$\tilde{E} = \left[ \tilde{J} - q(D_n - D_p)\nabla \tilde{p} \right] / q(\mu_n + \mu_p) \tilde{p}, \quad (1.3)$$

де  $\tilde{J}$  - щільність змінного струму;  $q$  - заряд електрона;  $D_n, D_p$  - коефіцієнти дифузії електронів і дірок відповідно;  $\mu_n, \mu_p$  - рухливості електронів і дірок відповідно;  $\tilde{p}$  - змінна концентрація дірок.

Імпеданс бази тоді дорівнює:

$$Z_B(j\omega) = \bar{U}_B / \bar{J}S = \frac{1}{\bar{J}S} \int_{\omega_n}^L \bar{E} dx, \quad (1.4)$$

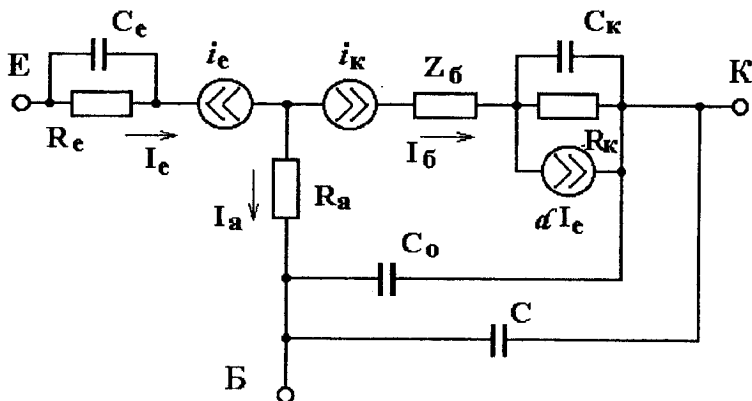
де  $\bar{U}_B$  - падіння змінної напруги на базовій області;  $S$  - активна площа р-п переходу.

Підстановка (1.2) у (1.3), і потім у (1.4) приводить до досить складного інтеграла, що обчислювався на ЕОМ [22], при цьому частотна залежність фотоіндуктивності якісно збігається з експериментом.

Питання моделювання фотоіндуктивних властивостей біполярних транзисторів детально розглянуті в роботі [23], причому дослідження кінетики зміни імпедансу підтвердили наявність інверсії характеру реактивності в транзисторних структурах під впливом світлового потоку. Також було виявлено, що точка інверсії зі збільшенням частоти змінного сигналу зміщується убік менших освітленостей.

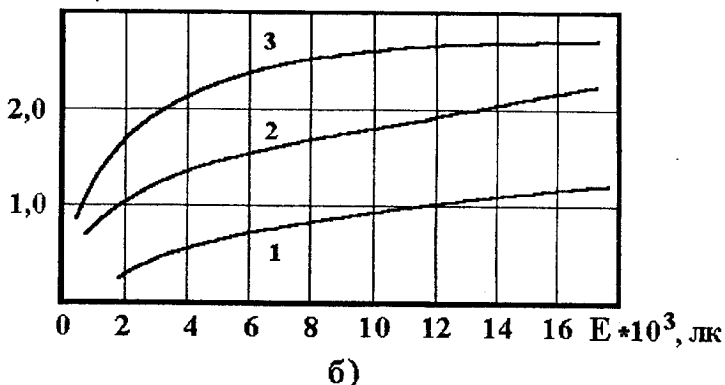
На підставі стаціонарного рівняння безперервності і рівняння неосновних носіїв (дірок) у базі з урахуванням процесу оптичної генерації отримано вираз для усередненої по об'єму концентрації дірок у базі, що теоретично пояснює зростання індуктивності транзистора зі збільшенням інтенсивності світлового потоку. Аналіз фізичної Т-подібної моделі індуктивного транзистора (рис. 1.1, а) показав, що активна область бази, відповідальна за індуктивний ефект, описується послідовним з'єднанням деякої реактивності з повним опором колектора, що диктується характером фізичних явищ і конструктивних особливостей структури. Дані експерименту (рис. 1.1, б) продемонстрували якісний збіг з результатами моделювання фотоіндуктивного ефекту в біполярному транзисторі [23].

Можливість створення сенсорів оптичного випромінювання на основі фотоіндуктивного ефекту обумовлена тим, що електронно-діркова плазма в електричному полі напівпровідникової структури є інерційною системою і тому зміни прикладеної до структури напруги випереджають зміни її провідності, а, отже, і зміни струму. Запізнювання в процесі формування струму по відношенню, до напруги на зовнішніх виводах структури виявляється як індуктивний відгук [7, 24, 25], причому висока чутливість еквівалентної індуктивності до зміни нерівноважної концентрації носіїв, викликаного, наприклад, потоком фотонів з енергією, що перевищує ширину забороненої зони напівпровідника, є основною передумовою для створення ефективних напівпровідникових частотних давачів, що можуть використовуватися і як первинні вимірювальні перетворювачі характеристик оптичного випромінювання, і як пристрої вторинного перетворення інформативного параметра (інтенсивності світлового потоку) в амплітудних волоконно-оптичних сенсорах фізичних величин.



а)

$L \cdot 10^{-9}, \text{Гн}$



б)

Рис.1.1. Т-подібна еквівалентна схема (а) і залежність індуктивності від освітленості (б) фотореактивного біполярного транзистора [23]

## 1.2. Вплив температури на реактивні властивості напівпровідникових приладів

Іншою не менш важливою проблемою є вивчення температурної залежності імпедансу напівпровідникових реактивних елементів. З великої кількості публікацій по даній темі особливої уваги заслуговують оригінальні роботи, присвячені аналізу температурного коефіцієнта бар'єрної і дифу-

зійний ємностей р-п переходу [6], дослідженню термоіндукованих характеристик S - діодів [26, 27], розгляду реактивних властивостей р-п переходу при криогенних температурах [28], моделюванню температурної залежності вольт-фарадних характеристик імплантованих МДН структур [29] та ін.

У роботі [6] показано, що при малих зворотних напругах основною причиною температурної залежності бар'єрної ємності є залежність висоти потенційного бар'єра  $\phi_k$  від температури. При збільшенні напруги зменшується вплив температурної залежності  $\phi_k$  на температурний коефіцієнт (ТК) бар'єрної ємності  $\Lambda$  :

$$\Lambda = \frac{1}{C_B} \frac{\partial C_B}{\partial T} = \frac{1}{2} \left[ \xi - \frac{\phi_k}{-U + \phi_k} \zeta \right], \quad (1.5)$$

де  $C_B$  - бар'єрна ємність;  $T$  - абсолютна температура;  $U$  - постійна напруга на р-п переході;  $\xi$  - ТК відносної діелектричної проникності матеріалу (для Si:  $\xi = 1,5 - 2,0 \cdot 10^{-4} / ^\circ\text{C}$ );  $\zeta$  - ТК  $\phi_k$  (для Si р-п переходу  $\zeta = 1,0 - 1,6 \cdot 10^{-3} / ^\circ\text{C}$ ).

Отже, бар'єрна ємність слабо залежить від температури і її недоцільно використовувати для побудови частотних датчиків. Значно сильніше така залежність виявляється в дифузійній ємності [6]:

$$\lambda = \frac{1}{C_D} \frac{\partial C_D}{\partial T} = -\frac{1}{T} + \chi, \quad (6)$$

де  $\lambda$  - ТК дифузійної ємності  $C_D$ ;  $\chi$  - ТК часу життя носіїв заряду ( $\chi = 1 - 10 \text{ \%}/^\circ\text{C}$ ). Тоді  $\lambda = 0,1 - 5 \text{ \%}/^\circ\text{C}$ , що слугує переконливою підставою для використання  $C_D$  як інформативного параметру датчиків температури.

Відомо, що основний принцип дії S - діодів полягає в модуляції провідності бази інжекттованими р-п переходом носіями заряду [26, 27]. Термочутливість S-діодів така ж, як і в звичайних діодів і транзисторів, однак завдяки ділянці від'ємного опору на вольт-амперній характеристиці (ВАХ S-типу) вони мають набагато більші функціональні можливості. Існування позитивного зворотного зв'язку по струму приводить до індуктивного характеру реактивності імпедансу S-діодів [25, 30], що виявляється в запізнюванні по фазі струму щодо напруги. Вираз для індуктивності довгого діода на високих частотах можна записати у вигляді [27]:

$$L = W^2 / 2I_0 \mu_p (\omega \tau_p)^{3/2}, \quad (1.7)$$

де  $W$  - довжина бази;  $I_0$  - постійний струм при прямому зсуві.

Постійний струм  $I_0$  слабо залежить від температури. Величини  $\mu_p$  й  $\tau_p$  у некомпенсованих напівпровідниках, наприклад у Ge, близькому до власного, з ростом температури зменшуються, причому  $\tau_p$  в більшому ступені, чим  $\mu_p$ . Таким чином, знаменник у (1.7) з ростом температури зменшується, що приводить до збільшення індуктивності (такий процес має місце в одноперехідному транзисторі). Ця обставина дозволяє проектувати датчики, що діють на основі залежності частоти генерації від температури.

Аналіз рівняння Пуассона для східчастого переходу при низьких температурах, коли енергія теплового порушення стає менше енергії іонізації домішок  $kT < E_i$ , дозволяє одержати вираз для контактної різниці потенціалів [28]:

$$\varphi_k(T) = \frac{E_g(T)}{q} - \frac{kT}{q} \ln \frac{A_0 T^3}{N_A N_D}, \quad (1.8)$$

де  $E_g$  - функція термозалежної зміни ширини забороненої зони [31];  $N_D, N_A$  - концентрації відповідно донорної і акцепторної домішки;  $A_0 = 1,5 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-6}/\text{K}^3$  (для Si). Звідки бар'єрна ємність р-п переходу при низьких температурах і відсутності зовнішньої напруги:

$$C_B = A [q \varepsilon N_D / 2 \varphi_k(T)]^{1/2}. \quad (1.9)$$

Охолодження р-п переходу може привести до різкої зміни дифузійної ємності, але принциповий характер залежності  $C_B$  від прямого струму залишається при цьому колишнім. Таким чином, р-п перехід зберігає свої реактивні властивості і при криогенних температурах, що підтверджує доцільність глибоких досліджень цих процесів з метою їхнього використання в техніці первинних вимірювальних перетворювачів.

Великі можливості з погляду застосування в дозиметричній апаратурі відкриває теоретичне вивчення впливу іонізуючого випромінювання на реактивні властивості напівпровідникових приладів. Напруга виснаження, що прикладена до металевго електрода МДН структури, створює в приповерхневій області напівпровідника нерівноважне збіднення на основні носії заряду. Така система може бути використана як високочутливий приймач іонізуючої радіації (у тому числі фото і  $\gamma$ -випромінювання) [10]. Опромінення приводить до генерації електронно-діркових пар, що супроводжується "розсмоктуванням" нестационарного шару виснаження і відповідною зміною параметрів МДН структури (провідності, ємності і т.д.). Це дозволяє здійснити такі вимірювальні процедури:

- 1) безпосереднє визначення інтегральної дози поглиненої радіації;
- 2) одержання закону зміни інтенсивності джерела-випромінювання в часі;
- 3) вимір спектрального розподілу квантового виходу.

Закон релаксації диференціальної ефективної ємності МДН структури  $C_{\text{еф}}$  можна представити в наступному вигляді [10]:

$$C_{\text{еф}} = C_0 / \left( 1 - \frac{2\beta\Phi(1-R)C_0^2 t}{\varepsilon\varepsilon_0 P_0 C_D} \right)^{1/2}, \quad (1.10)$$

де  $C_0$  - диференціальна ефективна ємність у момент часу  $t=0$ ;  $\Phi$  - інтенсивність джерела випромінювання;  $\beta$  - квантовий вихід внутрішнього фотоефекта;  $R$  - коефіцієнт відбиття;  $C_D$  - питома ємність діелектрика;  $t$  - час;  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14}$  Ф/см. Можна перелічити наступні основні переваги твердотільних іонізаційних датчиків:

- висока гранична чутливість, обумовлена відсутністю наскрізного струму в МДН структурі;
- можливість реєстрації як інтегральної дози, так і кінетики процесу взаємодії квантів випромінювання з напівпровідником;
- висока технологічність (у порівнянні з детекторами на р-п чи переходах поверхнево-бар'єрного типу).

Ще одним яскравим прикладом багатофункціональності напівпровідникових реактивних елементів є істотна залежність власної індуктивності вхідного ланцюга одноперехідного транзистора від величини і напрямку магнітного поля [26]. Якщо поперечне магнітне поле спрямоване так, що відхиляє інжектовані носіїв від стінки бази, на якій розташований емітер, то довжина шляху цих носіїв збільшується, а це еквівалентно збільшенню ефективної довжини бази. Одночасно відбувається збільшення ефективного часу життя за рахунок зменшення рекомбінації на поверхні. Обидві ці причини приводять до росту індуктивності. Існує реальна можливість контролю магнітного поля по двох параметрах - амплітуді і частоті гармонійних коливань на виході генератора з резонансним контуром, побудованому на основі еквівалентної індуктивності одноперехідного транзистора. Чутливість перетворення (коефіцієнт частотної магнітотчливості) складає  $10^4$  кГц/А·Т.

Останнім часом ведуться активні дослідження з розробки твердотільних імпедансних сенсорів складу рідких і газоподібних середовищ, заснованих на функціональному перетворенні повного опору, переважно в МДН системах [32 - 36], вивчаються нові напрямки застосування напівпровідникових реактивних елементів, наприклад, засновані на високій тензочутливості ємності затвора МДН транзистора [37, 38, 39].

Таким чином, проведений аналіз теоретичних робіт з одного боку під-



тверджує безсумнівну перспективність використання реактивних властивостей напівпровідникових приладів для побудови частотних контрольно-вимірювальних перетворювачів, що мають високі метрологічні характеристики, а з іншого боку - відбиває явно недостатню вивченість процесів взаємодії перетворювача з контрольованим середовищем, що є безпосередньою причиною відсутності коректних математичних моделей для опису функціональної залежності імпедансу від параметрів, що підлягають контролю (виміру).

### 1.3. Частотні перетворювачі оптичного випромінювання

Фотореактивні властивості напівпровідникових приладів лягли в основу функціонування цілого ряду вимірювальних перетворювачів інтенсивності, спектрального складу й інших характеристик оптичного випромінювання.

Одним з перших охоронних документів, виданих по даній тематиці, є патент США "Спосіб і пристрій для реєстрації світлового потоку за допомогою структури зі світлозалежною ємністю запірного шару" [40]. Як основний матеріал використаний кристал високоомного напівпровідника Ga із глибокими рівнями в забороненій зоні, на протилежних гранях якого утворені металеві електроди. Один з електродів створює чисто омичний контакт, а інший - замикаючий бар'єр. Світло з енергією квантів, що перевищує ширину забороненої зони матеріалу, потрапляючи в об'єм напівпровідника, викликає зміну товщини збідненого шару під бар'єрним електродом, що еквівалентно зміні ємності структури, яка реєструється за допомогою вимірника ємності. Прилад з активною площею переходу  $\sim 0,001 \text{ см}^2$  має ємність менш 10 пФ, що при освітленні відповідного спектрального складу досягає 1000 пФ.

На явищі лавинного множення носіїв в області p-n переходу заснована робота різних модифікацій твердотілого фоточутливого генератора [41, 42, 43, 44]. Еквівалентна електрична схема такого генератора представляється LC-контуром, навантаженим активним опором. Зміна величини реактивностей елементів еквівалентної схеми під дією освітлення приводить до зміни власної резонансної частоти контуру. Це дозволяє при відомій градуїрованій характеристиці генератора (залежності частоти від освітленості) вимірювати освітленість.

На рис.1.2,а показана структурна схема твердотілого фоточутливого генератора [41]. Прилад виготовлений з легованої напівпровідникової пластини 1, на одній поверхні якої утворений суцільний шар 2, а на іншій - дві області 3 і 4 протилежні типи провідності. При підключенні джерела постійної напруги 5 (через навантажувальний резистор) і виборі визначеної

величини напруги на його виході (~100 В), виникають коливання, частота яких залежить від освітленості і напруги джерела 5. Інша модифікація цього генератора з зовнішнім конденсатором 7 показана на рис.1.2,б, а експериментально отримана функція перетворення - на рис.1.2,в ( $C=0.01$  мкФ).

Для підвищення надійності фотоелектричного пристрою, що зчитує інформацію при введенні в ЕОМ, запропоновано використовувати фотодіод у режимі фотосмісного приймача, включаючи його паралельно LC-контур генератора імпульсів [45]. При освітленні фотодіода величина бар'єрної ємності максимальна, що забезпечує мінімальну частоту генерації і ширину імпульсів на виході. При зменшенні освітленості добротність контуру знижується, частота генерації зростає і сигнал легко виділити за допомогою частотного фільтра. На рис.1.3 приведена схема електрична принципова пристрою (а) і графік залежності ємності фотодіода від інтенсивності світлового потоку (б).

Питанням використання фотореактивних властивостей напівпровідникових приладів з ділянкою від'ємного диференціального опору на вольт-амперній характеристиці при побудові частотних контрольно-вимірювальних перетворювачів світлового потоку присвячений цілий ряд публікацій [26, 46, 47, 48]. Особливий інтерес являє собою вимірювальний генератор на основі одноперехідного транзистора, оскільки він здатний виконувати функції сенсора інтенсивності світлового потоку і координати світлового променя, а також можливий режим граничної реєстрації оптичного випромінювання [47].

На рис.1.4 показана схема генератора на одноперехідному транзисторі (а), а також залежність амплітуди і частоти коливань від положення світлового променя (б). Інерційність переносу інжекттованих носіїв обумовлює індуктивний характер вхідного опору одноперехідного транзистора, а величина еквівалентної індуктивності може бути оцінена за формулою [26]:

$$L = L_0 / [1 + (\omega\tau_p)^2], \quad (1.11)$$

де  $L_0 \sim I / \mu_p$  - індуктивність на низьких частотах ( $\omega\tau_p \ll 1$ );  $\tau_p$  - час життя неосновних носіїв. Максимальна чутливість такого датчика складає 4 кгц/від.од.

Результати досліджень фотопараметричних керованих генераторів на основі ємнісних властивостей фотодіодних структур, а також аналіз переваг асинхронного режиму роботи по вхідних світлових сигналах, викладені в роботах [48, 49]. Доцільність використання таких пристроїв для реєстрації слабких світлових потоків обумовлена високою заводостійкістю і чутливістю перетворення світлового потоку в частотний електричний сигнал. При розгляді автогенератора на тунельному діоді показано, що є бістабільна область режиму роботи, що відповідає повній компенсації втрат у коли-

вальному контурі. Результати експериментальних досліджень підтвердили перспективність використання напівпровідникового фотопараметричного генератора як дачача світлового потоку. При зміні потужності оптичного випромінювання від 0,1 до 0,4 мкВт частота на виході змінювалася від 4 до 3,5 МГц, причому існує реальна можливість практичної реалізації граничних дачачів (зрив коливаний при 0,4 мкВт) [48].

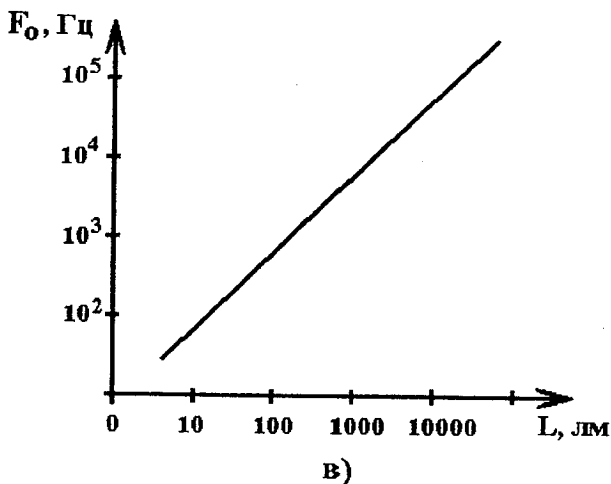
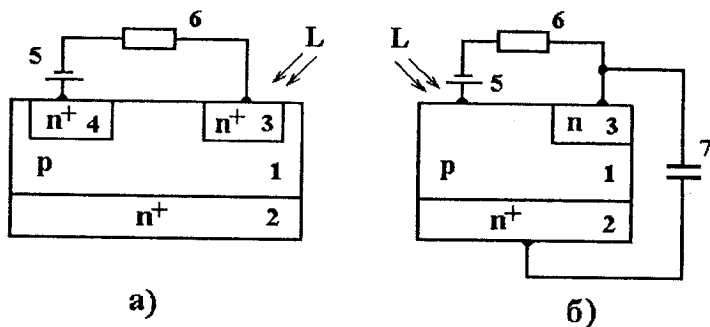


Рис.1.2. Твердотільний фоточутливий генератор [41]: а, б - варіанти структури; в - отримана експериментально функція перетворення (залежність частоти коливаний на виході від освітленості)

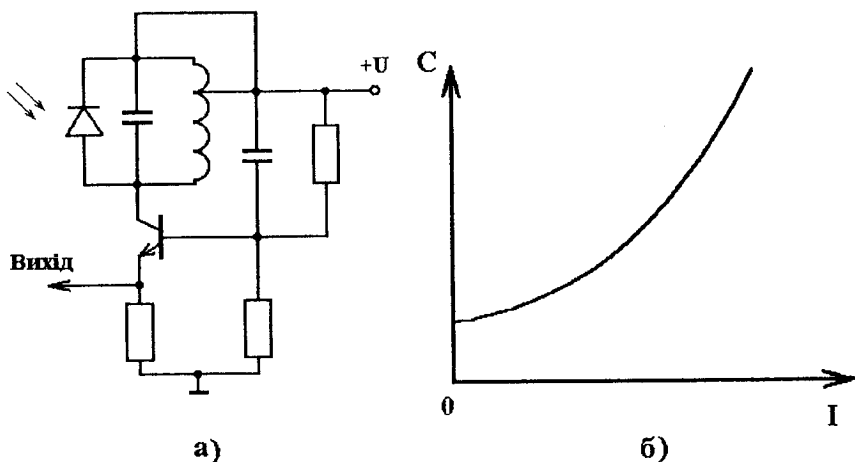


Рис.1.3. Схема електрична принципова (а) і залежність ємності фотодіода від інтенсивності світлового потоку (б) фотоємнісного приймача оптичного випромінювання [45]

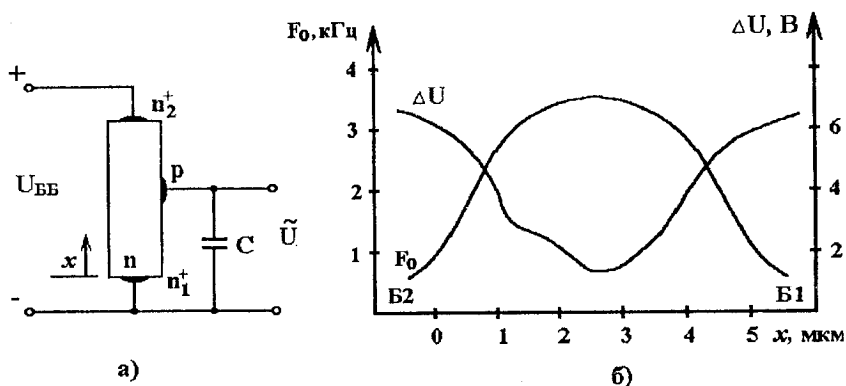


Рис.1.4. Схема генератора на одноперехідному транзисторі (а) і залежність амплітуди і частоти коливань від координати світлового променя (б) [47]

Переваги фотоємнісних МДН приймачів інфрачервоного випромінювання в порівнянні з традиційними фоторезисторами і р-і-п фотодіодами (у першу чергу за рівнем власних шумів і технології виготовлення) викладені в [50]. Виявна здатність МДН структури, що працює в режимі фотоємнісного первинного вимірювального перетворювача, складала  $10^{13} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2}$ , що є найкращим показником для сучасних твердотілих детекторів. У цій роботі також проведений аналіз фундаментальних механізмів електричних,

оптичних і шумових характеристик МДН структури і показано, що фотосмісний режим роботи є дуже перспективним для побудови високочутливих, контрольно-вимірювальних перетворювачів оптичного випромінювання інфрачервоної області спектра.

Останнім часом спостерігається очевидний інтерес фахівців до дослідження фоточутливості GaAs польових транзисторів з бар'єром Шоткі (ПТШ) з погляду використання фотореактивних властивостей цих приладів для створення оптично перебудовуючих НВЧ генераторів [51, 52, 53]. Особливу необхідність в таких пристроях потребують системи телеметрії, оскільки реалізується можливість безпосередньої комутації НВЧ тракту з волоконно-оптичною лінією зв'язку (ВОЛЗ) [52].

У роботах [51, 53] детально вивчені і проаналізовані основні фізичні механізми оптичної перебудови в генераторах на GaAs ПТШ, на підставі експериментального дослідження різних схем включення приладу доведено, що принциповою є залежність частоти генерації від ємності затвор-витік ( $C_{зв}$ ). Найбільша ефективність частотної модуляції досягнута в схемі з загальним витоком (для приладу Gat-5-01 на центральній частоті  $f_0 = 8$  ГГц,  $\Delta f = 175$  МГц при потужності світлового потоку  $1 \text{ мВт/мм}^2$ ) [51]. На думку авторів [53] оптичний відгук GaAs ПТШ генераторів визначається захопленням і емісією дірок пастками, локалізованими в області просторового заряду (ПЗ) бар'єра Шоткі, що служить причиною зміни ефективної щільності ПЗ і, отже, є джерелом варіації  $C_{зв}$ . Теоретичний максимум оптичної перебудови складає 10 % від темного значення [53].

Для здійснення виробничого контролю якості виготовленої продукції безпосередньо в технологічному потоці призначений фотометр, у якому при частотній обробці вимірювальної інформації знижується вплив нестабільності джерела випромінювання і температури на точність вимірів [54]. На рис. 1.5 подана схема пристрою. Світло від джерела 1 падає одночасно на фотоварикап 3 і фоторезистор 4. Досліджуваний матеріал 2 міститься між джерелом 1 і фотоварикапом 3. Сигнали з фотоприймачів, сформовані у вигляді резонансної частоти  $\omega$  контуру генератора 5 і його добротності  $Q$ , з виходу генератора надходять на вхід пристрою 6 обробки й індикації інформації, в якому по величині  $Q$  і напрямку зміни величин  $\omega$  і  $Q$  виробляється корекція значення  $\omega$ , що служить характеристикою неоднорідності просвіту контрольованого матеріалу. Зміна інтенсивності світла, що падає на фотоварикап, може бути обумовлена як зміною нерівномірності просвіту, так і коливаннями інтенсивності самого джерела ( $J$ ). Для усунення цього недоліку опір фоторезистора ( $R \sim J^{-1}$ ), що обумовлює зміну добротності контуру  $Q$ , коректує величину контрольованої частоти відповідно до формули [54]:

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}, \quad (1.12)$$

де  $L$  - еталонна індуктивність контуру.

Реєстрація оптичних сигналів, модульованих визначеною частотою на тлі стаціонарних засвіток різних інтенсивностей можлива за допомогою вимірювального перетворювача, що містить коливальний контур, утворений котушкою індуктивності і ємністю р-п переходу фотоелемента [55]. Крім цього пристрій містить конденсатор, один вивід якого підключений до першого з'єднання котушки індуктивності і фотоелемента, а другий вивід - до входу реєстраційного приладу, загальна шина якого підключена до другого з'єднання котушки індуктивності і фотоелемента. Опір котушки індуктивності постійному струму вибирається з умови одержання корисного сигналу (який являє собою змінну напругу), істотно переважаючи по амплітуді постійну складову фото-ЕРС, що виникає на р-п переході фотоелемента внаслідок впливу тонової засвітки. Критерієм вибору реактивного опору котушки індуктивності слугує збіг частоти модуляції вимірюваного оптичного сигналу з резонансною частотою вимірювального коливального контуру.

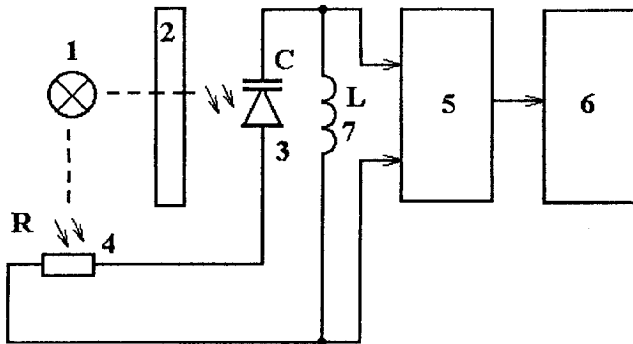


Рис. 1.5. Схема фотометра з корекцією частоти [54]

Використання складового індуктивного транзистора як фоточутливого елемента коливального контуру забезпечує ефективну перебудову частоти квазі- $LC$ -генератора [23] (рис. 1.6 а, б). Індуктивність транзистора VT2, у ланцюг емітер-база якого подається постійна напруга 0,3 В, а в ланцюг бази включений резистор  $R4=10$  кОм, складає  $\sim 1,75 \cdot 10^{-5}$  Гн. При наявності послідовного елемента схеми, що містить конденсатор C2 і ємність пере-

ходу база-емітер VT1 (у сумі  $\sim 1200$  пФ), виникають гармонічні коливання з частотою  $f = (2\pi\sqrt{LC})^{-1} \approx 1,10$  МГц. Збільшення еквівалентної індуктивності транзистора VT2 під впливом світлового потоку викликає зменшення частоти генерації на виході пристрою (рис.1.6, б).

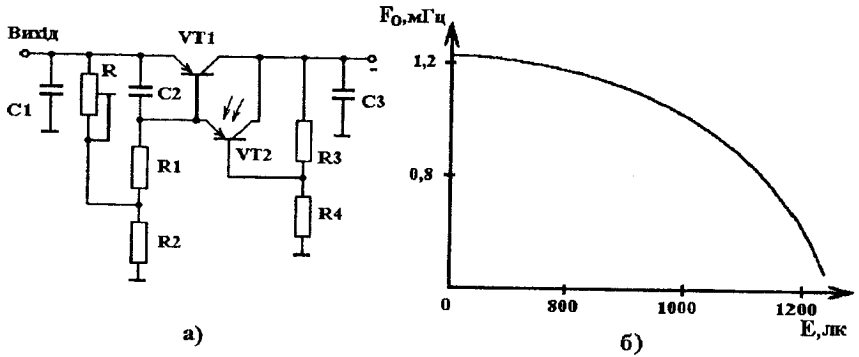


Рис.1.6. Квазі- $LC$  - генератор [23]: а - схема електрична принципова; б - залежність частоти генерації від освітленості

#### 1.4.Частотні перетворювачі температури

Висока чутливість імпедансу напівпровідникових реактивних елементів до зміни температури навколишнього середовища найчастіше розглядається як негативний фактор, що є серйозним обмеженням для їхнього широкого поширення в радіоелектронних пристроях [24, 25, 7]. Однак процеси термоіндукованої зміни реактивної складової повного опору напівпровідникових приладів можуть бути з успіхом використані при побудові частотних сенсорів температури.

Можливість застосування варикапа для перетворення температури в радіочастотний сигнал розглянута в [56]. Діапазон робочих температур практичної схеми вимірювального генератора з варикапом у коливальному контурі склав  $293 - 343$  °С, при цьому частота змінювалася від 14 до 10 МГц. Межі варіації ємності чутливого елемента (діода Д7Ж) у зазначеній схемі включення складає 6-20 пФ.

Дослідження температурної залежності імпедансу напівпровідникових приладів з від'ємним диференціальним опором показали результати, що подають надію з погляду можливості побудови на їхній основі автогенераторних первинних вимірювальних перетворювачів [10, 26, 57]. При цьому інформативним параметром може бути як амплітуда, так і частота коливань генератора.

Розглянемо принцип дії давача температури на S -діоді [26]. У режимі гармонійних коливань частота генерації

$$\omega = (LC)^{-1/2} . \quad (1.13)$$

Залежність індуктивності довгого діода з базою n-типу від частоти (у дифузійному наближенні) можна визначити у вигляді [26]:

$$L = L_0 / (1 + \omega^2 \tau_p^2)^m , \quad (1.14)$$

де  $L_0$  - індуктивність на низьких частотах;  $m \approx 3/4$ . В області високих частот дана формула набуває вигляду [27]

$$L = W^2 / 2I_0 \mu_p (\omega \tau_p)^{3/2} , \quad (1.15)$$

де  $W$  - довжина бази;  $I_0$  - постійний струм при прямому зсуві. Підставляючи (1.15) у (1.13), одержуємо

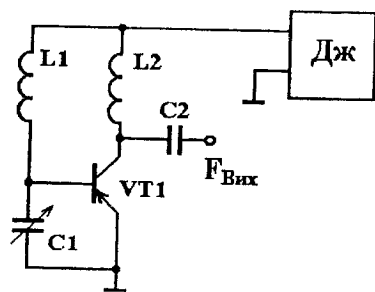
$$\omega = \tau_p^2 / (L_0 C)^2 . \quad (1.16)$$

У S -діоді з кремнію, компенсованого домішками, що утворюють у забороненій зоні глибокі рівні, зі збільшенням концентрації інжекттованих носіїв заряду відбувається збільшення часу їхнього життя. Аналогічний процес відбувається і при термоіндукованому збільшенні концентрації носіїв. Отже, з підвищенням температури S-діода частота генерації буде зростати, що підтверджено експериментально. Температурний коефіцієнт частоти при  $t = 20$  °C склав  $\sim 5-6$  %/°C [26].

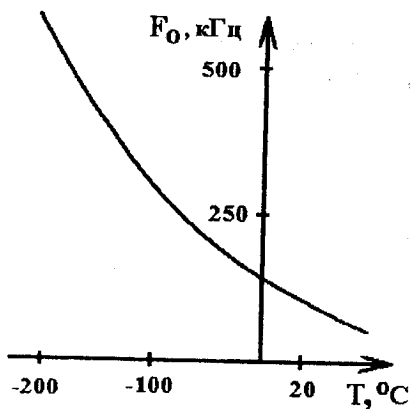
При використанні одноперехідного транзистора як базового елемента частотного перетворювача температури має місце зворотна залежність індуктивності від температури [26, 27], наслідком чого є зворотний хід функції перетворення. Максимальна чутливість сенсора на одноперехідному транзисторі складає 1 кГц/°C [57].

Автоматичний контроль криогенної температури можна здійснити за допомогою перетворювача температури в частоту, виконаного у вигляді регенеративного генератора на основі біполярного транзистора [58]. На рис.1.7 подана схема електрична принципова (а) і залежність частоти на виході від температури в контрольованому об'ємі (б) для транзистора П402 ( $L_1 = L_2 = 224$  мкГн). При зниженні температури аж до  $-196$  °C частота генерації збільшується за рахунок зменшення ємності переходу база-емітер транзистора VT1. Середня чутливість перетворення складає 3670 Гц/°C, точність -  $2,7 \cdot 10^{-4}$  °C.



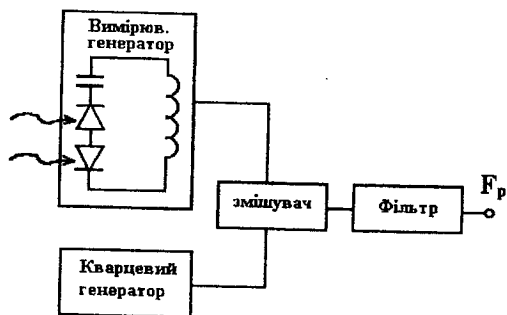


а)

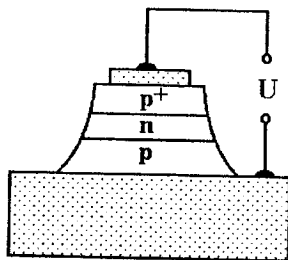


б)

Рис.1.7. Перетворювач температури в частоту [58]: а - схема електрична принципова; б - залежність частоти від температури контролюваного об'єму VT1 - П402)



а)



б)

Рис.1.8. Пристрій для реєстрації теплового (оптичного) випромінювання [59]: а - структурна схема; б - монолітний аналог послідовного з'єднання діодів

На залежності ємності напівпровідникового діода від температури заснований принцип роботи пристрою для реєстрації теплового (оптичного) випромінювання [59]. На рис.1.8,а показана схема пристрою, що містить котушку індуктивності, два діоди, з'єднаних анодами, і конденсатор, що утворюють вимірювальний коливальний контур. Інформаційний змінний сигнал з цього контуру (зміна частоти якого функціонально зв'язана зі збі-

льшенням температури) і опорний сигнал кварцевого генератора подаються на вхід змішувача, на виході якого за допомогою фільтра виділяється різницева частота, по якій можна судити про величину вимірюваної температури (освітленості). Послідовно включені діоди можуть бути виконані у вигляді монолітної тришарової структури  $p^+ - n - p$  типу (рис. 1.8.6). Описаний пристрій здатний забезпечити чутливість  $\sim 170 \text{ кГц}/^\circ\text{C}$  (при  $f_0 = 100 \text{ МГц}$ ).

На рис. 1.9 а, б, в показані різні варіанти смісного первинного вимірювального перетворювача температури [60]. Датчик складається з пластини напівпровідника 1, шару діелектрика 2 і металевих електродів 3 і 4. В об'ємі напівпровідника безпосередньо в границі розділу напівпровідник-діелектрик розташовано тонкий (0,02-0,4 мкм) приповерхневий шар 5 із протилежним стосовно підкладки типом провідності, або з великим вмістом глибоких компенсуючих дефектів, у результаті чого формується приповерхневий потенційний бар'єр, величина якого змінна по площі пластини 1.

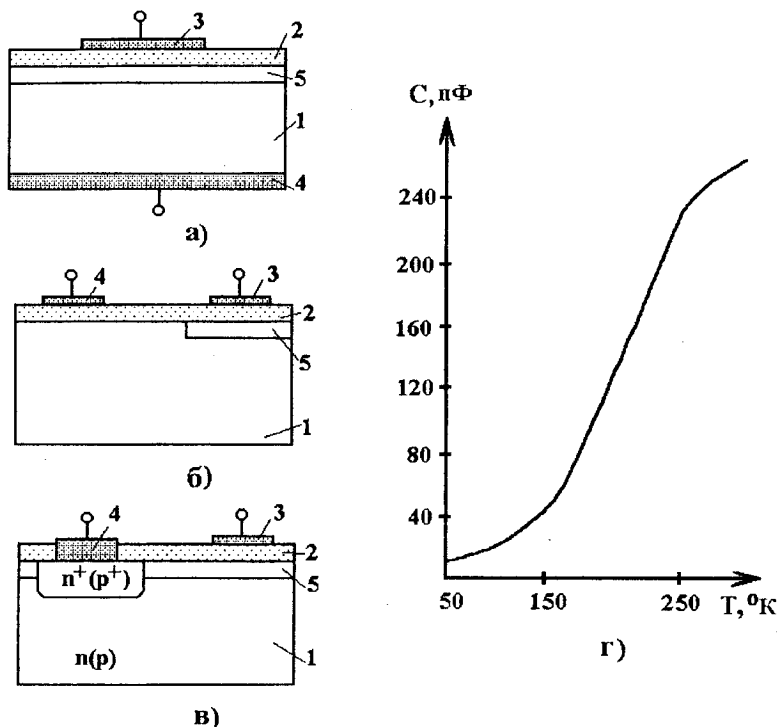


Рис. 1.9. Напівпровідниковий датчик температури [60]: а, б, в – варіанти конструкції; г – температурна характеристика датчика

Принцип роботи датчика температури заснований на сильній температурній залежності концентрації основних для підкладки носіїв у створеному приповерхневому шарі виснаження, що визначає малосигнальну провідність. При зростанні температури відбувається збільшення цієї концентрації і, отже, малосигнальної провідності (ємності), шунтуючої ємності приповерхневого шару виснаження, сформованого приповерхневим потенціальним бар'єром. Характеристика датчика лінійна в діапазоні температур 60 – 320 °С (рис.1.9,г), температурна чутливість складає 1-5 %/°С при  $C_{\max} = 10^{19}$  пФ/см<sup>3</sup> [60].

На основі схематичного синтезу індуктивного елемента за допомогою операційних підсилювачів і ланцюгів зворотного зв'язку побудований вимірювальний автогенератор, у якому перетворення температури в частотний сигнал здійснюється шляхом термозалежної зміни зазначеної еквівалентної індуктивності, що входить до складу коливального контуру генератора Колпітца [61]. На підставі експериментальних даних отримані такі технічні показники (у діапазоні 253 – 333°С): стабільність  $10^{-3}/^{\circ}\text{C}$ ; чутливість 59 кГц/°С; нелінійність функції перетворення < 2,85 %; поріг чутливості  $\pm 8,5 \cdot 10^{-3}$  С. Відзначено, що генератори гармонійних коливань у порівнянні з релаксаційними мають вищу стабільність і, отже, повинні забезпечити вищу роздільну здатність при перетворенні температури в частотний сигнал.

На підставі розглянутих матеріалів можна укласти наступне:

- розмаїтість опублікованих робіт з питань практичного застосування реактивних властивостей напівпровідникових приладів у техніці первинних вимірювальних перетворювачів свідчить про безсумнівну перспективність частотних датчиків температури і світлового потоку, що відрізняються високими метрологічними показниками і технологічною сумісністю з мікроелектронними пристроями обробки вимірювальної інформації;
- особливий інтерес представляють перетворювачі типу "освітленість-частота" (генератори, що оптично перебудовуються) внаслідок можливості їхнього ефективного використання не тільки як датчики освітленості, але і як пристроїв вторинного перетворення інформативного параметра (інтенсивності світлового потоку) в амплітудних волоконно-оптичних вимірювальних перетворювачах, що відкриває якісно нові перспективи в рішенні проблеми їхнього узгодження з пристроями цифрової обробки;
- практична реалізація термочутливих генераторів гармонійних коливань відповідає більш високим вимогам по стабільності і точності перетво-

рення температури в частотний сигнал у порівнянні з розповсюдженими релаксаційними генераторами;

- перераховані технічні рішення отримані переважно в рамках лабораторних і дослідно-конструкторських розробок, однак поглиблення теоретичних і експериментальних досліджень у цій області дозволяє очікувати широкого промислового освоєння твердотілих частотних датчиків неелектричних величин.

### АНАЛІЗ РОБОТИ ГЕНЕРАТОРА – ОСНОВНОГО ЕЛЕМЕНТА ЧАСТОТНИХ 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 із 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 [26,27,62,63]. Тому ця глава присвячена аналізу роботи генератора в лінійному і нелінійному режимах, що дає змогу отримати аналітичні залежності для амплітуди коливань, чутливості амплітуди і частоти до зміни зовнішніх елементів схеми, режимів живлення, які визначають основні параметри перетворювачів і стабільність їх роботи.

#### 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 інтегральної схеми (рис.2.2). 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 [64]. В цій роботі були об'єднані рівняння паралельного коливального контуру і нелінійної вольт-амперної характеристики з від'ємним опором, що дало змогу отримати нелінійне диференційне рівняння другого порядку. Його можна вирішити числовим методом застосовуючи найсучасніші персональні комп'ютери. 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 методів, отримується відносно легко і дає відповідь на поставлені запитання.

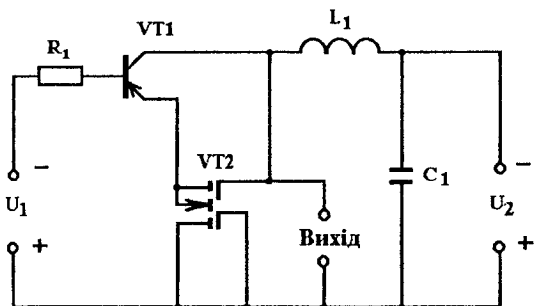


Рис.2.1.Електрична схема генератора

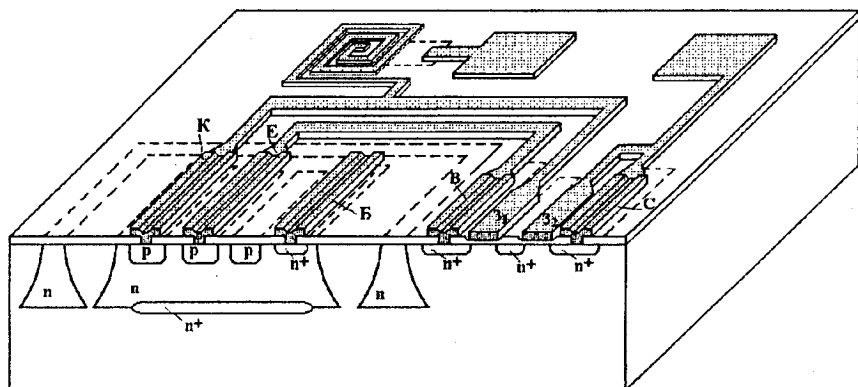


Рис.2.2. Конструкція автогенератора на основі біполярного і польового транзисторів

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.2.3,а подана статична вольт-амперна характеристика транзисторної структури (рис.2.1) з від'ємним опором [65].

Досить широке розповсюдження знайшла кусково-лінійна апроксимація статичної вольт-амперної характеристики напівпровідникових структур з від'ємним опором за допомогою трьох-чотирьох відрізків [66, 67]. Вона дозволяє досліджувати досить складні транзисторні схеми добре розвинутими лінійними методами. З підвищенням кількості лінійних відрізків мо-

жна покращити апроксимацію вольт-амперної характеристики, але при цьому збільшується кількість складних розрахункових операцій.

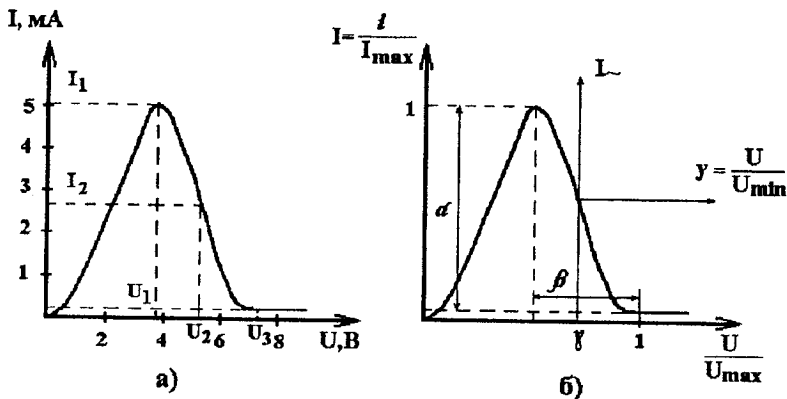


Рис.2.3. Статична вольт-амперна характеристика транзисторної структури (а) і її апроксимація поліномом 6-го степеня (б)

В точці максимуму  $(U_1, I_1)$  і достатньо малому її околі аналітичний вираз статичної характеристики можна подати у вигляді поліному [68, 69]

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

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

Найпростішою нелінійною апроксимацією піка є параболічна апроксимація

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

яка витікає з рівняння (2.1). Гілки параболи (рис.2.3), які мають загальну вершину в точці  $(U_1, I_1)$  є несиметричними. Ліва гілка крутіша і описується виразом

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

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

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

Квадратична функція не досить чітко описує пологий мінімум характеристики структури, тому використовують кусково-степеневу апроксимацію [69]

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

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 [69]

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

Проте при створенні автогенераторів з майже гармонічними коливаннями необхідно оцінити ступінь відхилення їх форми від синусоїди, тобто нелінійні спотворення, які в значній мірі 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 [70] розрахувати зсув частоти генерованих коливань, який зв'язаний з нелінійними спотвореннями [71, 72]. Тому при розрахунках коефіцієнтів гармонік напруги необхідна більш точна апроксимація вольт-амперної характеристики транзисторної структури. Використання апроксимації парним поліномом шостої степені відносно точки максимуму дозволяє отримати не тільки якісне, але і добре кількісне збігання теоретичних і експериментальних результатів.

При використанні рівнянь, які отримані в роботі [68], та вважаючи, що початок координат перенесений у робочу точку характеристики, апроксимуючі функції можна записати у вигляді:

$$I_-(y) = \sum_{n=1}^6 d_n y^n , \quad (2.2)$$

$$G(y) = \sum_{n=1}^6 n \cdot d_n y^{n-1} , \quad (2.3)$$

де  $I_-(y)$  - змінна складова нормованого струму транзисторної структури,

$G(y) = dI_-(y)/dU$  - диференційна провідність,



$$\left. \begin{aligned}
 d_1 &= -2S_1(1-\gamma) - 4S_2(1-\gamma)^3 - 6S_3(1-\gamma)^5, \\
 d_2 &= S_1 + 6S_2(1-\gamma)^2 + 15S_3(1-\gamma)^4, \\
 d_3 &= -4S_2(1-\gamma) - 20S_3(1-\gamma)^3, \\
 d_4 &= S_2 + 15S_3(1-\gamma)^2, \\
 d_5 &= -6S_3(1-\gamma), \quad d_6 = S_3, \\
 S_1 &= \frac{\alpha(2-3\beta^2) - \beta^6(1-\alpha)}{\beta^2(1-\beta^2)^2}, \\
 S_2 &= \frac{2\beta^6(1-\alpha) - \alpha(1-3\beta^4)}{\beta^4(1-\beta^2)^2}, \\
 S_3 &= \frac{\alpha(1-\beta^2)^2 - \beta^4}{\beta^4(1-\beta^2)^2}, \quad y = U/U_{\min}
 \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

У виразах (2.2) – (2.4) 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.2.3,6). Для усередненої вольт-амперної характеристики  $\alpha=0,9997$ ,  $\beta=0,48611$ ,  $S_1=9,3651$ ,  $S_2=-25,554$ ,  $S_3=16,188$ . На рис.2.4 подані розраховані згідно (2.4) коефіцієнти  $d_1 \div d_6$  полінома (2.2), 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 формул (2.4).

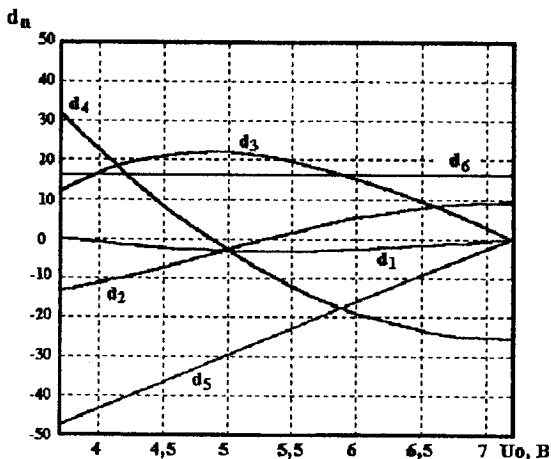


Рис.2.4. Залежність коефіцієнтів апроксимації полінома від напруги зміщення на спадаючій ділянці вольт-амперної характеристики

## 2.2. Квазілінійна модель генератора

Схема генератора на основі транзисторної структури з від'ємним опором по змінному струму у загальному вигляді подана на рис.2.5. 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  $U$ :

$$\frac{di_T}{dt} = \frac{U_{\text{жив}} - i_T R - U}{L}, \quad (2.5)$$

$$\frac{dU}{dt} = \frac{i_T - I(U)}{C(U)}. \quad (2.6)$$

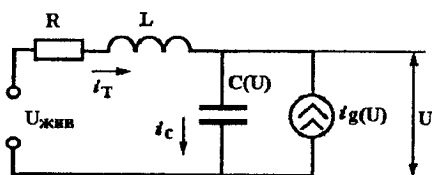


Рис.2.5.Схема генератора по змінному струму

Рівняння (2.5) і (2.6) можна об'єднати шляхом ділення першого на друге, тобто

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

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

$$\left. \frac{di_T}{dt} \right|_{i_T=i_{T0}} = 0, \quad \left. \frac{dU}{dt} \right|_{U=U_0} = 0. \quad (2.7)$$

Використовуючи умову (2.7), з рівнянь (2.5) і (2.6) знаходимо

$$U_{\text{жив}} - i_{T0} R - U_0 = 0, \quad (2.8)$$

$$i_{T0} - I(U_0) = 0. \quad (2.9)$$

Стан схеми згідно (2.8) і (2.9) реалізується в точках перетину статичної вольт-амперної характеристики і лінії статичного навантаження схеми:

$$I(U_0) = (U_{\text{жив}} - U_0) / R ,$$

який є станом рівноваги досліджуваної схеми. Введемо нові змінні в рівняння (2.5) і (2.6), які мають вигляд:

$$u = U - U_0 , \quad i = i_T - i_{T0} ,$$

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

$$I(U_0 + u) = I(U_0) + u / R_g ,$$

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 (2.5) і (2.6) перетворюються в лінійні з постійними коефіцієнтами:

$$\frac{di}{dt} = -\frac{Ri}{L} - \frac{u}{L} , \quad (2.10)$$

$$\frac{du}{dt} = \frac{i}{C} - \frac{u}{R_g C} . \quad (2.11)$$

Для визначення характеристичного рівняння на основі (2.10) і (2.11) необхідно провести диференціювання напруги по часу у рівнянні (2.11)

$$\frac{d^2 u}{dt^2} = \frac{di}{dt} \cdot \frac{1}{C} - \frac{1}{R_g C} \cdot \frac{du}{dt} . \quad (2.12)$$

Підставимо в (2.12) замість  $\frac{di}{dt}$  його значення з виразу (2.10), тобто

$$\frac{d^2 u}{dt^2} = \left( -\frac{Ri}{L} - \frac{u}{L} \right) \cdot \frac{1}{C} - \frac{1}{R_g C} \cdot \frac{du}{dt} . \quad (2.13)$$

З другого боку, згідно еквівалентної схеми генератора (рис.2.5) можна записати

$$i = i_c + i_g , \quad (2.14)$$

де  $i_g = u / R_g$ .

При підстановці (2.14) в (2.13), отримаємо рівняння

$$\frac{d^2u}{dt^2} + \frac{du}{dt} \left( \frac{R}{L} + \frac{1}{R_g C} \right) + \frac{u}{LC} \left( \frac{R}{R_g} + 1 \right) = 0 \quad (2.15)$$

Виходячи з (2.15), характеристичне рівняння схеми має вигляд

$$x^2 + x \left( \frac{R}{L} + \frac{1}{R_g C} \right) + \frac{1}{LC} \left( \frac{R}{R_g} + 1 \right) = 0 \quad (2.16)$$

Корені характеристичного рівняння визначаються з (2.16)

$$x_{1,2} = \frac{- \left( \frac{R}{L} + \frac{1}{R_g C} \right) \pm \sqrt{\left( \frac{R}{L} + \frac{1}{R_g C} \right)^2 - 4 \frac{1}{LC} \left( \frac{R}{R_g} + 1 \right)}}{2} \quad (2.17)$$

Згідно теорії стійкості Ляпунова, корені характеристичного рівняння (2.17) 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 по експонентному закону, 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 позитивних значеннях  $R_g/R$  містяться в середині області

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

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

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

Розв'язок рівняння (2.15) можна записати у вигляді

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

$$+ B \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{R}{L} + \frac{1}{R_g C} \right) - \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{1}{R_g C} + \frac{R}{L} \right)^2 - \frac{1}{LC} \left( 1 + \frac{R}{R_g} \right)} \right] t + \frac{U_{жснв}}{\left( 1 + \frac{R}{R_g} \right)}, \quad (2.18)$$

де  $A$  і  $B$  – коефіцієнти, які визначаються із початкових умов.

Перші дві складові рівняння (2.18) описують періодичний процес, амплітуда якого наростає по експонентному закону. Умова виникнення синусоїдальних коливань в системі описується нерівностями

$$\left( \frac{1}{R_g C} + \frac{R}{L} \right) < 0, \quad (2.19)$$

$$\frac{1}{LC} \left( \frac{R}{R_g} + 1 \right) > 0. \quad (2.20)$$

Об'єднавши (2.19) і (2.20), отримаємо

$$\left( RC - \frac{L}{|R_g|} \right)^2 - 4LC < 0. \quad (2.21)$$

Таким чином, збудження схеми (рис.2.4) на резонансній частоті буде мати місце при виконанні умови (2.21). Повний опір визначається рівнянням

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

При виконанні умови

$$\omega L - \frac{\omega C R_g^2}{1 + (\omega C R_g)^2} = 0 \quad (2.22)$$

в схемі наступає резонанс. З рівняння (2.22) визначимо резонансну частоту

$$\omega_p = \frac{1}{|R_g|C} \sqrt{\frac{R_g^2 C}{L} - 1} \quad (2.23)$$

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

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

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 виразом

$$P_{\text{від}} = U_p I = U_p^2 / R_{\text{емп}}, \quad (2.24)$$

де  $U_p$  - напруга, при якій компенсуються втрати енергії в коливальному контурі за рахунок від'ємного опору,

$I = U_p / R_{\text{емп}}$  - струм в паралельному електричному колі, складеному із від'ємного опору і опору втрат  $R_{\text{емп}}$ .

В стаціонарному режимі при синусоїдальній напрузі  $P_{\text{від}}$  дорівнює потужності  $P_{\text{емп}}$ , яку споживає коливальний контур

$$P_{\text{емп}} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{U^2}{R_{\text{емп}}} dt = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{U_m \sin \omega t}{R_{\text{емп}}} dt = \frac{1}{2} \cdot \frac{U_m^2}{R_{\text{емп}}} \quad (2.25)$$

Прирівнявши (2.24) і (2.25), отримаємо

$$\frac{U_m^2}{2R_{\text{емп}}} = \frac{U_p^2}{R_{\text{емп}}},$$

звідки амплітуда напруги генератора

$$U_m = \sqrt{2} U_p.$$

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 [73]

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{R_{g2}/R_{g1} - 1}{R_{g2}/R_{emp} - 1} \quad (2.26)$$

Амплітудна чутливість визначається виразом (2.26) з урахуванням того, що  $U_p = U_2$ , тоді

$$S_{R_{emp}}^{U_m} = \frac{2R_{g2}}{R_{emp}(R_{g2}/R_{emp} - 1)} \quad (2.27)$$

Аналіз виразу (2.27) 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 (2.23) можна також подати у вигляді [73]

$$\omega_p = \left[ 1 - \frac{1}{4Q^2} \left( 1 - \frac{R_{emp}}{R_{g2}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.28)$$

де  $Q$  – добротність коливального контуру. На основі (2.28) визначається чутливість частоти до зміни опору втрат [73]

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

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. Нелінійна модель генератора

Розв'язання задачі нелінійного рівняння генератора будемо проводити за методом, малого параметру. В електричній схемі генератора (див. рис.2.1) за допомогою резистора  $R_1$  і джерел постійної напруги  $U_1$  і  $U_2$  ро-

боча точка установлюється на спадаючій ділянці вольт-амперної характеристики транзисторної структури і забезпечується її стійкість з постійного струму. Блокувальний конденсатор великої ємності  $C_1$  дозволяє вважати транзисторну структуру підключеною по змінному струму паралельно коливальному контуру з боку електродів колектора біполярного і стоку польового транзисторів. Коливальний контур утворено зовнішньою індуктивністю  $L_1$  і внутрішньою ємністю, яка разом з від'ємним опором існує на електродах колектор-стік біполярного і польового транзисторів.

Рівняння (2.15) подано у вигляді

$$\frac{d^2u}{dt^2} + \frac{1}{C} \cdot \frac{di(u)}{dt} + \frac{R}{L} \cdot \frac{du}{dt} + \frac{R}{LC} i(u) + \frac{u}{LC} = 0 \quad (2.29)$$

Введемо позначення:  $\omega_0^2 = 1/LC$ ,  $\delta = \frac{R}{\omega_0 L}$  - затухання контуру,

$G(u) = \frac{di(u)}{du}$  - диференційна провідність транзисторної структури,  $C$  - еквівалентна ємність транзисторної структури,  $L$  - зовнішня індуктивність,  $R = R_L + \rho^2 / R_H$  - опір втрат контуру,  $R_L$  - активний опір індуктивності  $L$ ,  $\rho = (L/C)^{1/2}$  - характеристичний опір контуру. З врахуванням цих позначень рівняння (2.29) набуває вигляду

$$\frac{d^2u}{dt^2} + \omega_0^2 u = -\omega_0 [\delta + \omega_0 LG(y)] \frac{du}{dt} - \omega_0^2 Ri(u) \quad (2.30)$$

Перейдемо до безрозмірних величин по часу:  $\tau = \omega_0 t$ ; по напрузі:  $y = u/U_{\min}$  і струму:  $I = i/I_{\max}$ , де  $U_{\min}$ ,  $I_{\max}$  - відповідно напруга в точці мінімуму і струм в точці максимуму характеристики транзисторної структури. В цьому випадку рівняння (2.30) перетворюється до вигляду

$$\frac{d^2y}{d\tau^2} + y = - \left[ \delta + \frac{\omega_0 LG(y)}{R'_g} \right] \frac{dy}{d\tau} - \frac{R_-(y)}{R'_g} \quad (2.31)$$

де  $R'_g = U_{\min} / I_{\max}$ ,  $R_-(y)$  - змінна складова нормованого струму транзисторної структури.

Підставимо в (2.31) значення апроксимуючих функцій (2.2) і (2.3), тоді

$$\frac{d^2y}{d\tau^2} + y = - \left[ \delta + \frac{\omega_0 L d_1}{R'_g} \right] \frac{dy}{d\tau} - \frac{\omega_0 L d_1}{R'_g} \cdot \frac{dy}{d\tau} \sum_{n=2}^6 \frac{nd_n}{d_1} y^{n-1} - \frac{R a_1}{R'_g} \sum_{n=1}^6 \frac{d_n}{d_1} y^n \quad (2.32)$$



В якості малого параметра приймасмо величину  $\varepsilon = \omega_0 L d_1 / R_g'$ . Оскільки  $d_1 < 0$  і в загальному випадку затухання контуру  $\delta$  значне, то рівняння (2.32) описує коливальний процес з малою нелінійністю, якщо  $\varepsilon$  в незначній мірі відрізняється від  $\delta$ . В цьому випадку можна записати

$$\frac{\delta + \omega_0 L d_1 / R_g'}{\omega_0 L d_1 / R_g'} = Q,$$

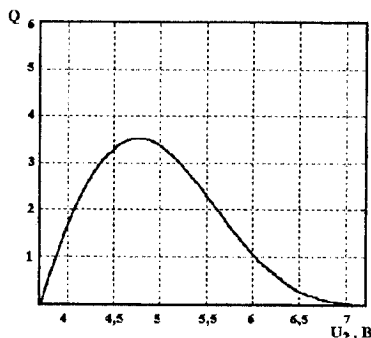


Рис.2.6. Залежність  $Q$  від напруги живлення

при цьому значення  $Q$  дорівнює кільком одиницям. З другого боку, якщо

$$\frac{R a_1}{R_g'} \cdot \frac{R_g'}{\omega_0 L a_1} = \frac{R}{\omega_0 L} = \delta,$$

то складові другої суми у правій частині виразу (2.32) мають порядок малості  $\delta^2$  і ними при визначенні амплітуд гармонік в першому наближенні можна знехтувати. З врахуванням цього (2.32) можна записати у вигляді

$$\frac{d^2 y}{d\tau^2} + y = \varepsilon \left( -Q \frac{dy}{d\tau} - \frac{dy}{d\tau} \sum_{n=2}^6 n C_n y^{n-1} \right) = \varepsilon f \left( y, \frac{dy}{d\tau} \right), \quad (2.33)$$

де  $C_n = d_n / d_1$ ,  $n = 2 \dots 6$ .

Ступінь наближення системи, яку описує рівняння (2.33), до лінійної залежить від величини складових у дужках правій частині, тому помилка у визначенні гармонік залежить від малості  $\varepsilon, \delta$ .

Розв'язок рівняння (2.33) в нульовому наближенні до амплітуди першої гармоніки і в першому наближенні до амплітуд вищих гармонік має вигляд [74, 75]

$$y(\tau) = V \cos \tau + \varepsilon Y_2(\tau), \quad (2.34)$$

де

$$Y_2(\tau) = \int_0^{\pi} f(V \cos \alpha, -V \sin \alpha) \sin(\tau - \alpha) d\alpha. \quad (2.35)$$

Для того, щоб визначити амплітуду і частоту коливань необхідно розкласти у ряд Фур'є функцію  $f(V \cos \alpha, -V \sin \alpha)$ . В даному випадку рівняння (2.33) може бути подано у вигляді

$$\frac{d^2 y}{d\tau^2} + y = \varepsilon f_1(y) \frac{dy}{d\tau},$$

тому

$$f_0(V, x) = -f_1(V \cos \alpha)(V \sin \alpha). \quad (2.36)$$

Для знаходження розкладу (2.36) у гармонічний ряд введемо нову функцію

$$F(y) = \int_0^y f_1(y) dy, \quad (2.37)$$

тоді її розклад у гармонічний ряд приймає вигляд

$$F(V \cos \alpha) = \sum_{n=0}^{\infty} F_n(V) \cos n\alpha. \quad (2.38)$$

Продиференціювавши рівняння (2.38) по  $\alpha$ , отримаємо

$$\frac{dF(V \cos \alpha)}{d\alpha} = \frac{dF(V \cos \alpha)}{d(V \cos \alpha)} \cdot \frac{d(V \cos \alpha)}{d\alpha} = -f_1(V \cos \alpha) V \sin \alpha.$$

Визначимо функцію  $F(y)$  згідно виразу (2.37)

$$\begin{aligned} F(y) &= \int_0^y f_1(y) dy = - \left[ \int_0^y Q dy + \int_0^y 2C_2 dy + \int_0^y 3C_3 y^2 dy + \int_0^y 4C_4 y^3 dy + \int_0^y 5C_5 y^4 dy + \int_0^y 6C_6 y^5 dy \right] = \\ &= - [Qy + C_2 y^2 + C_3 y^3 + C_4 y^4 + C_5 y^5 + C_6 y^6]. \end{aligned} \quad (2.39)$$

Підставимо у (2.39) замість  $y$  його значення  $V \cos \alpha$ , тоді

$$F(V \cos \alpha) = - \left[ QV \cos \alpha + C_2 V^2 \cos^2 \alpha + C_3 V^3 \cos^3 \alpha + C_4 V^4 \cos^4 \alpha + C_5 V^5 \cos^5 \alpha + C_6 V^6 \cos^6 \alpha \right]. \quad (2.40)$$

Продиференціюємо (2.40) по  $\alpha$ , що дає

$$\frac{dF(V \cos \alpha)}{d\alpha} = \left[ QV \sin \alpha + 2C_2 V^2 \cos \alpha \sin \alpha + 3C_3 V^3 \cos^2 \alpha \sin \alpha + 4C_4 V^4 \cos^3 \alpha \sin \alpha + 5C_5 V^5 \cos^4 \alpha \sin \alpha + 6C_6 V^6 \cos^5 \alpha \sin \alpha \right]. \quad (2.41)$$

Враховуючи (2.38) і виконуючи поскладове диференціювання ряду, можна записати

$$f_1(V \cos \alpha) V \sin \alpha = \sum_{n=0}^{\infty} n F_n(V) \sin \alpha = F_1(V) \sin \alpha + F_2(V) \sin 2\alpha + F_3(V) \sin 3\alpha + \dots \quad (2.42)$$

Порівняння коефіцієнтів при однакових гармоніках в (2.42) і (2.41) дає можливість визначити амплітуду і частоту коливань.

Зробимо поскладові необхідні тригонометричні перетворення у виразі (2.41), тобто

$$\begin{aligned} 3C_3 V^3 \cos^2 \alpha \sin \alpha &= 3C_3 V^3 \sin \alpha \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2\alpha \right) = \frac{3}{2} C_3 V^3 \sin \alpha + \frac{2}{3} C_3 V^3 \sin \alpha \cos 2\alpha = \\ &= \frac{3}{2} C_3 V^3 \sin \alpha + \frac{3}{2} C_3 V^3 \left[ \frac{1}{2} (-\sin \alpha + \sin 3\alpha) \right] = \frac{3}{2} C_3 V^3 \sin \alpha - \frac{3}{4} C_3 V^3 \sin \alpha + \\ &+ \frac{3}{4} C_3 V^3 \sin 3\alpha = \frac{3}{4} C_3 V^3 \sin \alpha + \frac{3}{4} C_3 V^3 \sin 3\alpha; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 4C_4 V^4 \cos^3 \alpha \sin \alpha &= 4C_4 V^4 \sin \alpha \left( \frac{3}{4} \cos \alpha + \frac{1}{4} \cos 3\alpha \right) = 3C_4 V^4 \sin \alpha \cos \alpha + \\ &+ C_4 V^4 \sin \alpha \cos 3\alpha = \frac{3}{2} C_4 V^4 \sin 2\alpha + C_4 V^4 \left[ \frac{1}{2} (\sin(\alpha - 3\alpha) + \sin 4\alpha) \right] = \\ &= \frac{3}{2} C_4 V^4 \sin 2\alpha - \frac{1}{2} C_4 V^4 \sin 2\alpha + \frac{1}{2} C_4 V^4 \sin 4\alpha = C_4 V^4 \sin 2\alpha + \frac{1}{2} C_4 V^4 \sin 4\alpha; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
5C_3V^5 \cos^4 \alpha \sin \alpha &= 5C_3V^5 \sin \alpha \left( \frac{1}{8} \cos 4\alpha + \frac{1}{2} \cos 2\alpha + \frac{3}{8} \right) = \frac{5}{8}C_3V^5 \sin \alpha \cos 4\alpha + \\
&+ \frac{5}{2}C_3V^5 \sin \alpha \cos 2\alpha + \frac{15}{8}C_3V^5 \sin \alpha = \frac{5}{8}C_3V^5 \left[ \frac{1}{2}(\sin(\alpha - 4\alpha) + \sin 5\alpha) \right] + \\
&+ \frac{5}{2}C_3V^5 \left[ \frac{1}{2}(\sin(\alpha - 2\alpha) + \sin 3\alpha) \right] + \frac{15}{8}C_3V^5 \sin \alpha = -\frac{5}{16}C_3V^5 \sin 3\alpha + \\
&+ \frac{5}{16}C_3V^5 \sin 5\alpha - \frac{5}{4}C_3V^5 \sin \alpha + \frac{5}{4}C_3V^5 \sin 3\alpha - \frac{15}{8}C_3V^5 \sin \alpha = \\
&= \frac{5}{8}C_3V^5 \sin \alpha + \frac{15}{16}C_3V^5 \sin 3\alpha + \frac{5}{16}C_3V^5 \sin 5\alpha ; \\
6C_6V^6 \cos^5 \alpha \sin \alpha &= 6C_6V^6 \sin \alpha \left\{ \cos \alpha \left( \frac{1}{8} \cos 4\alpha + \frac{1}{2} \cos 2\alpha + \frac{3}{8} \right) \right\} = \\
&= \frac{3}{8}C_6V^6 \sin 2\alpha \cos 4\alpha + \frac{3}{2}C_6V^6 \sin 2\alpha \cos 2\alpha + \frac{9}{8}C_6V^6 \sin 2\alpha = \\
&= \frac{3}{8}C_6V^6 \left[ \frac{1}{2}(\sin(2\alpha - 4\alpha) + \frac{1}{2} \sin 6\alpha) \right] + \frac{3}{4}C_6V^6 \sin 4\alpha + \frac{9}{8}C_6V^6 \sin 2\alpha = \\
&= -\frac{3}{16}C_6V^6 \sin 2\theta + \frac{3}{16}C_6V^6 \sin 6\alpha + \frac{3}{4}C_6V^6 \sin 4\alpha + \frac{9}{8}C_6V^6 \sin 2\alpha = \\
&= \frac{15}{16}C_6V^6 \sin 2\alpha + \frac{3}{4}C_6V^6 \sin 4\alpha + \frac{3}{16}C_6V^6 \sin 6\alpha ;
\end{aligned}$$

Таким чином, остаточний вигляд розкладу у ряд Фур'є функції  $f(V \cos \alpha, -V \sin \alpha)$  можна записати

$$\begin{aligned}
f(V \cos \alpha, -V \sin \alpha) &= \frac{V}{8}(Q + 6C_3V^2 + 5C_5V^4) \sin \alpha + \frac{V^2}{16}(16C_2 + 16C_4V^2 + \\
&+ 15C_6V^4) \sin 2\alpha + \frac{3V^3}{16}(4C_3 + 15C_5V^2) \sin 3\alpha + \frac{V^4}{4}(2C_4 + 3C_6V^2) \sin 4\alpha + \\
&+ \frac{5}{16}C_5V^5 \sin 5\alpha + \frac{3}{16}C_6V^6 \sin 6\alpha .
\end{aligned}$$

(2.43)

## 2.5. Визначення режимів збудження і амплітуди коливань

Амплітуда коливань визначається із рівняння  $Y(2\pi) = 0$  або згідно (2.35)

$$\int_0^{2\pi} f(V \cos \alpha, -V \sin \alpha) \sin \alpha d\alpha = 0 ,$$

тобто може бути визначена, коли до нуля прирівнюється коефіцієнт при  $\sin \alpha$  в розкладі функції  $f(V \cos \alpha, -V \sin \alpha)$  у ряд Фур'є. Згідно (2.43) можна записати [76]

$$\frac{V}{8}(Q + 6C_3V^2 + 5C_5V^4) = X(V) = 0 \quad (2.44)$$

Розв'язок рівняння (2.44) має вигляд

$$V_{01} = 0, \quad V_{02} = \sqrt{\frac{-3C_3 \pm \sqrt{9C_3^2 - 40QC_5}}{5C_5}}$$

Для визначення режимів збудження розглянемо випадки  $QC_5 < 0$  і  $QC_5 > 0$ , згідно аналізу, поданому в роботі [76].

1.  $QC_5 < 0$ . Оскільки  $C_5 < 0$  на всій спадаючій ділянці вольт-амперної характеристики (див. рис.2.3), то окрім стаціонарного стану  $V_{01} = 0$ , можливий стан з амплітудою

$$V_{02}' = \sqrt{\frac{-3C_3 - \sqrt{9C_3^2 - 40QC_5}}{5C_5}} \quad (2.45)$$

Знак похідної  $dX(V_0)/dV$  визначає стійкість стаціонарних станів. Якщо  $dX(V_0)/dV > 0$  і  $QC_5 < 0$ , то стан  $V_{01} = 0$  є нестійким, при  $dX(V_0)/dV < 0$  і  $QC_5 < 0$  стан з амплітудою  $V_{02}'$  є стійким. З врахуванням того, що на всій спадаючій ділянці характеристики  $d_3 > 0$  і  $d_1^2 > 0$ , нерівність  $QC_5 < 0$  можна записати у вигляді [76]

$$G_0 > \frac{\delta}{\omega_0 L} \quad \text{або} \quad R_{екв}' > \frac{1}{G_0}, \quad (2.46)$$

де  $G_0 = |d_1|/R_g'$  - провідність транзисторної структури в робочій точці.

$$R_{екв}' = R_{екв} R_H / (R_{екв} + R_H) \quad \text{і} \quad R_{екв} = \rho^2 / R_L.$$

2.  $Qb_5 > 0$ . В цьому випадку  $dX(V_{01})/dV < 0$  і стаціонарний стан  $V_{01} = 0$  є стійким. Якщо  $9C_3^2 < 40QC_5$ , то інших стаціонарних станів не існує. Ця нерівність записується у вигляді [76]

$$R_{екв}' < \frac{1}{G_0 + \frac{9d_3^2}{40R_g'd_5}} \quad (2.47)$$

Якщо  $9C_3^2 > 40QC_5$ , то знак нерівності (2.47) змінюється на протилежний і в системі окрім  $V_{01} = 0$  виникають ще два стаціонарних стани з амплітудами

$$V_{02}' = \sqrt{\frac{-3C_3 - \sqrt{9C_3^2 - 40QC_5}}{5C_5}},$$

$$V_{02}'' = \sqrt{\frac{-3C_3 + \sqrt{9C_3^2 - 40QC_5}}{5C_5}},$$

причому стан з амплітудою  $V_{02}''$  є нестійким, а стан з  $V_{02}'$  - стійкий.

Отже, можна сказати, що в генераторі виникає режим м'якого збудження, коли резонансний опір навантаженого контуру  $R_{екв}'$  буде задовольняти умові (2.46), з амплітудою коливань, яка визначається формулою (2.45). Якщо, транзисторна структура працює при великих напругах зміщення ( $C_3 > 0$ ) і виконується [76]

$$\frac{1}{G_0 + \frac{9d_3}{40R_g'd_5}} < R_{екв}' < \frac{1}{G_0},$$

то в системі виникає жорсткий режим збудження. При виконанні умови (2.47) в системі не виникає коливань.

Вираз для відносного значення амплітуди коливань в нульовому наближенні з врахуванням значень коефіцієнтів  $C_3, C_5, Q$  має вигляд [76]

$$V_0 = \sqrt{\frac{-3d_3 + \sqrt{9d_3^2 - 40Qd_5(d_1 + R_g'/R_H + R_L R_g'/\rho^2)}}{5d_5}}$$

Слід зауважити, що при достатньо високому значенні добротності навантажувального контуру ( $R_L$  мале) складовою  $R_L R_g'/\rho^2$  можна знехтувати і вважати  $R_{екв}' \approx R_H$ , де

$$R_{екв}' = \frac{R_H}{1 + \frac{R_L R_H}{\rho^2}}$$

На рис.2.7 подана залежність відносного значення амплітуди коливань від напруги зміщення для різних значень  $R_g'/R_H$ . Оптимальне навантаження

складає  $R_g' / R_H = 0,5$ , при максимальній потужності, причому  $R_g'$  близьке до значення  $R_g = (U_{\min} - U_{\max}) / (I_{\max} - I_{\min})$ . Як видно з графіка, із зростанням  $R_H$  збільшується амплітуда коливань і область напруг зміщення, при яких можливо збудження коливань. В нульовому наближенні розмірна амплітуда коливань дорівнює  $U = V_0 U_{\min}$  (В) (рис.2.8). На рис.2.9. подана залежність амплітуди коливань генератора від часу.

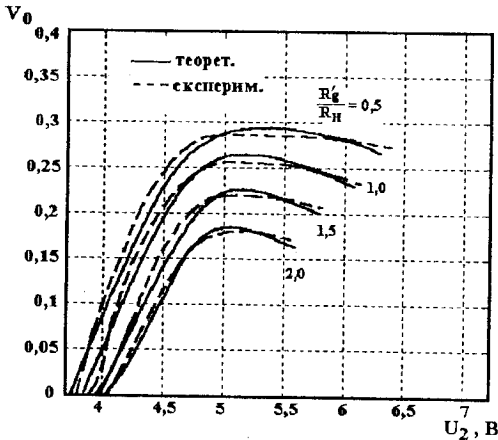


Рис.2.7. Теоретичні та експериментальні залежності амплітуди коливань генератора від напруги живлення з різними навантаженнями

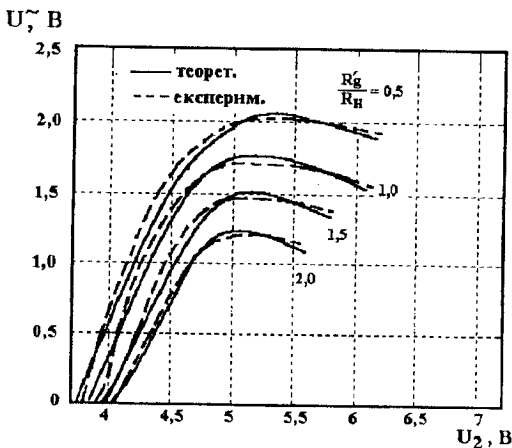


Рис.2.8. Теоретичні та експериментальні залежності вихідної напруги генератора від напруги живлення

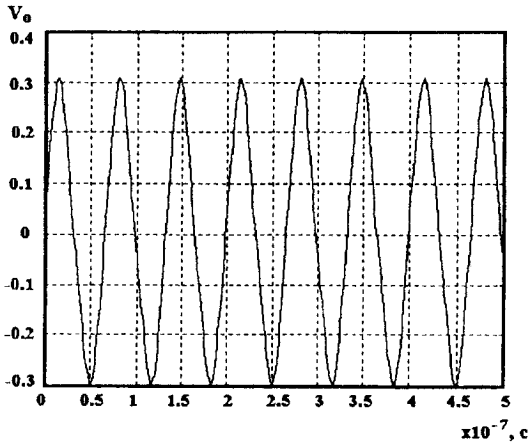


Рис.2.9.Залежність амплітуди коливань генератора від часу

## 2.6. Нелінійні спотворення і нелінійне відхилення частоти

Амплітуда вищих гармонік визначається з розкладу [76]

$$Y_2(\tau) = \sum_{n=2}^{\infty} \frac{h_n(V) \sin n\tau}{1-n^2},$$

де  $h_n(V)$  - визначається з виразу (2.43), причому відкидаються складові з одиничною частотою, тоді [76]

$$Y_2(\tau) = -\frac{V_0^2}{48}(15V_0^4C_6 + 16V_0^2C_4 + 16C_2)\sin 2\tau - \frac{3V_0^3}{128}(5V_0^2C_5 + 4C_3)\sin 3\tau - \\ -\frac{V_0^4}{60}(3V_0^2C_6 + 2C_4)\sin 4\tau - \frac{5V_0^5C_5}{284}\sin 5\tau - \frac{3V_0^6C_6}{560}\sin 6\tau. \quad (2.48)$$

Підставимо (2.48) у (2.34) і перейдемо до реального часу, при цьому поділимо амплітуди гармонік на  $V_0$ , що дозволяє отримати вирази для коефіцієнтів гармонік [76]

$$K_{U2} = \frac{\rho V_0^2}{48R_g'}(15V_0^4d_6 + 16V_0^2d_4 + 16d_2), \quad K_{U3} = \frac{3\rho V_0^3}{128R_g'}(5V_0^2d_5 + 4d_3), \\ K_{U4} = \frac{\rho V_0^4}{60R_g'}(3V_0^2d_6 + 2d_4), \quad K_{U5} = -\frac{5\rho V_0^5d_5}{284R_g'}, \quad K_{U6} = \frac{3\rho V_0^6d_6}{560R_g'}. \quad (2.49)$$



Коефіцієнт нелінійних спотворень визначається формулою [76]

$$K_U = \sqrt{K_{U2}^2 + K_{U3}^2 + K_{U4}^2}$$

Впливом гармонік вище четвертої можна знехтувати внаслідок їх малої величини. На рис.2.10 подана залежність коефіцієнта нелінійних спотворень від напруги живлення з різними навантаженнями.

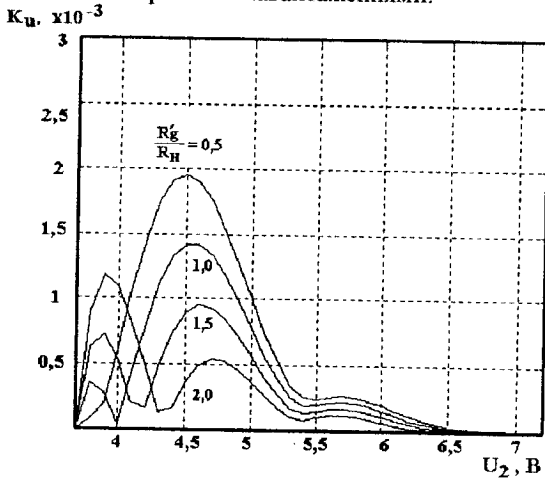


Рис.2.10. Розрахункова залежність коефіцієнта нелінійних спотворень від напруги живлення

Аналіз виразів (2.49) показує, що коефіцієнти гармонік є складними функціями напруг зміщення транзисторної структури, параметрів його вольтамперної характеристики ( $d_n R'_g$ ), параметрів контуру ( $\rho$ ) і амплітуди коливань  $V_0$ , яка, в свою чергу, залежить від параметрів контуру, навантаження і зміщення. Очевидно, що шлях до отримання майже гармонічних коливань полягає у використанні контуру із значною смістю ( $\rho$  мале) і при роботі із малими амплітудами коливань за рахунок вибору певних значень  $R_H$ . Проте в останньому випадку покращання форм коливань досягається за рахунок зменшення потужності у навантаженні.

Нелінійні спотворення суттєвим чином впливають на зсув робочої частоти генератора відносно частоти нульового наближення [70, 74]. Зміна параметрів характеристики транзисторної структури, напруги джерела живлення і навантаження приводить до зміни величини цього зсуву. Використання методу малого порядку дозволяє визначити поправки до частоти різних порядків малості.

Перша поправка до частоти порядку  $\delta$  визначається виразом [76]

$$F_1 = -\frac{1}{2\pi V} \dot{Y}_2(2\pi) = -\frac{1}{2\pi V} \int_0^{2\pi} f(V \cos \alpha, -V \sin \alpha) \cos \alpha d\alpha \quad (2.50)$$

Аналіз (2.50) показує, що перша поправка до частоти пропорційна коефіцієнту при  $\cos \alpha$  у розкладі функції  $f(V \cos \alpha, -V \sin \alpha)$  у ряд Фур'є. Оскільки у (2.43) відсутня складова з  $\cos \alpha$ , то це приводить до того, що перша поправка до частоти дорівнює нулю. Якщо виконується умова [76]

$$F_1 = -\frac{1}{2\pi V} \dot{Y}_2(2\pi) = 0 \quad ,$$

то поправка до частоти другого порядку визначається формулою [76]

$$F_2 = \varepsilon^2 \frac{Y_4(2\pi)\dot{Y}_3(2\pi) - Y_3(2\pi)\dot{Y}_4(2\pi)}{2\pi V Y_3(2\pi)} \quad , \quad (2.51)$$

де функції  $Y_3(\tau)$  і  $Y_4(\tau)$  визначаються із рівнянь [76]

$$\ddot{Y}_3 + Y_3 = \left[ \frac{\partial f}{\partial y} \right] Y_1 + \left[ \frac{\partial f}{\partial \dot{y}} \right] \dot{Y}_1 \quad , \quad (2.52)$$

$$\ddot{Y}_4 + Y_4 = \left[ \frac{\partial f}{\partial y} \right] Y_2 + \left[ \frac{\partial f}{\partial \dot{y}} \right] \dot{Y}_2 \quad , \quad (2.53)$$

де  $Y_1(\tau) = \cos \tau$ , а  $Y_2(\tau)$  визначається виразом (2.35).

В похідних  $\partial f / \partial y$  і  $\partial f / \partial \dot{y}$  замість  $y$  і  $\dot{y}$  підставлені відповідно  $\varphi(\alpha) = V \cos \alpha$  і  $\dot{\varphi}(\alpha) = -V \sin \alpha$ . Визначимо  $\partial f / \partial y$  і  $\partial f / \partial \dot{y}$  згідно рівняння (2.33)

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial y} &= 2VC_2 \sin \alpha + 6V^2C_3 \sin \alpha \cos \alpha + 12V^3C_4 \sin \alpha \cos^2 \alpha + 20V^4C_5 \sin \alpha \cos^3 \alpha + \\ &+ 30V^5C_6 \sin \alpha \cos^4 \alpha = 2VC_2 \sin \alpha + 3V^2C_3 \sin 2\alpha + 3V^3C_4 \sin \alpha + 3V^3C_4 \sin 3\alpha + \\ &+ \frac{15}{2}V^4C_5 \sin 2\alpha + \frac{5}{2}V^4C_5 \sin 4\alpha + 5V^4C_5 \sin 2\alpha + \frac{45}{8} \sin 3\alpha + \frac{15}{8}V^5C_6 \sin 5\alpha + \\ &+ \frac{15}{4}V^5C_6 \sin \alpha = \left( 2VC_2 + 3V^3C_4 + \frac{15}{4}V^5C_6 \right) \sin \alpha + \left( 3V^2C_3 + \frac{15}{2}V^4C_5 + 5V^4C_5 \right) * \\ &* \sin 2\alpha + \left( 3V^3C_4 + \frac{45}{8} \right) \sin 3\alpha + \frac{5}{2}V^4C_5 \sin 4\alpha + \frac{15}{8}V^5C_6 \sin 5\alpha \quad , \end{aligned} \quad (2.54)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial f}{\partial y} &= -[Q + 2VC_2 \cos \alpha + 3V^2C_3 \cos^2 \alpha + 4V^3C_4 \cos^3 \alpha + 5V^4C_5 \cos^4 \alpha + 6V^5C_6 \cos^5 \alpha] = \\
&= -\left[ Q + 2VC_2 \cos \alpha + \frac{3}{2}V^2C_3 + \frac{3}{2}V^2C_3 \cos 2\alpha + 3V^3C_4 \cos \alpha + V^3C_4 \cos 3\alpha + \right. \\
&+ \frac{5}{2}V^4C_5 \cos 2\alpha + \frac{5}{8}V^4C_5 \cos 4\alpha + \frac{15}{8}V^4C_5 + \frac{15}{8}V^5C_6 \cos 3\alpha + \frac{3}{8}V^5C_6 \cos 5\alpha + \\
&+ \left. \frac{15}{4}V^5C_6 \cos \alpha \right] = -\left( Q + \frac{15}{8}V^4C_5 + \frac{3}{2}V^2C_3 \right) - \left( 2VC_2 + 3V^3C_4 + \frac{15}{4}V^3C_6 \right) \cos \alpha - \\
&- \left( \frac{3}{2}V^2C_3 + \frac{5}{2}V^4C_5 \right) \cos 2\alpha - \left( V^3C_4 + \frac{15}{8}V^5C_6 \right) \cos 3\alpha - \frac{5}{8}V^4C_5 \cos 4\alpha - \frac{3}{8}V^5C_6 \cos 5\alpha.
\end{aligned}
\tag{2.55}$$

Розв'язок рівняння (2.52) має вигляд [76]

$$Y_3(\tau) = \int_0^\pi \left( \left[ \frac{\partial f}{\partial y} \right] Y_1(\alpha) + \left[ \frac{\partial f}{\partial y} \right] \dot{Y}_1(\alpha) \right) \sin(\tau - \alpha) d\alpha.$$

Якщо  $Y_2(2\pi) = \dot{Y}_2(2\pi) = 0$ , то

$$Y_3(2\pi) = \int_0^{2\pi} \left[ \frac{\partial f}{\partial y} \right] d\alpha, \quad \dot{Y}_3(2\pi) = \int_0^{2\pi} \left[ \frac{\partial f}{\partial y} \right] d\alpha. \tag{2.56}$$

Це відповідає тому, що  $Y_3(2\pi)$ ,  $\dot{Y}_3(2\pi)$  є сталими членами в розкладі підінтегральних функцій в ряд Фур'є, які помножені на  $2\pi$ . З рівнянь (2.54), (2.55) і (2.56) визначимо [76]

$$Y_3(2\pi) = -2\pi \left( Q + \frac{3}{2}V^2C_3 + \frac{15}{8}V^4C_5 \right), \quad \dot{Y}_3(2\pi) = 0. \tag{2.57}$$

Використання (2.57) дозволяє спростити рівняння (2.51), тобто [76]

$$F_2 = -\varepsilon^2 \frac{\dot{Y}_4(2\pi)}{2\pi V}. \tag{2.58}$$

Значення функції  $Y_4(2\pi)$  є розв'язком рівняння (2.53), а її похідна має вигляд [76]

$$\dot{Y}_4(2\pi) = \int_0^{2\pi} \left( \left[ \frac{\partial f}{\partial y} \right] Y_2(\alpha) + \left[ \frac{\partial f}{\partial \dot{y}} \right] \dot{Y}_2(\alpha) \right) \cos \alpha d\alpha \quad (2.59)$$

Підставивши у (2.59) вирази (2.48), (2.54) і (2.55) та зробивши інтегрування отримаємо функцію  $\dot{Y}_4(2\pi)$ . Проте цей вираз описується дуже складними рівняннями і містить в собі члени з амплітудою  $V$  в 10-ому степені, тому нехтуючи складовими із степенями вище 5-ої і підставляючи отриманий результат у (2.58), визначимо нелінійне відхилення частоти [76]:

$$\Delta F = \frac{\rho^2 V_0}{(R_g')^2} \left[ \frac{1}{3} Q d_1 d_2 + \frac{V_0}{192} (27 Q d_1 d_3 - 32 d_2^2) + \frac{V_0^2}{20} (8 Q d_1 d_4 + 5 d_2 d_3) + \frac{V_0^3}{24} (5 Q d_1 d_3 - 8 d_2 d_4) \right] \quad (2.60)$$

Аналіз виразу (2.60) показує, що залежність зсуву частоти має складний характер від напруги зміщення, параметрів характеристики транзисторної структури, амплітуди коливань і параметрів контуру. Підвищення стабільності частоти генератора визначається використанням контурів з малими значеннями  $\rho$  і їх роботою з малими амплітудами коливань. Виконаємо розрахунок зсуву частоти згідно (2.60) для генератора з параметрами:

$I_{\max} = 5,02$  мА,  $\rho = 235,7$  Ом,  $R_H = 2R_g'$ ,  $U_0 = 5$  В. Згідно розрахунку  $\Delta F = 4,6224 \cdot 10^{-3}$ . Зменшення напруги зміщення, яке пересуває робочу точку в область більших спотворень, збільшує зсув частоти по абсолютній величині  $\Delta F = 1,2252 \cdot 10^{-2}$  (рис.2.11).

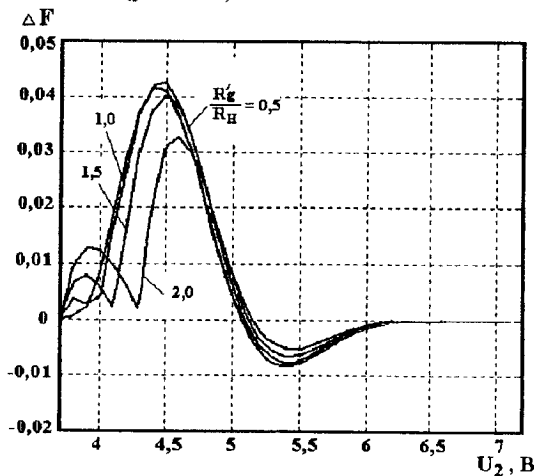


Рис.2.11. Теоретична залежність зсуву частоти від напруги живлення

## 2.7. Експериментальні дослідження параметрів генератора

Для перевірки теоретичних виразів були виконані виміри коефіцієнтів 2-ої - 4-ої гармонік в генераторі, схема якого подана на рис.2.1. Генератор був виготовлений на основі біполярного транзистора типу КТ363БМ і польового КП327АІ з параметрами:  $I_{\max} = 5,02$  мА,  $R_g' = 2,1516$  кОм,  $R = 1,87$  Ом. Контур складався з індуктивності  $L = 2,5$  мкГн, ємності  $C = 45$  пФ ( $\rho = 235,7$  Ом), який був налаштований на частоту  $f_0 = 15$  МГц. Контур шунтувався опором навантаження  $R_H$  таким чином, щоб результуючий еквівалентний опір  $R_{екв1}' = 4,25$  кОм. Відносний рівень гармонік вимірювався за допомогою аналізатора спектру типу С4-27.

Експериментальні і теоретичні залежності коефіцієнтів нелінійних спотворень для 2-ої, 3-ої і 4-ої гармонік від напруги живлення при різних значеннях опору навантаження подано на рис.2.12, рис.2.13, рис.2.14. Теоретичні розрахунки проводились за формулами (2.49) з врахуванням усередненої форми вольт-амперної характеристики, що дало змогу використати коефіцієнти полінома  $d_1 \div d_6$  згідно рис.2.4.

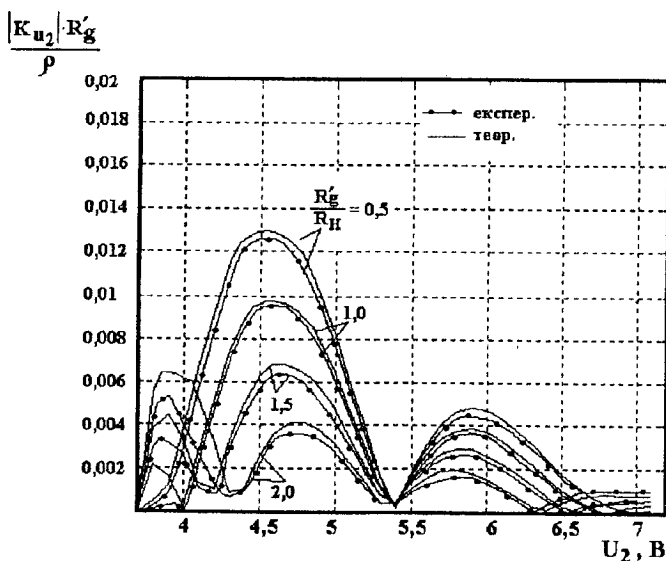


Рис.2.12. Теоретичні та експериментальні залежності коефіцієнта 2-ої гармоніки від напруги живлення з різними опором навантаженнями

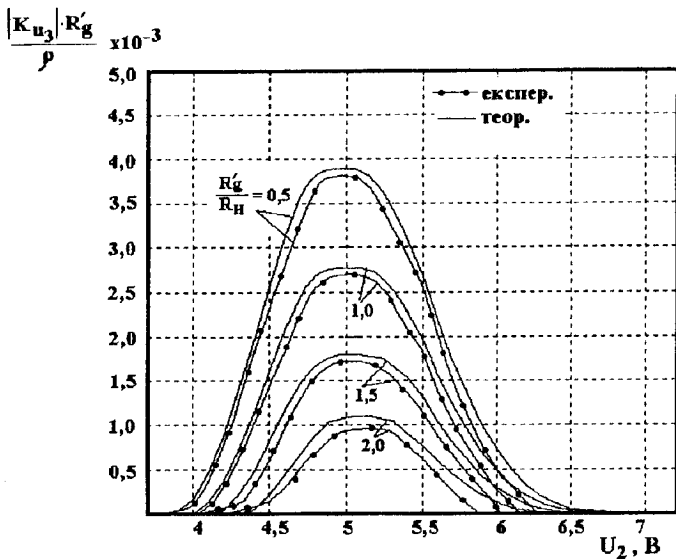


Рис.2.13. Теоретичні та експериментальні залежності коефіцієнта 3-ої гармоніки від напруги живлення з різними опорами навантаження

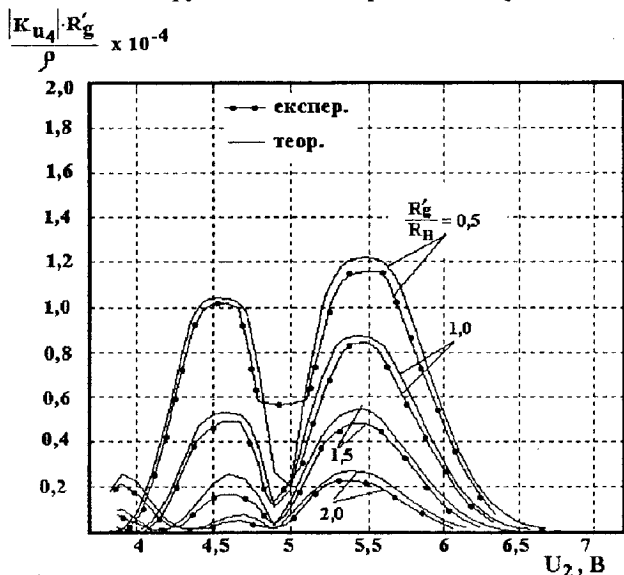


Рис.2.14. Теоретичні та експериментальні залежності коефіцієнта 4-ої гармоніки від напруги живлення з різними опорами навантаження

Аналіз отриманих результатів, поданих на рис.2.12, рис.2.13 і рис.2.14 показує добрий збіг теоретичних і експериментальних результатів. Розбіжність теоретичних та експериментальних досліджень не перевищує  $\pm 5\%$ . Зсув експериментальних кривих відносно теоретичних зв'язаний з певною відмінністю характеристики транзисторної структури від усередненої. Точність розрахунків може бути підвищено шляхом розрахунку коефіцієнтів  $d_1 + d_6$  згідно формул (2.4) для конкретної вольт-амперної характеристики транзисторної структури.

При проведенні експериментальних досліджень властивостей генератора необхідно визначити залежність частоти генерації як від зовнішніх впливів, так і від режимів живлення. Зміна напруги живлення, яка подається на колектор біполярного транзистора і стік польового транзистора, дозволяє керувати частотою генерації (рис.2.15). Таким чином частота генерації збільшується на 285 кГц при зміні напруги живлення від 3,7 В до 7,2 В при сталій величині управляючої напруги  $U_1 = 5\text{В}$ . На рис.2.16 подані експериментальні залежності частоти генерації при різних режимах живлення від температури навколишнього середовища. Оптимальним діапазоном робочих температур є інтервал від  $-80^\circ\text{C}$  до  $+70^\circ\text{C}$ . Експериментальні дослідження роботи генератора показали, що він стабільно працює при змінах таких факторів як температура і режими живлення. Коефіцієнт нестабільності без застосування методів стабілізації склав  $10^{-5}$  [77-81].

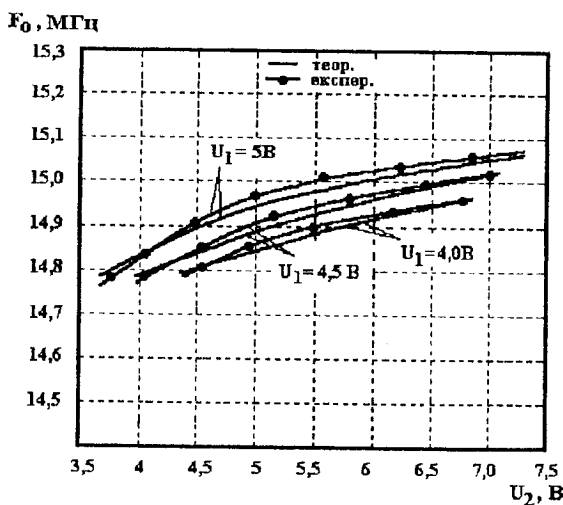


Рис.2.15. Теоретичні та експериментальні залежності частоти генерації від напруги живлення з різними напругами управління

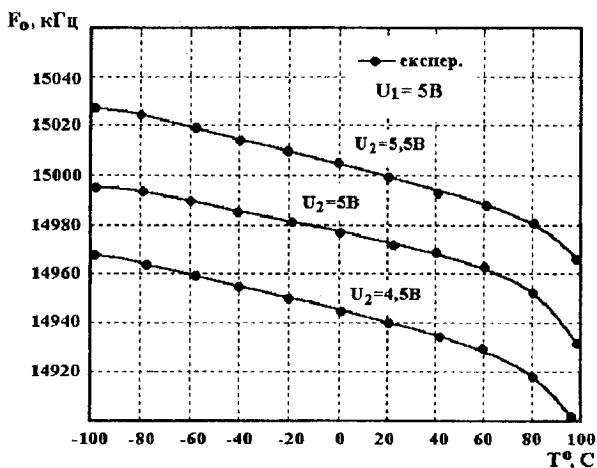


Рис.2.16. Експериментальні залежності частоти генерації від температури

## 2.8. Оцінка метрологічних характеристик генератора

Згідно з класифікацією, яка дана П.В.Новицьким у роботі [1], похибки частотних перетворювачів можна поділити на чотири групи.

Похибки першої групи містять в собі похибки попереднього перетворення. Вони не відрізняються від похибок відповідних елементів амплітудних давачів. Для їх усунення необхідно вибирати такі методи вимірювання, при яких попереднє перетворення відсутнє. В нашому випадку попередні перетворення відсутні, тому похибки цієї групи не розглядаються.

Похибки другої групи виникають в граничному елементі частотного перетворювача – резонаторі, фазообертаючому колі або джерелі випадкового процесу і повністю визначаються фізичною реалізацією цього елемента. В перетворювачах з частотнозалежними системами це поперед усього нестабільності усіх елементів системи, у тому числі елементів, які необхідні для зв'язку з останніми вузлами приладу. Для зменшення впливу цих сторонніх для системи елементів рекомендується по можливості ослабити зв'язок системи з сусідніми вузлами.

Похибки третьої групи виникають при перетворенні характерної частоти, характерного часу або статистичних властивостей граничного елемента давача в частоту або період реального вихідного сигналу. В давачах з частотнозалежними системами, які працюють на вільних коливаннях, похибка цієї групи викликається відхиленням частоти вільних коливань від власної частоти коливань.



При вимушених коливаннях похибки цієї групи виступають на перший план. У випадку розгортаючого настроювання вони викликаються відзнакою динамічної резонансної характеристики від статичної, а також невправильним вибором точки зупинки розгортки або моменту початку вимірювання.

При автоколиваннях усі похибки цієї групи можна розглядати як результат впливу різних за походженням фазових зсувів у ланках замкнутого контуру автогенератора, які змінюють частоту генерації у відповідності з виразом [1]

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\Delta \varphi}{\frac{d\varphi}{d\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)}} = \frac{\Delta \varphi}{2Q},$$

де  $\varphi$  - фазовий зсув,  $Q$  - добротність контуру. Ці фазові зсуви залежать не тільки від існування комплексних опорів в підсилювачі, збуджувачі і приймачі, а також і від нелінійності характеристик цих ланок, що вносить додаткову складову неізохронності.

**Похибки четвертої групи** виникають при вимірюванні частоти (або періоду) давача цифровим частотоміром. До цієї групи відносяться похибки квантування, динамічні похибки, які зв'язані з інтегруванням змінної частоти давача у період вимірювального інтервалу і необхідність апроксимації закону зміни вимірюваної величини за дискретними відліками, а також похибкою генератора зразкової частоти частотоміра і похибкою формування вимірювального інтервалу з певного числа періодів сигналу цього генератора.

Виконаємо оцінку власної нестабільності частоти генератора. Для цих цілей скористаємось виразом для довгочасової нестабільності частоти генерації, отриманої в роботі [82]

$$S_C = \frac{\Delta \omega}{\omega} = -\frac{\omega}{2QS'_{\text{еф}}} \left[ \frac{C_{CB}}{\sigma} + \frac{(1-\sigma)^2}{\sigma} C_{3C} + \sigma C_{CB} \right],$$

де  $R_{3C} = 1/(\omega^2 r_C C_{3C}^2)$ ,  $R_{3B} = 1/(\omega^2 r_B C_{3B}^2)$ ,  $R_{CB} = 1/((r_B - r_C)\omega^2 C_{CB}^2)$ ,

$\sigma = C^{K_2} / C^{K_1}$  - коефіцієнт зворотного зв'язку в генераторі,

$S = S_u / \alpha_i$  - середнє значення зворотного зв'язку крутизни характеристики за період коливань,

$S_u$  - крутизна МДН транзистора,  $K_y = R_i S_u$ ,

$R_i$  - внутрішній опір польового транзистора по колу стоку,

$\alpha_i$  - коефіцієнт реєстрації (1,3 - 2) [82].

Добротність коливальної системи  $Q$  визначається згідно формули [82]

$$Q = 1/(\omega_0 C_0 R),$$

де  $C_0$  - повна ємність коливальної системи,

$R$  - активна складова опору коливальної системи.

Параметри польового транзистора мають такі значення:  $C_{зв} = 1,5 \text{ пФ}$ ;  $C_{св} = 1,5 \text{ пФ}$ ;  $C_{зс} = 0,8 \text{ пФ}$ ;  $R_B = 0,8 \text{ Ом}$ ;  $R_C = 0,552 \text{ Ом}$ ;  $S_u = 19 \text{ мА/В}$ ;  $R_i = 2,5 \text{ кОм}$ ;  $\alpha_i = 1,5$ ;  $\sigma = 1$ . Враховуючи значення цих параметрів, отримуємо довгочасову величину нестабільності частоти  $S_C = 4,2 \cdot 10^{-5}$ . Основним фактором, який викликає короточасну нестабільність генератора є шум його активних елементів [82]. Домінуючим джерелом низькочастотного шуму польового транзистора є його активні і реактивні параметри, флуктуації яких викликані захопленням вільних носіїв поверхневими пастками, що приводить до частотної і фазової модуляції вихідної частоти [82]. На високих частотах домінуючими є білий шум з випадковими миттєвими значеннями фази, які приводять до короточасної нестабільності частоти [82]

$$S_K = (kT_{эф} / 2P_{pn} Q_{pn}^2 \tau)^{1/2},$$

де  $T_{эф}$  - ефективна шумова температура,

$P_{pn}$  - повне значення потужності, яка розсіюється у коливальному контурі,

$Q_{pn}$  - еквівалентне значення добротності коливального контуру,

$\tau$  - час усереднення.

Розрахункове значення не перевищує величину 0,1%, яке в основному обумовлене впливом джерела живлення. Значення температурної складової похибки  $S_T$  не перевищує 0,25 %. Похибка, яка обумовлена нелінійністю  $S_U$ , складає 0,3%. Тоді повна похибка зміни частоти генератора визначається виразом

$$\Delta f = \sqrt{S_C^2 + S_K^2 + S^2 + S_U^2} = \pm 0,4\% .$$

В даному випадку нехтуємо похибкою, яка викликана зміною частоти від саморозігріву транзисторів, після включення джерела живлення. Це пов'язано з тим, що процес вимірювання проводиться у сталому режимі, коли повністю закінчуються перехідні процеси.

## 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 присвячена дана глава.

### 3.1. Математична модель теплових режимів мікроелектронних частотних перетворювачів

Інтегральна схема температурного перетворювача складається із твердого напівпровідникового кристала, атоми якого зв'язані один з одним пружними силами. Тому теплові коливання будь-якого атома передаються іншому, і таким чином по всьому тілу у всіх напрямках розповсюджуються пружні хвилі. Ці хвилі відрізняються одна від одної не тільки напрямком розповсюдження, але і своєю довжиною: найкоротші мають довжину, яка дорівнює подвійній довжині між сусідніми атомами, а найдовші мають довжину, яка дорівнює довжині кристала. В ідеальних кристалах атоми зв'язані один з одним силами  $F$ , які описуються законом Гука [83]:

$$F = -f \frac{x - x_0}{x_0} = -f \frac{\Delta x}{x_0},$$

де  $f$  – коефіцієнт пружного зв'язку,  $x_0$  – нормована відстань між атомами у стані спокою (тобто стала ґратки),  $\Delta x$  – зміна цієї відстані.

У реальних кристалах сила взаємодії атомів  $F$  визначається через  $\Delta x$  нескінченним рядом [83, 84]

$$F = -f \frac{\Delta x}{x_0} + g \left( \frac{\Delta x}{x_0} \right)^2 + \dots \quad (3.1)$$

і чим більша зміна відстані (амплітуда коливань)  $\Delta x$ , тим більшу вагу отримують наступні члени розкладу.

Розглядаючи теплові коливання необхідно враховувати другу складову у розкладі (3.1). При цьому її значення тим більше, чим більший коефіцієнт  $g$ , який отримав назву коефіцієнта ангармонічності, і чим більша амплітуда коливань (тобто чим вища температура).

Присутність цієї складової приводить до таких наслідків:

- середня відстань між атомами у реальному кристалі зростає з підвищенням температури, причому коефіцієнт теплового розширення пропорційний коефіцієнту  $g$ ;
- коливання атомів перестають бути строго гармонічними і в результаті цього вони не можуть розповсюджуватись незалежно, а навпаки, при зустрічі вони розсіюються, тобто міняють напрямок свого руху і обмінюються енергією.

В реальних напівпровідниках завжди існують дефекти (домішки, порожні вузли, атоми у міжвузлах, дислокації, границі зерен), на яких також розсіюються пружні хвилі. Тому теплопровідність реальних кристалів має певну величину, яка залежить від того, в якій мірі перераховані вище фактори (ангармонічність і дефекти) утруднюють розповсюдження теплових хвиль.

Електричні режими роботи мікроелектронних частотних перетворювачів суттєвим чином впливають на їх параметри. Проходження струму через транзистори, опори і інші елементи інтегральної схеми приводить до підвищення температури за рахунок розсіюваної потужності. Аналіз теплового стану інтегральної схеми є складною задачею, розв'язок якої можливо зробити на основі математичного моделювання з врахуванням фізичних процесів і особливості конструкції інтегральної схеми. На основі результатів математичного моделювання можна оптимізувати параметри мікроелектронних перетворювачів. Слід зауважити, що моделювання теплових процесів в інтегральних тензоперетворювачах на основі тензорезисторів зроблено у роботах [85, 86, 87, 88], а розрахунки розподілу температури в інтегральній планарній схемі зроблено у роботі [89, 90]. В даній роботі на відміну від згаданих вище досліджень зроблена спроба промоделювати тепловий режим для мікроелектронних частотних перетворювачів фізичних величин [91].

Теплова модель мікроелектронного перетворювача складається з тонкої кремнієвої пластини певних розмірів, в поверхневому прошарку якої сформовані два комплементарних біполярних транзистори, три резистори і плівкова індуктивність, які об'єднані за допомогою струмоведучих шарів у вимірювальну схему. Біполярні транзистори і опори нагріваються під час проходження через них струму, що порушує тепловий режим мікроелектронного перетворювача і впливає на точність його роботи. Товщина базової області біполярних транзисторів і дифузійних резисторів лежить у ме-

жах від одиниць до десятків мікрометрів, а товщина кремнієвої підкладки складає декілька сот мікрометрів [92]. Припустимо, що напівпровідникова підкладка має постійну температуру і є ізотермічною поверхнею.

Розподіл температури у просторі і часі в мікроелектронній схемі перетворювача описується за допомогою рівняння теплопровідності, яке має вигляд [93]:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = F(x, y, z) + \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad (3.2)$$

де  $T$  – температура,  $F(x, y, z)$  – густина потужності тепловиділення,  $c$  – питома теплоємність матеріалу,  $\rho$  – густина матеріалу,  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності матеріалу,  $x, y, z$  – координати транзисторів і опору,  $t$  – час.

Стационарне теплове поле в об'ємі і на поверхні досліджуваної теплової моделі (рис.3.1), виходячи із виразу (3.2), описується рівнянням

$$\frac{\partial^2 T(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(x, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T(x, y, z)}{\partial z^2} = -\frac{1}{\lambda} F(x, y, z), \quad (3.3)$$

де  $T(x, y, z)$  – температура перегріву вузла теплової моделі з координатами  $x, y, z$  відносно температури корпусу перетворювача.

Граничні умови для теплової моделі мають вигляд

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial T(x, y, z)}{\partial x} \right|_{x=0, l_x} = \left. \frac{\partial T(x, y, z)}{\partial y} \right|_{y=0, l_y} = 0, \quad \left[ \frac{\partial T(x, y, z)}{\partial z} - hT(x, y, z) \right]_{z=0} = 0, \\ \left[ \frac{\partial T(x, y, z)}{\partial z} - hT(x, y, z) \right]_{z=l_z} = 0, \end{aligned} \quad (3.4)$$

де  $h = \frac{\alpha}{\lambda}$  – відносний коефіцієнт теплообміну.

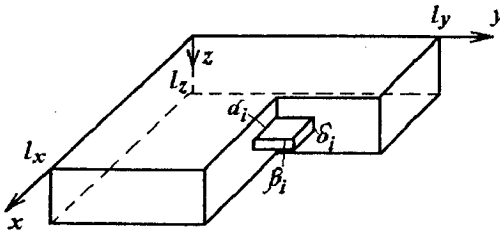


Рис.3.1. Теплова модель мікроелектронного перетворювача

Функція  $F(x, y, z)$  у рівнянні (3.3) визначає густину потужності тепловиділення, яка залежить від геометричних розмірів, розташування і потужності джерел тепла

$$F(x, y, z) = \sum_{i=1}^l \frac{f_i}{V_i} q_i(x) q_i(y) q_i(z),$$

де  $V_i = \alpha_i \beta_i \delta_i$  - об'єм джерела тепла з номером  $i$ ,  $q_i(x)$ ,  $q_i(y)$ ,  $q_i(z)$  - координатні функції, які приймають значення 1 в області  $i$ -го джерела і значення 0 поза ним.

Рівняння (3.3)-(3.4) розв'язуються за допомогою метода інтегральних перетворень Фур'є [94, 95] з кінцевими межами із застосуванням припущення суперпозиції температурних полів. Покладаючи, що

$$\tilde{T}(n, m, k) = \int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \int_0^{l_z} T(x, y, z) \cos \frac{n\pi x}{l_x} \cos \frac{m\pi y}{l_y} [\gamma_k l_z \cos \gamma_k z + h l_z \sin \gamma_k z] dx dy dz, \quad (3.5)$$

де  $\tilde{T}(n, m, k)$  - зображення температури  $T(x, y, z)$ ,  $\gamma_k$  - позитивні корені рівняння

$$\operatorname{ctg} \gamma_k l_z = \frac{\gamma_k^2 - h^2}{2\gamma_k h} \quad (k = 0, 1, 2, \dots),$$

тоді рівняння (3.3) переводиться в простір зображень Фур'є. Для цього обидві частини рівняння (3.3) помножуються на ядро перетворень (3.5) та інтегруються по  $x$  від 0 до  $l_x$ , по  $y$  від 0 до  $l_y$ , по  $z$  від 0 до  $l_z$ , тобто

$$\begin{aligned} & \int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \int_0^{l_z} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \cos \frac{n\pi x}{l_x} \cos \frac{m\pi y}{l_y} [\gamma_k l_z \cos \gamma_k z + h l_z \sin \gamma_k z] dx dy dz = \\ & = -\frac{1}{\lambda} \int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \int_0^{l_z} F(x, y, z) \cos \frac{n\pi x}{l_x} \cos \frac{m\pi y}{l_y} [\gamma_k l_z \cos \gamma_k z + h l_z \sin \gamma_k z] dx dy dz. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Інтеграл у лівій частині тотожності (3.6) визначаються

$$\int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \int_0^{l_z} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \cos \frac{n\pi x}{l_x} \cos \frac{m\pi y}{l_y} [\gamma_k l_z \cos \gamma_k z + h l_z \sin \gamma_k z] dx dy dz = -\left( \frac{n\pi}{l_x} \right)^2 \tilde{T}(n, m, k),$$

$$\int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \int_0^{l_z} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \cos \frac{n\pi x}{l_x} \cos \frac{m\pi y}{l_y} [\gamma_k l_z \cos \gamma_k z + h l_z \sin \gamma_k z] dx dy dz = - \left( \frac{m\pi}{l_y} \right)^2 \tilde{T}(n, m, k),$$

$$\int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \int_0^{l_z} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \cos \frac{n\pi x}{l_x} \cos \frac{m\pi y}{l_y} [\gamma_k l_z \cos \gamma_k z + h l_z \sin \gamma_k z] dx dy dz = - \gamma_k^2 \tilde{T}(n, m, k),$$

Інтеграл у правій частині виразу (3.6) можна визначити таким чином

$$\begin{aligned} & \int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \int_0^{l_z} F(x, y, z) \cos \frac{n\pi x}{l_x} \cos \frac{m\pi y}{l_y} [\gamma_k l_z \cos \gamma_k z + h l_z \sin \gamma_k z] dx dy dz = \\ & = \int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \int_0^{l_z} \sum_{i=1}^l \frac{f_i}{V_i} q_i(x) q_i(y) q_i(z) \cos \frac{n\pi x}{l_x} \cos \frac{m\pi y}{l_y} [\gamma_k l_z \cos \gamma_k z + h l_z \sin \gamma_k z] dx dy dz = \\ & = \sum_{i=1}^l \frac{f_i}{V_i} \int_{x_i - \frac{\alpha_i}{z}}^{x_i + \frac{\alpha_i}{z}} \cos \frac{n\pi x}{l_x} dx \int_{y_i - \frac{\beta_i}{z}}^{y_i + \frac{\beta_i}{z}} \cos \frac{m\pi y}{l_y} dy \int_{z_i - \frac{\delta_i}{z}}^{z_i + \frac{\delta_i}{z}} (\gamma_k l_z \cos \gamma_k z + h l_z \sin \gamma_k z) dz = \\ & = \sum_{i=1}^l \frac{8 f_i l_x l_y l_z}{\pi^2 n m \gamma_k V_i} \cos \frac{n\pi x_i}{l_x} \sin \frac{n\pi \alpha_i}{z l_x} \cos \frac{m\pi y_i}{l_y} \cos \frac{m\pi \beta_i}{z l_y} * \\ & * (\gamma_k \cos \gamma_k z_i + h \sin \gamma_k z_i) \sin \gamma_k \frac{\delta_i}{z}, \quad (n \geq 1, \quad m \geq 1). \end{aligned}$$

Отже, в просторі зображень Фур'є рівняння (3.3) матиме вигляд

$$\begin{aligned} & \left[ \left( \frac{n\pi}{l_x} \right)^2 + \left( \frac{m\pi}{l_y} \right)^2 + \gamma_k^2 \right] \tilde{T}(n, m, k) = \frac{1}{\pi \lambda^2} \sum_{i=1}^l \frac{8 f_i}{n m \gamma_k} \cos \frac{n\pi x_i}{l_x} \sin \frac{n\pi \alpha_i}{z l_x} * \\ & * \cos \frac{m\pi y_i}{l_y} \cos \frac{m\pi \beta_i}{z l_y} (\gamma_k \cos \gamma_k z_i + h \sin \gamma_k z_i) \sin \gamma_k \frac{\delta_i}{z}, \quad (n \geq 1, \quad m \geq 1). \end{aligned}$$

Формула згортки для перетворення (3.5) має вигляд

$$T(x, y, z) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{8 \tilde{T}(n, m, k) \cos \frac{n\pi x}{l_x} \cos \frac{m\pi y}{l_y} (\gamma_k \cos \gamma_k z + h \sin \gamma_k z)}{(\delta_{n0} + 1)(\delta_{m0} + 1) l_x l_y l_z [2h l_z + (h^2 + \gamma_k^2) l_z^2]},$$

де  $\delta_{n0}, \delta_{m0}$  - дельта функції Кронекера

$$\delta_{n0} = \begin{cases} 1 & n = 0 \\ 0 & n \neq 0 \end{cases}, \quad \delta_{m0} = \begin{cases} 1 & m = 0 \\ 0 & m \neq 0 \end{cases}.$$

Враховуючи, що

$$\begin{aligned} \tilde{T}(0,0,0) &= \frac{1}{\lambda\gamma_0^2} \sum_{i=1}^l \frac{2f_i l_z}{\delta_i \gamma_0} (\gamma_0 \cos \gamma_0 z_i + h \sin \gamma_0 z_i) \sin \gamma_0 \frac{\delta_i}{2}, \\ \tilde{T}(n,0,0) &= \frac{1}{\lambda\pi \left[ (n\pi/l_x)^2 + \gamma_0^2 \right]} \sum_{i=1}^l \frac{4f_i l_x l_z}{n\alpha_i \delta_i \gamma_0} \cos \frac{n\pi x_i}{l_x} \sin \frac{n\pi\alpha_i}{2l_x} * \\ & * (\gamma_0 \cos \gamma_0 z_i + h \sin \gamma_0 z_i) \sin \gamma_0 \frac{\delta_i}{2} \\ \tilde{T}(0,m,0) &= \frac{1}{\lambda\pi \left[ (n\pi/l_y)^2 + \gamma_0^2 \right]} \sum_{i=1}^l \frac{4f_i l_y l_z}{n\beta_i \delta_i \gamma_0} \cos \frac{m\pi y_i}{l_y} \sin \frac{m\pi\beta_i}{2l_y} * \\ & * (\gamma_0 \cos \gamma_0 z_i + h \sin \gamma_0 z_i) \sin \gamma_0 \frac{\delta_i}{2} \\ \tilde{T}(0,0,k) &= \frac{1}{\lambda\gamma_k^2} \sum_{i=1}^l \frac{2f_i l_z}{\delta_i \gamma_k} (\gamma_k \cos \gamma_k z_i + h \sin \gamma_k z_i) \sin \gamma_k \frac{\delta_i}{2}, \end{aligned}$$

формула розрахунків температури у будь-якій точці об'єму частотного перетворювача приймає вигляд

$$\begin{aligned} T(x,y,z) &= T_c + \frac{2}{\lambda\gamma_0^3 l_x l_y v_0} \sum_{i=1}^l \frac{f_i}{\delta_i} (\gamma_0 \cos \gamma_0 z_i + h \sin \gamma_0 z_i) \sin \gamma_0 \frac{\delta_i}{2} (\gamma_0 \cos \gamma_0 z_i + \\ & h \sin \gamma_0 z_i) + \frac{4}{\lambda\gamma_0 \pi l_y v_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n \left[ (n\pi/l_x)^2 + \gamma_0^2 \right]} \sum_{i=1}^l \frac{f_i}{\alpha_i \delta_i} \cos \frac{n\pi x_i}{l_x} \sin \frac{n\pi\alpha_i}{2l_x} (\gamma_0 \cos \gamma_0 z_i + \\ & h \sin \gamma_0 z_i) \sin \gamma_0 \frac{\delta_i}{2} \cos \frac{n\pi x}{l_x} (\gamma_0 \cos \gamma_0 z + h \sin \gamma_0 z) + \frac{4}{\lambda\gamma_0 \pi l_x v_0} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m \left[ (m\pi/l_y)^2 + \gamma_0^2 \right]} * \\ & * \sum_{i=1}^l \frac{f_i}{\beta_i \delta_i} \cos \frac{m\pi y_i}{l_y} \sin \frac{m\pi\beta_i}{2l_y} (\gamma_0 \cos \gamma_0 z_i + h \sin \gamma_0 z_i) \sin \gamma_0 \frac{\delta_i}{2} \cos \frac{m\pi y}{l_y} (\gamma_0 \cos \gamma_0 z + \\ & + h \sin \gamma_0 z) + \frac{2}{\lambda l_x l_y} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{\gamma_k^2 v_k^2} \sum_{i=1}^l \frac{f_i}{\delta_i} (\gamma_k \cos \gamma_k z_i + h \sin \gamma_k z_i) \sin \gamma_k \frac{\delta_i}{2} (\gamma_k \cos \gamma_k z + \\ & + h \sin \gamma_k z) + \frac{64}{\lambda\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos \frac{n\pi x}{l_x} \cos \frac{m\pi y}{l_y} (\gamma_k \cos \gamma_k z + h \sin \gamma_k z)}{n m \gamma_k \left[ (n\pi/l_x)^2 + (m\pi/l_y)^2 + \gamma_k^2 \right]} * \\ & * \sum_{i=1}^l \frac{f_i}{v_i} \cos \frac{n\pi x_i}{l_x} \sin \frac{n\pi\alpha_i}{2l_x} \cos \frac{m\pi y_i}{l_y} \sin \frac{m\pi\beta_i}{2l_y} (\gamma_k \cos \gamma_k z_i + h \sin \gamma_k z_i) \sin \gamma_k \frac{\delta_i}{2}, \end{aligned} \quad (3.7)$$



де  $T_c$  - температура навколишнього середовища,

$$\gamma_0 = 2l_z h + (h^2 + \gamma_0^2)l_z^2, \quad \gamma_k = 2l_z h + (h^2 + \gamma_k^2)l_z^2 \quad (3.8)$$

Ряд (3.7) є тригонометричним рядом, який швидко сходиться, тому при його розрахунках кількість членів ряду обмежується числами  $N = 2^r$ ,  $M = 2^d$ ,  $K = 2^e$ , де  $r, d, e$  – цілі числа, які обираються виходячи з вимог точності розрахунків. Такий вибір  $N, M, K$  дозволяє використовувати швидкі перетворення Фур'є при розрахунках температури. Геометричні розміри контрольованої інтегральної схеми перетворювача і її активних елементів, значення коефіцієнтів теплопровідності матеріалу і коефіцієнтів тепловіддачі з її поверхні, кількість активних елементів і координати їх центрів визначаються з конструкції перетворювача. Для визначення кількості невідомих потужностей тепловиділення  $f_i (i = 1, \dots, I$  де  $I$  – кількість джерел тепла) підставляють дискретні значення температури у ліву частину формули (3.7) при цьому обмежуючись кінцевим числом складових ряду у правій частині (3.7). В результаті отримаємо систему лінійних алгебраїчних рівнянь відносно невідомих потужностей тепловиділення. Температура на поверхні активних елементів перетворювача визначається рівнянням

$$\begin{aligned} T(x_p, y_p, 0) = & T_c + \frac{2}{\lambda \gamma_0^3 l_x l_y v_0} \sum_{i=1}^I \frac{f_i \gamma_0}{\delta_i} (\gamma_0 \cos \gamma_0 z_i + h \sin \gamma_0 z_i) \sin \gamma_0 \frac{\delta_i}{2} + \frac{4}{\lambda \gamma_0 \pi l_x v_0} * \\ & * \sum_{n=1}^N \frac{\cos(n\pi x_p / l_x)}{n \left[ (n\pi / l_x)^2 + \gamma_0^2 \right]} \sum_{i=1}^I \frac{f_i \gamma_0}{\alpha_i \delta_i} \cos \frac{n\pi x_i}{l_x} \sin \frac{n\pi \alpha_i}{2l_x} (\gamma_0 \cos \gamma_0 z_i + h \sin \gamma_0 z_i) \sin \gamma_0 \frac{\delta_i}{2} + \\ & + \frac{4}{\lambda \gamma_0 \pi l_x v_0} \sum_{m=1}^M \frac{\cos(m\pi y_p / l_y)}{m \left[ (m\pi / l_y)^2 + \gamma_0^2 \right]} \sum_{i=1}^I \frac{f_i \gamma_0}{\beta_i \delta_i} \cos \frac{m\pi y_i}{l_y} \sin \frac{m\pi \beta_i}{2l_y} (\gamma_0 \cos \gamma_0 z_i + h \sin \gamma_0 z_i) * \\ & * \sin \gamma_0 \frac{\delta_i}{2} + \frac{2}{\lambda l_x l_y} \sum_{k=1}^K \frac{\gamma_k}{\gamma_k^2 v_k^2} \sum_{i=1}^I \frac{f_i}{\delta_i} (\gamma_k \cos \gamma_k z_i + h \sin \gamma_k z_i) \sin \gamma_k \frac{\delta_i}{2} + \\ & + \frac{64}{\lambda \pi^2} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^K \frac{\gamma_k \cos(n\pi x_p / l_x) \cos(m\pi y_p / l_y)}{nmv_k \left[ (n\pi / l_x)^2 + (m\pi / l_y)^2 + \gamma_k^2 \right]} \sum_{i=1}^I \frac{f_i}{v_i} \cos \frac{n\pi x_i}{l_x} \sin \frac{n\pi \alpha_i}{2l_x} * \\ & * \cos \frac{m\pi y_i}{l_y} \sin \frac{m\pi \beta_i}{2l_y} (\gamma_k \cos \gamma_k z_i + h \sin \gamma_k z_i) \sin \gamma_k \frac{\delta_i}{2}, \quad (p=1, 2, 3 \dots p), \end{aligned} \quad (3.9)$$

де  $p$  – кількість активних елементів перетворювача.

При відсутності конвективного теплообміну між поверхнею мікроелектронного перетворювача і навколишнім середовищем можна записати

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=h} = 0, \quad \text{при } (x, y) \in S_i, \quad (3.10)$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad \text{при } (x, y) \in S_i, \quad (3.11)$$

де  $h$  – товщина активного елемента перетворювача,  $S_i$  – площа, яку займає  $i$ -ий елемент.

Отже, теплова модель мікроелектронного перетворювача при стаціонарному тепловому режимі описується системою рівнянь (3.7) - (3.11).

На рис.3.2 приведено температурне поле мікроелектронного перетворювача, яке має вигляд кривих з однаковою зміною температури по площі інтегральної схеми. Криві показують температуру перегріву у градусах Цельсія. Конструктивні параметри перетворювача мають такі розміри: інтегральна схема має прямокутну форму  $1500 \times 1000$  мкм, товщина бази транзисторів дорівнює  $0,7$  мкм. Довжина резисторів дорівнює  $80$  мкм,  $180$  мкм,  $130$  мкм, ширина  $24$  мкм,  $32$  мкм,  $26$  мкм, а товщина  $2,5$  мкм,  $6$  мкм,  $6$  мкм, відповідно. Номінали опорів складають  $R_1=1,5$  кОм,  $R_2=20$  кОм,  $R_3=4,7$  кОм. Максимальна потужність, яка розсіюється транзисторами складає  $20$  мВт, а резисторами  $30$  мВт. Як видно з рис.3.2, максимальний перегрів мають області транзисторів і резисторів, для яких утруднений відвід тепла на корпус перетворювача. Із зменшенням товщини резисторів зростає тепловий опір, що приводить до зростання температури перегріву.

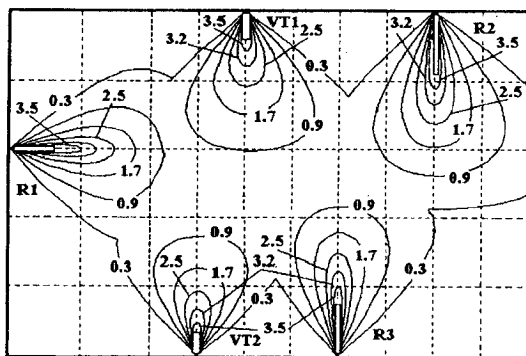


Рис.3.2. Температурне поле мікроелектронного частотного перетворювача

Розв'язок двовимірного нестационарного рівняння теплопровідності, яке має вигляд

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\rho} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right), \quad (3.12)$$

при наступних початкових і граничних умовах

$$T|_{t=0} = T_c, \quad T(x)|_{y=0} = 0, \quad T(y)|_{x=0} = 0, \\ \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=h} = 0, \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0 \quad (3.13)$$

дозволяє визначити параметри перехідного процесу, який відтворює залежність температури від часу для різних ділянок поверхні інтегральної схеми перетворювача. Розв'язок рівняння (3.12) при граничних умовах (3.13) описується виразом

$$T(x, y, t) = T_c(x, y) + \frac{2}{\sqrt{l_x l_y}} \sum_{n,m=1}^{\infty} A_{n,m} e^{-\pi^2 a^2 (\frac{n^2}{l_x^2} + \frac{m^2}{l_y^2}) t} \sin \frac{n\pi x}{l_x} \sin \frac{m\pi y}{l_y}, \quad (3.14)$$

де  $A_{n,m} = \frac{2}{\sqrt{l_x l_y}} \int_0^{l_x} \int_0^{l_y} T_c(x, y) \sin \frac{n\pi x}{l_x} \sin \frac{m\pi y}{l_y} dx dy$ ,  $a = c\rho/\lambda$ ,  $t$  – час.

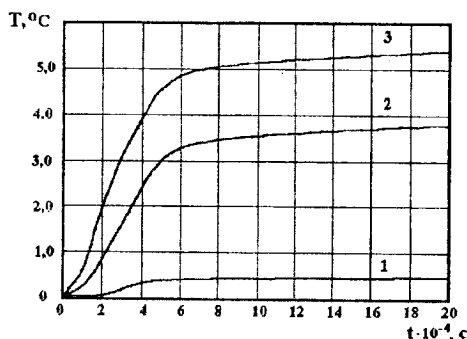


Рис.3.3. Перехідний процес теплового режиму для різних областей мікроелектронного частотного перетворювача: 1-центральна зона перетворювача; 2,3 – елемент орієнтований паралельно і перпендикулярно стороні підкладки

На рис.3.3 подані розрахунки нестационарного теплового режиму згідно (3.14) мікроелектронного перетворювача. Час досягнення усталеного режиму не перевищує  $6 \cdot 10^{-4}$  с. При цьому максимальна температура перегріву для елементів інтегральної схеми перетворювача не перевищує  $5,3^\circ\text{C}$ . Розрахунки температурного поля і перехідного процесу виконано у середовищі програмного забезпечення “Matlab 5.2” [96].

### 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<sub>1</sub> і VT<sub>2</sub> існує від'ємний опір (рис.3.4). Для цього скористаємося еквівалентною схемою перетворювача для постійного струму, яка подана на рис.3.5. Згідно з вибраним контурним струмом, рівняння Кірхгофа мають вигляд:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= (R_3 + r_{62} + r_{e2} + r_{e1} + r_{61} + R_1)i_1 - i_3R_3 + i_4R_3 - i_3r_{62} - i_2r_{62} - i_2r_{e2} \\ 0 &= (R_2 + r_{к1} + r_{e1} + r_{e2} + r_{62})i_2 + i_4R_2 + \alpha_1i_1r_{к1} - i_1r_{e1} - i_1r_{e2} - i_1r_{62} + i_3r_{62} \\ 0 &= (r_{к2} + r_{62} + R_3)i_3 - \alpha_2i_1r_{к2} + i_2r_{62} - i_1R_3 - i_1r_{62} - i_4R_3 \\ U_2 &= (R_2 + R_3)i_4 + R_2i_2 - R_3i_3 + R_3i_1 \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

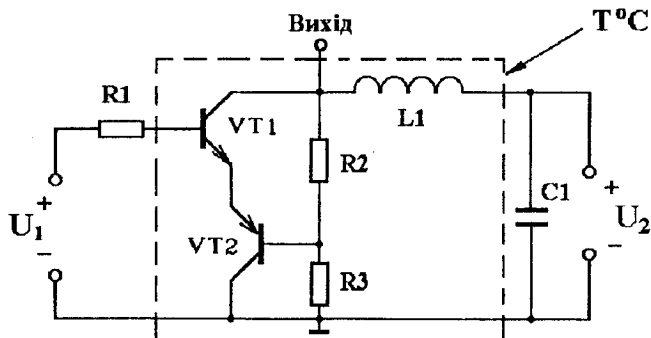


Рис.3.4. Електрична схема частотного перетворювача температури на основі біполярних транзисторів

Система рівнянь (3.15) спрощується, якщо врахувати, що  $R_1, R_2, R_3$  на два порядки більші  $r_{61}, r_{62}, r_{e1}, r_{e2}$ , тобто

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= (R_3 + R_1)i_1 - R_3i_3 + R_3i_4 - r_{62}i_2 \\ 0 &= (R_2 + r_{к1})i_2 + r_{к1}\alpha_1i_1 + r_{62}i_3 \\ 0 &= (r_{к2} + R_3)i_3 - (r_{к2}\alpha_2 + R_3)i_1 + r_{62}i_2 - R_3i_4 \\ U_2 &= (R_2 + R_3)i_4 + R_2i_2 - R_3i_3 + R_3i_1 \end{aligned} \right\} \quad (3.16)$$

На основі першого рівняння системи (3.16) визначаємо значення струму

$$i_1 = -A + Bi_3 + Bi_4 - Di_2, \quad (3.17)$$

$$\text{де } A = \frac{U_1}{R_3 + R_1}, \quad B = \frac{R_3}{R_1 + R_3}, \quad D = \frac{r_{62}}{R_3 + R_1}.$$

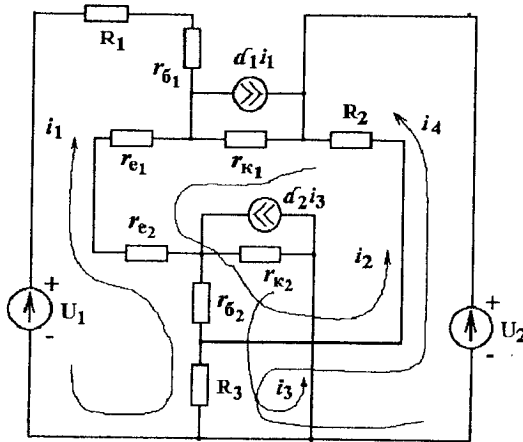


Рис.3.5. Еквівалентна схема перетворювача для постійного струму

Підставивши (3.17) в друге рівняння системи (3.16), отримуємо значення струму

$$i_2 = -\frac{Ni_4 + Ki_3 - L}{M}, \quad (3.18)$$

$$\text{де } M = R_2 + r_{k1} - Dr_{k1}\alpha_1, \quad N = R_2 + r_{k1}\alpha_1 B, \\ K = r_{k1}\alpha_1 B + r_{62}, \quad L = Ar_{k1}\alpha_1.$$

З третього рівняння системи (3.16) з врахуванням (3.18) визначимо

$$i_3 = \frac{Qi_4 - P}{S}, \quad (3.19)$$

$$\text{де } S = (r_{k2} + R_3) - (r_{k2}\alpha_2 + R_3)B - (r_{k2}\alpha_2 + R_3)D \frac{K}{M} - \frac{r_{62}}{M} K,$$

$$Q = (r_{k2}\alpha_2 + R_3)B + (r_{k2}\alpha_2 + R_3)D \frac{N}{M} + \frac{r_{62}N}{M} + R_3,$$

$$P = (r_{k2}\alpha_2 + R_3)A + \frac{(r_{k2}\alpha_2 + R_3)DL}{M} + \frac{r_{62}L}{M}.$$

Вольт-амперну характеристику, яка існує в статичному режимі на електродах колектор-колектор біполярних транзисторів, отримуємо підставивши (3.19) в систему рівнянь (3.16), отже

$$U_2 = (R_3 + R_2)i_4 - \frac{R_2 N}{M} i_4 - \frac{R_2 K Q}{M S} i_4 + \frac{R_2 K P}{M S} + \frac{R_2 L}{M} - \frac{R_3 Q}{S} i_4 + \frac{R_3 P}{S} - R_3 A - \frac{R_3 B Q}{S} i_4 + \frac{R_3 B P}{S} + \frac{R_3 D N}{M} i_4 + \frac{R_3 D K Q}{M S} i_4 - \frac{R_3 D K P}{M S} - \frac{R_3 D L}{M} \quad (3.20)$$

На основі рівняння (3.20) визначається диференційний опір, який існує на електродах колектор-колектор транзисторної структури

$$\frac{dU_2}{di_4} = \left[ (R_2 + R_3) + \frac{D}{M} R_3 \left( N + \frac{KQ}{S} \right) \right] - \left[ \frac{R_2}{M} \left( N + \frac{KQ}{S} \right) + R_3 \frac{Q}{S} (1 + B) \right] \quad (3.21)$$

Аналіз виразу (3.21) показує, що від'ємний опір в структурі виникає, коли виконується умова

$$\left[ \frac{R_2}{M} \left( N + \frac{KQ}{S} \right) + R_3 \frac{Q}{S} (1 + B) \right] > \left[ (R_2 + R_3) + \frac{D}{M} R_3 \left( N + \frac{KQ}{S} \right) \right] \quad (3.22)$$

Виконання умови (3.22) досягається за рахунок зміни напруги  $U_1$  і  $U_2$  джерел живлення, а також співвідношенням опорів  $R_2$  і  $R_3$ . На рис.3.6 подана вольт-амперна характеристика, яка реалізується на електродах колектор-колектор транзисторної структури. Адекватність розробленої моделі в порівнянні з експериментом визначимо у вигляді відносної похибки

$$\delta_M = \frac{x_M - x_E}{x_E} \cdot 100\% \quad (3.23)$$

де  $x_M$  - поточне значення параметру моделі,  $x_E$  - поточне експериментальне значення параметру.

Як видно із графіка (рис.3.7), розбіжність теоретичних і експериментальних досліджень складає  $\pm 5\%$ .

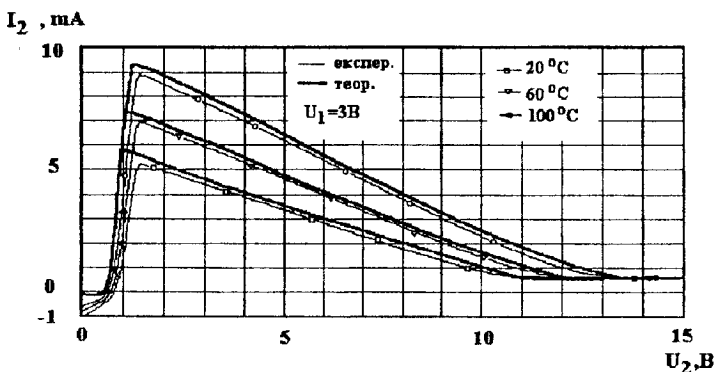


Рис.3.6. Теоретична та експериментальна залежність ВАХ частотного перетворювача від температури

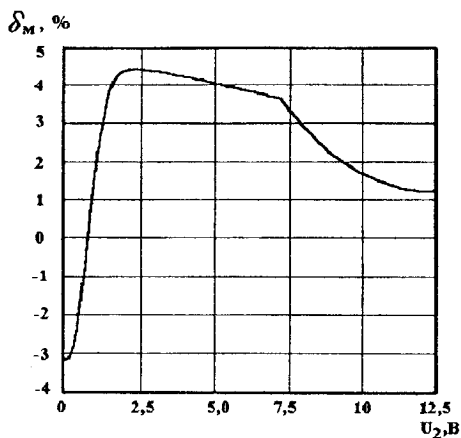


Рис.3.7. Залежність похибки моделі від напруги живлення

Таким чином, між колекторами транзисторів в результаті дії позитивно-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.

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

Зміна температури оточуючого 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 [98, 99], що відбивається на зміні елементів еквівалентної схеми від температури, яка приведена на рис.3.8.

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;  $C_{bc}(T)$  - ємність між зовнішнім виводом бази і колектора;  $L_b$ ,  $L_c$ ,  $L_e$  - індуктивність виводів бази, колектора і емітера відповідно.

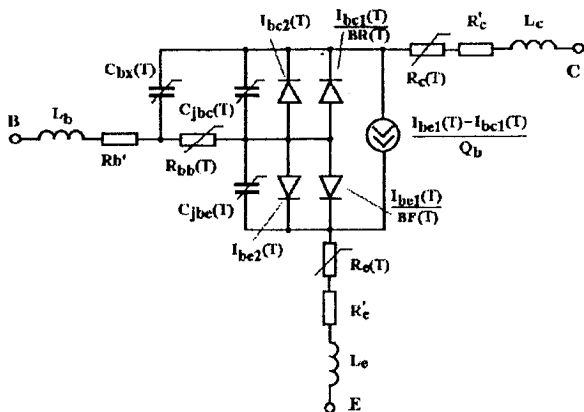


Рис.3.8. Еквівалентна схема біполярного транзистора з врахуванням температурних залежностей параметрів

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

Залежність струму насичення від температури ( $I_s$  при  $20^\circ\text{C}$ ) [99]:

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

де  $V_i = kT/q$  - 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 оточуючого середовища описується виразом [100]:

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

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

Зворотний струм емітерного переходу визначається [99]

$$I_{SE}(T) = \frac{I_{SE}}{\beta_F} \exp\left(\frac{E_G(T)}{NE \cdot V_i(T)}(T/T_0 - 1)\right) \cdot (T/T_0)^{\chi_{TI/NE}},$$

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 [101]:

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

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

Залежність зворотного струму р-п переходу підкладки від температури оточуючого середовища знаходиться з виразу [101]:

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

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

Максимальний коефіцієнт підсилення струму в нормальному режимі в схемі з загальним емітером описується формулою [101]

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

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

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

Струм бази в залежності від температури описується виразом [102]

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

де

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

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

$$I_{bc1}(T) = I_S(T) \exp\left(\frac{U_{bc}}{NR \cdot V_i(T)} - 1\right), \quad I_{bc2}(T) = I_{SC}(T) \exp\left(\frac{U_{bc}}{NC \cdot V_i(T)} - 1\right),$$

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

Заряд в базі описується виразом

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

$$\text{де } Q_1 = 1/(1 - U_{bc}/U_{AF} - U_{be}/U_{AR}), \quad Q_2 = I_{be1}(T)/I_{KF} + I_{bc1}(T)/I_{KR} ,$$

$U_{AF}$  - 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 матиме вигляд [103]

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

де  $T_{Re1}$  - лінійний температурний коефіцієнт  $R_e$ ,  $T_{Re2}$  - квадратичний температурний коефіцієнт  $R_e$ .

Об'ємний опір колектора описується виразом [104]

$$R_c(T) = R_c(1 + T_{Rc1}(T - T_0) + T_{Rc2}(T - T_0)^2), \quad (3.24)$$

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 виразом [104]

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

де

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

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

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

$T_{Rb1}$  - 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 визначається [99]:

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

Контактна різниця потенціалів колекторного переходу

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

Залежність ємності колекторного переходу при нульовому зміщенні від температури оточуючого середовища описується виразом [100]

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

де  $M_{jc}$  - коефіцієнт, який враховує плавність колекторного переходу.

Залежність ємності емітерного переходу при нульовому зміщенні від температури має вигляд [100]

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

де  $M_{je}$  - коефіцієнт, який враховує плавність емітерного переходу.

Бар'єрна ємність описується виразом [101]

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

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

Ємність переходу база-колектор в залежності від температури має вигляд [101]

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

Ємність між зовнішнім виводом бази і колектором [101]

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

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

Вважається, що такі елементи еквівалентної схеми, як  $L_b, L_c, L_e$  та  $R_b', R_c', R_e'$  суттєво не залежать від температури в робочому діапазоні частотного перетворювача [105, 106].

Таким чином, отримані всі залежні від температури елементів еквівалентної схеми, які необхідні для побудови математичної моделі частотного 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.3.4).

Для аналізу поведінки функціонального перетворювача від зміни частоти, режимів живлення, температури оточуючого середовища необхідно отримати аналітичні залежності величини активної та реактивної складової повного опору даної структури від вказаних вище параметрів, що складає математичну модель перетворювача. Тому запропонована еквівалентна схема частотного перетворювача температури (рис.3.9). Розрахунок проведений за допомогою системи рівнянь Кірхгофа на основі методу контурних струмів.

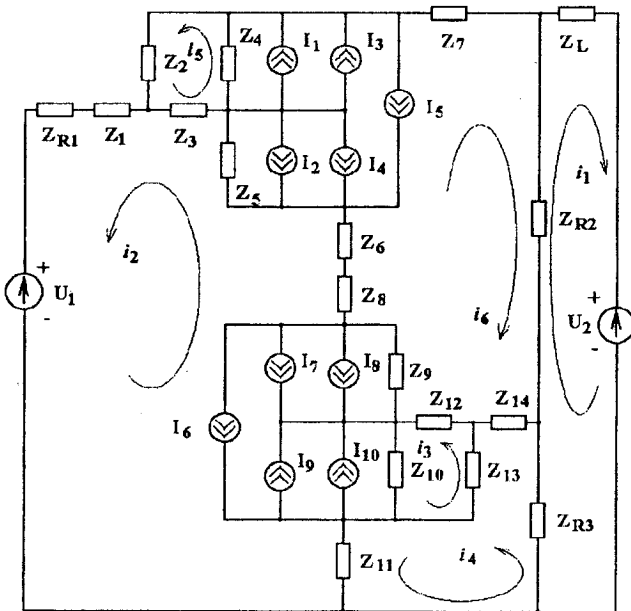


Рис.3.9. Еквівалентна схема температурного перетворювача

Система рівнянь має вигляд:

$$\begin{cases}
 U_1 = (Z_L + Z_{R3} + Z_{R2})i_1 - Z_{R2}i_6 + Z_{R3}i_4, \\
 U_2 = (Z_{R1} + Z_1 + Z_3 + Z_5 + Z_6 + Z_8 + Z_9 + Z_{10} + Z_{11})i_2 - Z_{10}i_3 - Z_{11}i_4 - Z_3i_5 + (Z_6 + Z_8 + \\
 + Z_9)i_6 + Z_5I_2 + Z_3I_4 + Z_5I_5 + Z_9I_8 + Z_9I_7 - Z_{10}I_9 - Z_{10}I_{10} + Z_9I_6 + Z_{10}I_6, \\
 0 = (Z_{10} + Z_{12} + Z_{13})i_3 + Z_{10}I_9 + Z_{10}I_{10} - Z_{10}I_6 + Z_{12}i_6 - Z_{13}i_4, \\
 0 = (Z_{11} + Z_{13} + Z_{14} + Z_{R3})i_4 - Z_{11}i_2 - Z_{13}i_3 + Z_{14}i_6 + Z_{R3}i_1, \\
 0 = (Z_2 + Z_3 + Z_4)i_5 - Z_3i_2 + Z_4i_6 - Z_4I_1 - Z_4I_3 + Z_4I_5, \\
 0 = (Z_{R2} + Z_4 + Z_5 + Z_6 + Z_8 + Z_9 + Z_{12} + Z_{14} + Z_7)i_6 - Z_4I_1 - Z_4I_3 + Z_4I_5 + Z_5I_2 + \\
 + Z_5I_4 + Z_5I_5 + Z_9I_7 + Z_9I_8 + Z_9I_6 + Z_4i_5 + Z_{12}i_3 + (Z_5 + Z_6 + Z_8)i_2 + Z_{14}i_4 - Z_{R2}i_1,
 \end{cases} \quad (3.25)$$

де

$$\begin{aligned}
 I_1 &= I_{bc2}(T); & I_2 &= I_{be2}(T); & I_3 &= I_{bc1}(T) / \beta_R(T); \\
 I_4 &= I_{be1}(T) / \beta_F(T); & I_5 &= I_{be1}(T) - I_{bc1}(T) / Q; & I_6 &= I_{10}; \\
 I_2 &= I_8; & I_3 &= I_9; & I_4 &= I_7; & I_5 &= I_6; \\
 Z_L &= j\omega L; & Z_{R1} &= R_1; & Z_{R2} &= R_2; & Z_{R3} &= R_3; \\
 Z_1 &= R'_b + j\omega L_b; & Z_2 &= -j / \omega C_{bc}(T); & Z_3 &= R_{bb}(T); \\
 Z_4 &= -j / \omega C_{jbc}(T); & Z_5 &= -j / \omega C_{jbe}(T); & Z_6 &= R'_e + R_e(T) + j\omega L_e; \\
 Z_7 &= R'_c + R_c(T) + j\omega L_c; & Z_1 &= Z_{14}; \\
 Z_2 &= Z_{13}; & Z_3 &= Z_{12}; & Z_4 &= Z_{10}; & Z_5 &= Z_9; & Z_6 &= Z_8; & Z_7 &= Z_{11}.
 \end{aligned}$$

Значення параметрів елементів еквівалентної схеми (рис.3.9) для теоретичних розрахунків отримані з робіт [102, 105-107]. Розв'язок системи рівнянь (3.25) дав змогу отримати теоретичну залежність вольт-амперної характеристики, активної і реактивної складової повного опору, частоти генерації від температури оточуючого середовища частотного перетворювача температури.

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 КТХ 05, що підтримує температуру з похибкою  $\pm 0,5^\circ \text{C}$ .

На рис.3.6 наведена 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.3.10 показана залежність активної складової повного опору від температури. Із графіка видно, що при напругах живлення від 1 до 5 В активна складова повного опору в малому ступені залежить від температури, але при збільшенні напруги ця за-

лежність стає суттєвою. Залежність реактивної складової від температури подано на рис.3.11 Аналіз показує, що зменшення величини реактивної складової пов'язано із збільшенням термогенерації носіїв заряду.

$R^{(c)}$ , кОм

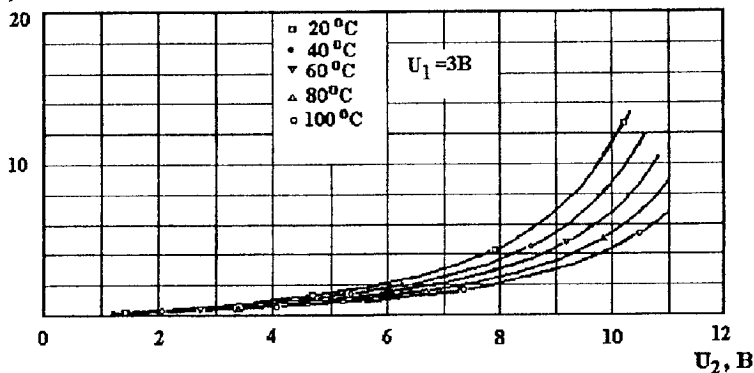


Рис.3.10. Залежність активної складової повного опору від температури  $X$ , кОм

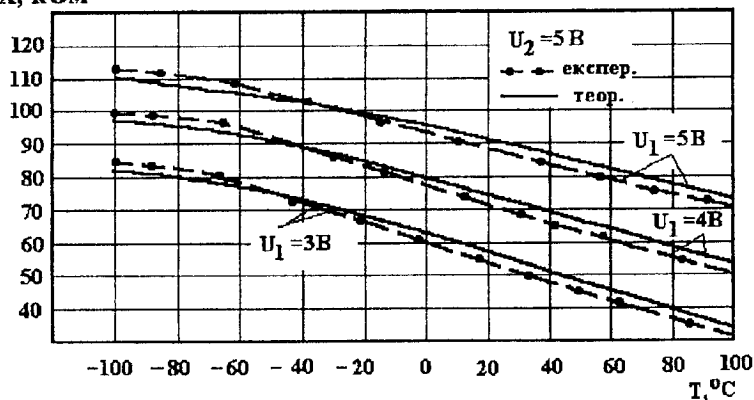


Рис.3.11. Теоретична і експериментальна залежність реактивної складової повного опору від температури

Функція перетворення описується рівнянням (3.26), яке отримане методом Ляпунова [108] на основі системи рівнянь (3.25)

$$F_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2(C_{jbc}(T) + C_{jbc}(T))}{C_{jbc}(T)C_{jbc}(T)L}}{\pi}}, \quad (3.26)$$

Чутливість перетворювача визначається з рівняння (3.26)

$$S_T = \frac{\sqrt{2} \left[ \frac{\frac{\partial C_{jbe}(T)}{\partial T} + \frac{\partial C_{jbc}(T)}{\partial T}}{C_{jbe}(T)C_{jbc}(T)L} - \frac{A_1 \left( \frac{\partial C_{jbe}(T)}{\partial T} \right)}{C_{jbe}(T)^2 C_{jbc}(T)L} - \frac{A_1 \left( \frac{\partial C_{jbc}(T)}{\partial T} \right)}{C_{jbe}(T)C_{jbc}(T)^2 L} \right]}{4\pi \sqrt{\frac{2(C_{jbe}(T) + C_{jbc}(T))}{C_{jbe}(T)C_{jbc}(T)L}}}} \quad (3.27)$$

де  $A_1 = C_{jbe}(T) + C_{jbc}(T)$ .

Залежність частоти генерації від температури зображена на рис. 3.12. Із графіка видно, що підвищення температури в діапазоні від  $20^\circ\text{C}$  до  $100^\circ\text{C}$  приводить до лінійного зниження частоти генерації на  $196\text{ кГц}$ . Цей спад частоти генерації викликаний термогенерацією носіїв заряду, яка збільшує еквівалентну ємність біполярної транзисторної структури з незмінними напругами живлення та керування. На рис.3.13. наведена залежність чутливості частотного перетворювача температури від зміни температури. Із графіка видно, що з підвищенням температури чутливість перетворювача зростає, так при  $20^\circ\text{C}$  чутливість складає  $3\text{ кГц}/^\circ\text{C}$ . На рис.3.14 подані теоретичні та експериментальні залежності частоти генерації від напруги живлення.

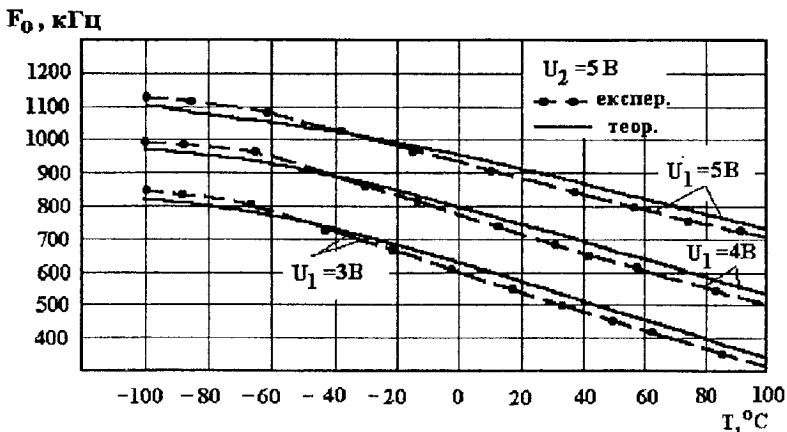


Рис. 3.12. Теоретична та експериментальна залежність частоти генерації від температури

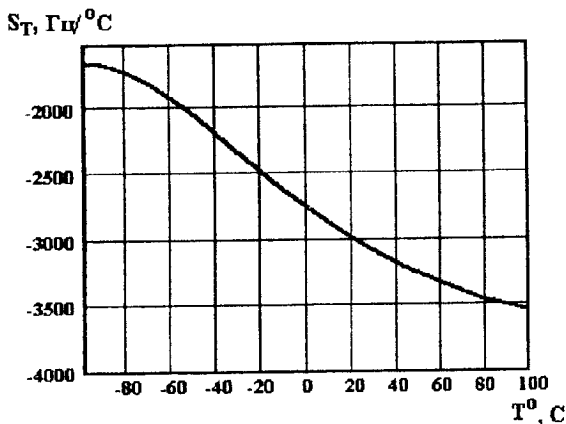


Рис.3.13. Залежність чутливості від температури

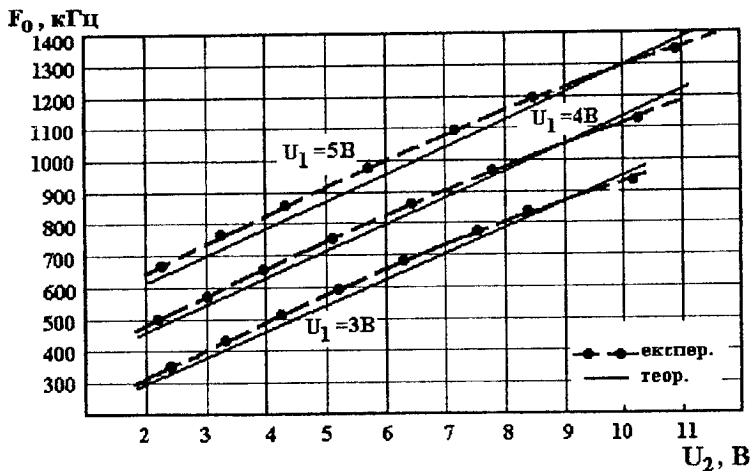


Рис.3.14. Теоретичні та експериментальні залежності частоти генерації від напруги живлення

Отже, теоретичні та експериментальні дослідження свідчать про можливість створення високочастотного температурного перетворювача на транзисторній структурі з від'ємним опором в температурному діапазоні від  $-100^\circ\text{C}$  до  $+100^\circ\text{C}$ . Адекватність розробленої моделі визначається на основі (3.23). Розбіжність теоретичних і експериментальних досліджень складає  $\pm 5\%$ .



### 3.4. Визначення ВАХ частотного температурного перетворювача на основі біполярної структури і термоопору

Для розширення діапазону вимірюваних температур як в сторону зростання (+800° С), так і в сторону зменшення (-180° С) в структуру біполярних транзисторів, а саме в коло позитивного зворотного зв'язку, включався термоопір. Електрична схема перетворювача подана на рис.3.15.

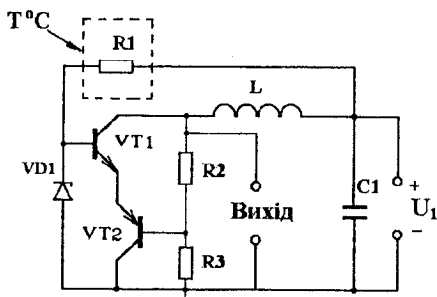


Рис.3.15. Електрична схема перетворювача з термоопором

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 на основі еквівалентної схеми для постійного струму, яка подана на рис.3.16. Система рівнянь Кірхгофа має вигляд

$$\left. \begin{aligned}
 U_1 &= (R_L + R_2 + R_3)i_1 + R_L(i_4 + I_{bc1} - I_{be1} + I_{T1}) + R_3(i_5 - I_{bc2} + I_{be2} - I_{T2}) + \\
 &+ R_2(i_2 + I_{T1} + I_{bc1} - I_{be1} + I_{be2} - I_{bc2} - I_{T2}), \\
 0 &= (R_{C1} + R_{E1} + R_{E2} + R_{B2} + R_2)(i_2 + I_{T1} + I_{bc1} - I_{be1} + I_{be2} - I_{bc2} - I_{T2}) - \\
 &- R_{C1}(i_4 + I_{bc1} - I_{be1} + I_{T1}) + (R_{E1} + R_{E2})(i_3 + I_{be1} - I_{bc1} - I_{T1} + I_{T2} + I_{bc2} - \\
 &- I_{be2} + I_D) - R_{B2}(i_5 - I_{bc2} + I_{be2} - I_{T2}) + R_2i_1, \\
 0 &= (R_D + R_{B1} + R_{E1} + R_{E2} + R_{C2})(i_3 + I_{be1} - I_{bc1} - I_{T1} + I_{T2} + I_{bc2} - I_{be2} + I_D) + \\
 &+ R_{B1}(i_4 + I_{bc1} - I_{be1} + I_{T1}) + (R_{E1} + R_{E2})(i_2 + I_{T1} + I_{bc1} - I_{be1} + I_{be2} - I_{bc2} - I_{T2}) + \\
 &+ R_{C2}(i_5 - I_{bc2} + I_{be2} - I_{T2}), \\
 0 &= (R_{B1} + R_{C1} + R_L + R_1)(i_4 + I_{bc1} - I_{be1} + I_{T1}) - R_{C1}(i_2 + I_{T1} + I_{bc1} - I_{be1} + I_{be2} - \\
 &- I_{bc2} - I_{T2}) + R_Li_1 + R_{B1}(i_3 + I_{be1} - I_{bc1} - I_{T1} + I_{T2} + I_{bc2} - I_{be2} + I_D), \\
 0 &= (R_{C2} + R_3 + R_{B2})(i_5 - I_{bc2} + I_{be2} - I_{T2}) + R_{C2}(i_3 + I_{be1} - I_{bc1} - I_{T1} + I_{T2} + I_{bc2} - \\
 &- I_{be2} + I_D) + R_3i_1 - R_{B2}(i_2 + I_{T1} + I_{bc1} - I_{be1} + I_{be2} - I_{bc2} - I_{T2}).
 \end{aligned} \right\} \quad (3.28)$$

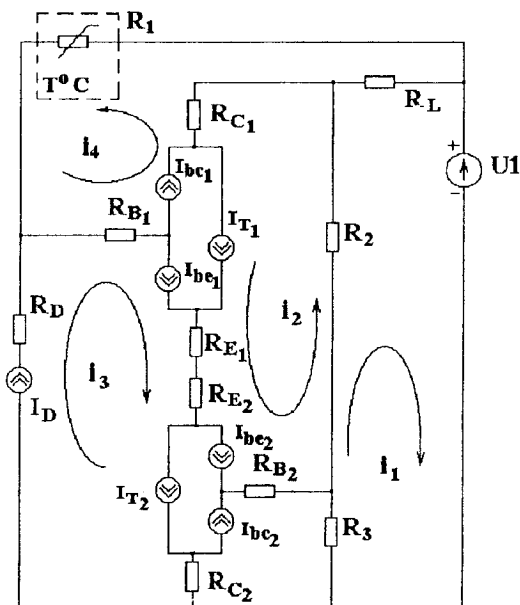


Рис.3.16. Еквівалентна схема перетворювача для постійного струму

Для спрощення системи (3.28) введемо такі позначення

$$A_1 = R_L + R_2 + R_3,$$

$$A_3 = R_D + R_{B1} + R_{E1} + R_{E2} + R_{C2},$$

$$A_5 = R_{C2} + R_3 + R_{B2},$$

$$I_1 = I_{T1} + I_{bc1} - I_{be1} + I_{be2} - I_{bc2} - I_{T2},$$

$$I_2 = I_{be1} - I_{bc1} - I_{T1} + I_{T2} + I_{bc2} - I_{be2} + I_D,$$

$$I_3 = I_{bc1} - I_{be1} + I_{T1},$$

$$A_2 = R_{C1} + R_{E1} + R_{E2} + R_{B2} + R_2,$$

$$A_4 = R_{B1} + R_{C1} + R_L + R_1,$$

$$A_6 = R_{E1} + R_{E2},$$

$$I_4 = -I_{bc2} + I_{be2} - I_{T2}.$$

Система рівнянь (3.28) набуває вигляду

$$\left. \begin{aligned} U_{01} &= A_1 i_1 + R_L i_4 + R_3 i_5 + R_2 i_2, \\ U_{02} &= A_2 i_2 - R_{C1} i_4 + A_6 i_3 - R_{B2} i_5 + R_2 i_1, \\ U_{03} &= A_3 i_3 + R_{B1} i_4 + A_6 i_2 + R_{C2} i_5, \\ U_{04} &= A_4 i_4 - R_{C1} i_2 + R_L i_1 + R_{B1} i_3, \\ U_{05} &= A_5 i_5 + R_{C2} i_3 + R_3 i_1 - R_{B2} i_2. \end{aligned} \right\} \quad (3.29)$$

де

$$\begin{aligned}
U_{01} &= U_1 - R_L I_3 - R_3 I_4 - R_2 I_1, \\
U_{02} &= -A_2 I_1 + R_{C1} I_3 - A_6 I_2 + R_{B2} I_4, \\
U_{03} &= -A_3 I_2 - R_{B1} I_3 - A_6 I_1 - R_{C2} I_4, \\
U_{04} &= -A_4 I_3 + R_{C1} I_1 - R_{B1} I_2, \\
U_{05} &= -A_5 I_4 - R_{C2} I_2 + R_{B2} I_1.
\end{aligned}$$

З п'ятого рівняння системи (3.29) визначаємо величину струму

$$i_5 = A_7 - A_8 i_3 - A_9 i_1 + A_{10} i_2, \quad (3.30)$$

$$\text{де } A_7 = U_{05} / A_5, \quad A_8 = R_{C2} / A_5, \quad A_9 = R_3 / A_5, \quad A_{10} = R_{B2} / A_5.$$

З четвертого рівняння системи (3.29) величина струму  $i_4$  описується формулою

$$i_4 = A_{11} + A_{12} i_2 - A_{13} i_1 - A_{14} i_3, \quad (3.31)$$

$$\text{де } A_{11} = U_{04} / A_4, \quad A_{12} = R_{C1} / A_4, \quad A_{13} = R_L / A_4, \quad A_{14} = R_{B1} / A_4.$$

На основі третього рівняння системи (3.29) струм  $i_3$  має вигляд

$$i_3 = A_{15} - A_{16} i_4 - A_{17} i_2 - A_{18} i_5, \quad (3.32)$$

$$\text{де } A_{15} = U_{03} / A_3, \quad A_{16} = R_{B1} / A_3, \quad A_{17} = A_6 / A_3, \quad A_{18} = R_{C2} / A_3.$$

З другого рівняння системи (3.29) величина струму  $i_2$  описується формулою

$$i_2 = A_{34} - A_{35} i_1, \quad (3.33)$$

$$\begin{aligned}
\text{де } A_{31} &= 1 - A_{27} A_{12} - A_{14} A_{27} A_{24} - A_{28} A_{24} - A_{29} A_8 A_{24} - A_{29} A_{10}, & A_{35} &= A_{33} / A_{31}, \\
A_{32} &= A_{26} + A_{27} A_{11} - A_{14} A_{27} A_{23} - A_{28} A_{23} + A_{29} A_7 - A_{29} A_8 A_{23}, & A_{34} &= A_{32} / A_{31}, \\
A_{33} &= A_{27} A_{13} + A_{27} A_{14} A_{25} + A_{28} A_{25} + A_{29} A_8 A_{25} + A_{29} A_9 + A_{30}, \\
A_{19} &= 1 - A_{16} A_{14} - A_{18} A_8, & A_{20} &= A_{15} - A_{16} A_{11} - A_{18} A_7, \\
A_{21} &= A_{16} A_{12} + A_{17} + A_{18} A_6, & A_{22} &= A_{16} A_{13} + A_{18} A_9, \\
A_{23} &= A_{20} / A_{19}, & A_{24} &= A_{21} / A_{19}, & A_{25} &= A_{22} / A_{19}, & A_{26} &= U_{02} / A_2, \\
A_{27} &= R_{C1} / A_2, & A_{28} &= A_6 / A_2, & A_{29} &= R_{B2} / A_2, & A_{30} &= R_2 / A_2.
\end{aligned}$$

Підставивши (3.30), (3.31), (3.32) і (3.33) у перше рівняння системи (3.29) визначаємо вольт-амперну характеристику перетворювача температури на основі біполярних транзисторів

$$U_{01} = A_{11}i_1 + R_L A_{11} + R_3 A_7 + (R_L A_{12} + R_3 A_{10} + R_2) A_{34} - (R_L A_{12} + R_3 A_{10} + R_2) A_{35} i_1 - \\ - A_{23} (R_L A_{14} + R_3 A_8) + (R_L A_{14} + R_3 A_8) A_{24} A_{34} - (R_L A_{14} + R_3 A_8) A_{24} A_{35} i_1 - R_3 A_9 i_1 - \\ - (R_L A_{14} + R_3 A_8) A_{25} i_1$$

Величина диференційного опору на електродах колектор-колектор має вигляд

$$\frac{dU_1}{di_1} = A_1 - (R_L A_{12} + R_3 A_{10} + R_2) A_{35} - (R_L A_{14} + R_3 A_8) A_{25} - R_3 A_9 .$$

Ділянка від'ємного опору на вольт-амперній характеристиці відповідає умові

$$|A_{35} (R_L A_{12} + R_3 A_{10} + R_2) + (R_L A_{14} + R_3 A_8) A_{25} + R_3 A_9| > |A_1| .$$

На рис.3.17 подана вольт-амперна характеристика перетворювача температури. Як видно з графіка, розбіжність теоретичної і експериментальної залежності не перевищує  $\pm 5\%$ :

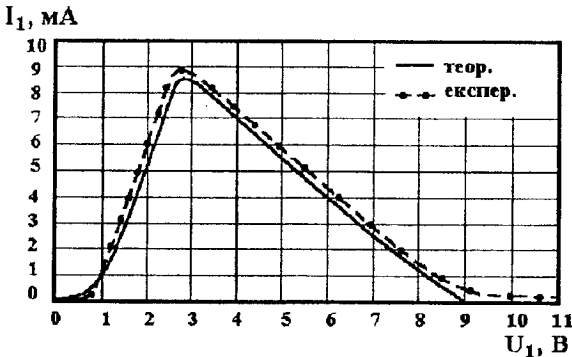


Рис.3.17. Вольт-амперна характеристика температурного перетворювача з термоопором

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

Включення термоопору в коло позитивного зворотного зв'язку значно змінює електронну схему перетворювача, тому потрібно розробити нову еквівалентну схему і провести необхідні розрахунки. Згідно електричній схемі перетворювача (рис.3.15) еквівалентна схема, яка враховує всі залежності елементів від температури, подана на рис.3.18.

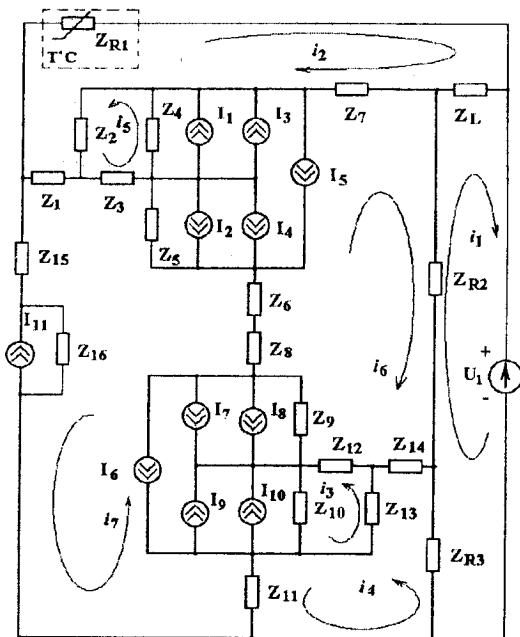


Рис.3.18. Еквівалентна схема перетворювача з термоопором

Система рівнянь Кірхгофа при врахуванні напрямків контурних струмів має вигляд

$$\begin{aligned}
 U_1 &= (Z_L + Z_{R3} + Z_{R2})i_1 - Z_{R2}i_6 - Z_Li_2 + Z_{R3}i_4, \\
 0 &= (Z_1 + Z_2 + Z_L + Z_7 + Z_{R1})i_2 + Z_2i_5 - Z_7i_6 - Z_Li_1 + Z_7i_7 + Z_2i_1 + Z_2i_3 - Z_2i_5, \\
 0 &= (Z_{10} + Z_{12} + Z_{13})i_3 - Z_{10}i_7 + Z_{10}i_9 + Z_{10}i_{10} - Z_{10}i_6 - Z_{13}i_9 - Z_{13}i_{10} + Z_{13}i_6 - Z_{13}i_4 + \\
 &+ Z_{12}i_6 - Z_{12}i_{10} - Z_{12}i_9 + Z_{12}i_6, \\
 0 &= (Z_{11} + Z_{13} + Z_{14} + Z_{R3})i_4 - Z_{13}i_3 + Z_{14}i_6 + Z_{R3}i_1 - Z_{11}i_7 + Z_{13}i_9 + Z_{13}i_{10} - Z_{13}i_6, \\
 0 &= (Z_2 + Z_3 + Z_4)i_5 + Z_2i_2 - Z_3i_7 + Z_4i_6 - Z_4i_1 - Z_4i_3 + Z_4i_5 + Z_2i_1 + Z_2i_3 - \\
 &- Z_2i_5 + Z_3i_1 + Z_3i_3 - Z_3i_5, \\
 0 &= (Z_{R2} + Z_4 + Z_5 + Z_6 + Z_8 + Z_9 + Z_{12} + Z_{14} + Z_7)i_6 - Z_{R2}i_1 + Z_{14}i_4 + Z_{12}i_3 - Z_{12}i_{10} - \\
 &- Z_{12}i_9 + Z_{12}i_6 + Z_9i_7 + Z_9i_7 + Z_9i_8 + Z_9i_6 + Z_6i_7 + Z_8i_7 + Z_5i_7 + Z_5i_2 + Z_5i_4 + Z_5i_5 + \\
 &+ Z_4i_5 - Z_4i_1 - Z_4i_3 + Z_4i_5 - Z_7i_2, \\
 0 &= (Z_{15} + Z_{16} + Z_{11} + Z_{10} + Z_9 + Z_8 + Z_6 + Z_5 + Z_3 + Z_1)i_7 + Z_{16}i_{11} - Z_{11}i_4 - Z_{10}i_3 - \\
 &- Z_{10}i_{10} - Z_{10}i_9 + Z_{10}i_6 + Z_9i_6 + Z_9i_8 + Z_9i_7 + Z_9i_6 + (Z_6 + Z_8)i_6 + Z_5i_6 + Z_5i_2 + \\
 &+ Z_5i_4 + Z_5i_5 - Z_3i_5 + Z_3i_5 - Z_3i_1 - Z_3i_3 + Z_1i_2,
 \end{aligned}$$

(3.34)

де параметри елементів еквівалентної схеми позначені в формулі (3.25). Їх числові значення отримані з робіт [105-107]. Розв'язок системи рівнянь дав змогу отримати теоретичну залежність активної і реактивної складових повного опору, частоти генерації від температури навколишнього середовища, а також функцію перетворення.

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 похибкою  $\pm 0,1^\circ \text{C}$ . 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 до 4 В активна складова в незначній мірі залежить від температури, але при збільшенні напруги ця залежність стає суттєвою.

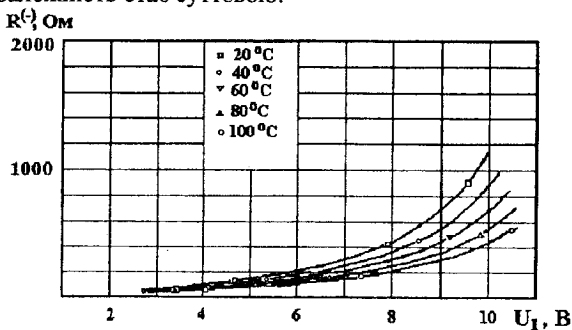


Рис.3.19. Залежність активної складової від напруги живлення при різних значеннях температури

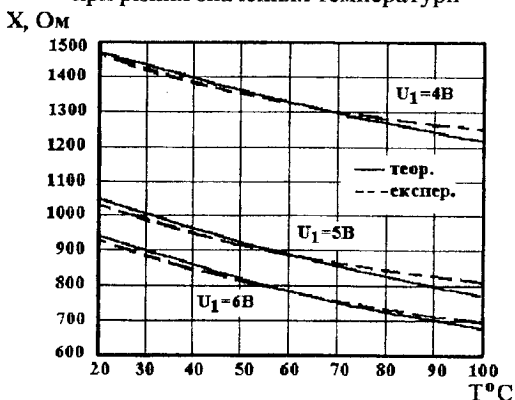


Рис.3.20. Теоретична та експериментальна залежність реактивної складової від температури для перетворювача з напівпровідниковим термоопором ММТ-1

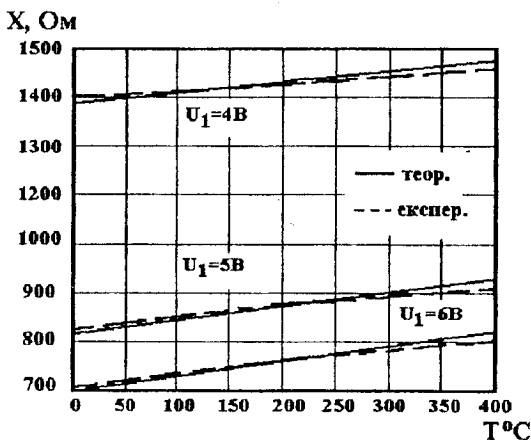


Рис.3.21. Теоретична та експериментальна залежність реактивної складової від температури для структури з металевим термоопором

Залежність реактивної складової від температури для структури з напівпровідниковим термоопором ММТ-1 подано на рис.3.20. Аналіз показує, що зменшення величини реактивної складової зв'язано із збільшенням термогенерації носіїв заряду. 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 (3.34). 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 має вигляд

$$F_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(R_i(T)^2 C_i^2 - C_{vx} L) + \sqrt{(R_i(T)^2 C_i^2 - C_{vx} L)^2 + 0.4 C_{vx} L R_i(T)^2 C_i^2}}{C_{vx} L R_i(T)^2 C_i^2}} \pi$$

Числові розрахунки на персональному комп'ютері типу PENTIUM дозволяють отримати функцію перетворення у вигляді графіка (рис.3.22, рис.3.23). Функція чутливості описується рівнянням:

$$S_T = \frac{1}{4} \left( \frac{2R_i(T)C_i^2 \frac{\partial R_i(T)}{\partial T} + \frac{1}{2} \frac{4A_1 R_i(T)C_i^2 \frac{\partial R_i(T)}{\partial T} + 0.8C_{vx} L R_i(T)C_i^2 \frac{\partial R_i(T)}{\partial T}}{\sqrt{B_1}} \right) / \frac{\left( R_i(T)^2 C_i^2 - C_{vx} L + \sqrt{B_1} \right) \frac{\partial R_i(T)}{\partial T}}{C_{vx} L R_i(T)^2 C_i^2} \cdot \pi \sqrt{\frac{A_1 + \sqrt{B_1}}{C_{vx} L R_i(T)^2 C_i^2}}$$

де

$$B_1 = A_1^2 + 0.4C_{vx} L R_i(T)^2 C_i^2,$$

$$A_1 = R_i(T)^2 C_i^2 - C_{vx} L.$$

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.

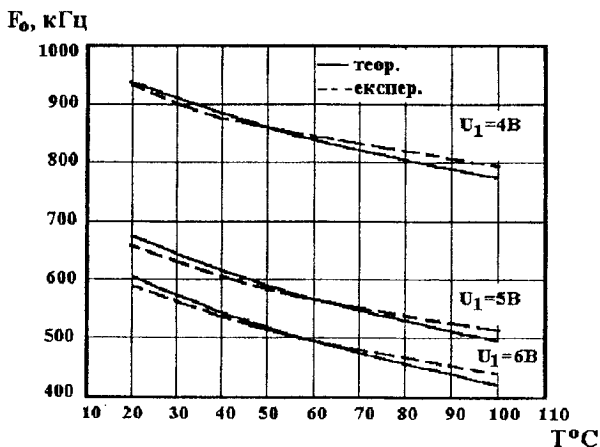


Рис.3.22. Теоретична та експериментальна залежність частоти генерації від температури для перетворювача з термоопором ММТ-1



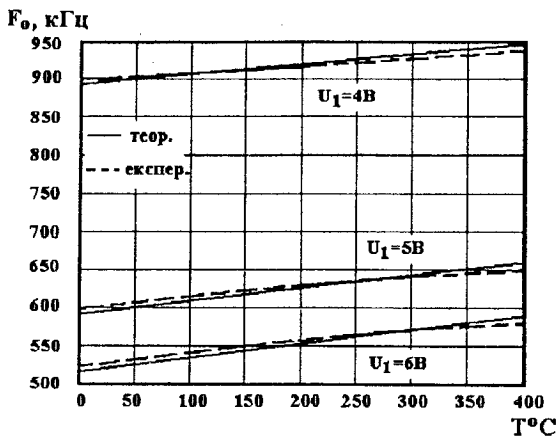


Рис.3.23. Теоретична та експериментальна залежність частоти генерації від температури для перетворювача з металевим термоопором

Аналіз графіка (рис.3.23) показує, що підвищення температури в діапазоні від 0°C до 400°C приводить до лінійного збільшення частоти генерації на 36,6 кГц при напрузі живлення 4 В, а якщо напруга живлення 6 В – 60,2 кГц. Це зростання частоти генерації викликано збільшенням опору металевого термочутливого елемента, який включено в коло зворотного позитивного зв'язку. Чутливість частотних термочутливих перетворювачів з напівпровідниковим термоопором ММТ-1 та металевим термоопором наведено на рис.3.24 і рис.3.25.

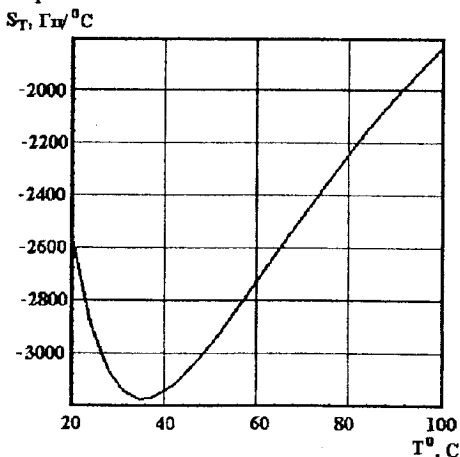


Рис.3.24. Чутливість частотного термочутливого перетворювача з напівпровідниковим термоопором ММТ-1

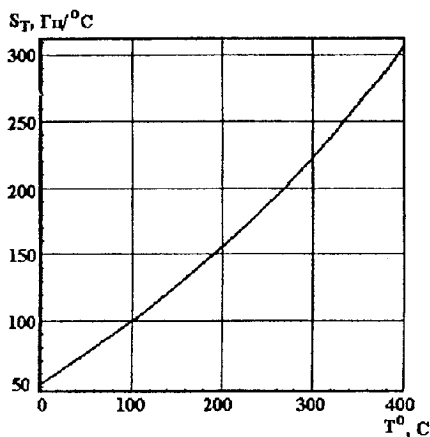


Рис.3.25. Чутливість частотного термочутливого перетворювача з металевим термоопором

Отже, теоретичні і експериментальні дослідження свідчать про можливість створення високочастотного температурного перетворювача на транзисторній структурі з від'ємним опором. На рис.3.26 подана конструкція температурного перетворювача.

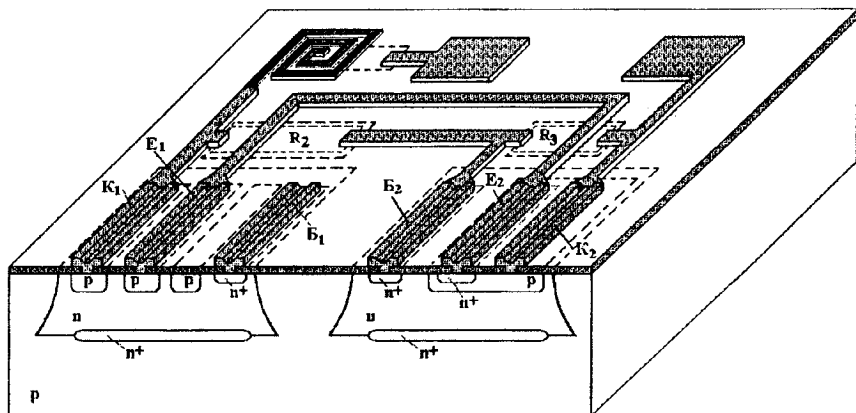


Рис.3.26. Конструкція температурного перетворювача

### 3.6. Розрахунки повного опору, виведення функції перетворення і рівняння чутливості перетворювача температури на основі двох МДН транзисторів

Транзисторна структура з вольт-амперною характеристикою лямбда-типу складається з двох МДН транзисторів. Принципова схема цієї структури приведена на рис.3.27. Між стоками транзисторів в результаті додатного зворотного зв'язку виникає повний опір, активна складова якого має від'ємне значення, а реактивна складова - ємнісний характер.

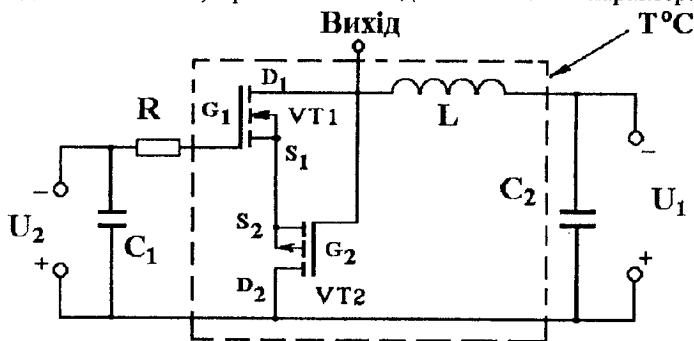


Рис.3.27. Електрична схема МДН-транзисторної структури з від'ємним опором

Зміна температури оточуючого середовища впливає на різні параметри і характеристики МДН-транзисторів, а саме на рухливість носіїв, порогову напругу, зворотні струми переходів стоку і витоків та інші параметри [101, 109, 110], що відбивається на зміні елементів еквівалентної схеми від температури, яка приведена на рис.3.28.

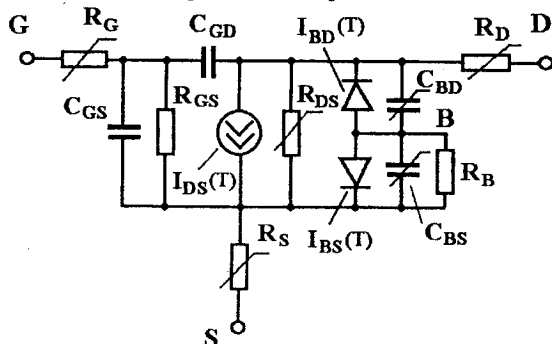


Рис.3.28. Еквівалентна схема МДН-транзистора з врахуванням температурних залежностей параметрів

В еквівалентній схемі використані такі позначення:  $R_G, R_D, R_S$  - об'ємний опір затвору, стоку і витоку відповідно;  $C_{GD}$  - ємність затвор-стік;  $C_{GS}$  - ємність затвор-витік;  $C_{BD}$ , - ємність переходу підкладка-стік при нульовому зміщенні;  $C_{BS}$  - ємність переходу підкладка-витік при нульовому зміщенні  $R_B$  - об'ємний опір підкладки;  $R_{GS}$  - опір затвор-витік;  $R_{DS}$  - опір каналу транзистора.

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

Струм насичення р-п переходу підкладки залежить від температури [101]:

$$I_S(T) = I_S \exp\left(\frac{E_g(T)}{V_i(T)}\right),$$

де  $V_i = kT/q$  - температурний потенціал;  $T$  - температура;  $q$  - заряд електрону;  $k$  - стала Больцмана;  $E_g$  - ширина забороненої зони.

Залежність ширини забороненої зони для кремнію від температури оточуючого середовища описується виразом [101]:

$$E_g(T) = 1,16 - 0,00072T^2 / (T + 1108),$$

Щільність струму насичення

$$J_S(T) = J_S \exp\left(\frac{E_g(T)}{V_i(T)}\right),$$

а питома щільність струму насичення має вигляд [101]:

$$J_{SW}(T) = J_{SW} \exp\left(\frac{E_g T}{T_0} - \frac{E_g(T)}{V_i}\right),$$

Напряга інверсії бокової поверхні р-п переходу [102]:

$$V_{BSW}(T) = \frac{V_{BSW} T}{T_0} - 3V_i(T) \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) - \frac{E_g T}{T_0} + E_g(T),$$

Контактна різниця потенціалів переходу діелектрик-напівпровідник [102]:

$$\varphi_{SiO_2}(T) = \frac{\varphi_{SiO_2} T}{T_0} - 3V_i(T) \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) - \frac{E_g T}{T_0} + E_g(T), \quad (3.35)$$

Ємність переходу підкладка-стік при нульовому зміщенні описується виразом [105]:

$$C_{BD}(T) = C_{BD}(1 + M_J(0,0004(T - T_0) + 1 - V_B(T)/V_B)),$$

де  $M_J$  - коефіцієнт який враховує плавність переходу підкладка-стік (0,5);  $V_B$  - напруга інверсії приповерхневого шару підкладки (0,8 В).

Ємність переходу підкладка-витік при нульовому зміщенні знаходимо з формули [105]:

$$C_{BS}(T) = C_{BS}(1 + M_J(0,0004(T - T_0) + 1 - V_B(T)/V_B)).$$

Залежність питомої ємності р-п переходу при нульовому зміщенні (на площу переходу) від температури має вигляд [105]:

$$C_J(T) = C_J(1 + M_J(0,0004(T - T_0) + 1 - V_B(T)/V_B)).$$

Питома ємність бокової поверхні переходу при нульовому зміщенні описується виразом [105]:

$$C_{JSW}(T) = C_{JSW}(1 + M_{JSW}(0,0004(T - T_0) + 1 - V_B(T)/V_B)),$$

де  $M_{JSW}$  - коефіцієнт нахилу бокової поверхні переходу підкладка-стік.

При напругах на затворі, що забезпечують сильну інверсію поверхневої провідності, рухливість носіїв при  $T > 300$  К зменшується з ростом температури по закону [110]:

$$\mu(T) = \mu(T_0)(T/T_0)^{-3/2},$$

де  $T_0$  - нормальна температура 300 К;  $\mu(T_0)$  - рухливість при  $T = 300$  К.

Коефіцієнт пропорційності [102]

$$K_P(T) = K_P(T_0)(T/T_0)^{-3/2},$$

де  $K_P = 2 \cdot 10^{-5} \text{ A/V}^2$ .

Струм переходу підкладка-витік  $I_{BS}$  і струм переходу підкладка-стік  $I_{BD}$  описуються відповідно виразами [102]:

$$I_{BS}(T) = I_{SS}(T) \cdot \left( \exp\left(\frac{V_{BS}}{N \cdot kT/q}\right) - 1 \right),$$

$$I_{BD}(T) = I_{SD}(T) \cdot \left( \exp\left(\frac{V_{BD}}{N \cdot kT/q}\right) - 1 \right),$$

де  $I_{SS}(T) = I_{SD}(T) = I_S(T)$ ;  $N$  - коефіцієнт неідеальності переходу підкладка-стік (витік) дорівнює 1,1 - 1,3.

Вираз для порогової напруги МДН транзистора для аналітичних моделей має вигляд [110]:

$$U_T = \varphi_{SiO_2} + 2\varphi_B - \frac{Q_S}{C_O} + \frac{1}{C_O} \sqrt{4\varepsilon_S \cdot q \cdot N_{A(D)} \cdot \varphi_B}, \quad (3.36)$$

де  $Q_S$  - питомий поверхневий заряд,  $\Phi/m^2$ ;  $\varepsilon_S$  - відносна електрична проникність напівпровідника;  $N_{A(D)}$  - концентрація домішок;  $C_O$  - питома ємність оксиду.

Потенціал Фермі, що входить у вираз (3.35) також залежить від температури [110]:

$$\varphi_B = \pm kT/q \cdot \ln(N_{A(D)}/n_i(T)), \quad (3.37)$$

$$n_i(T) = 3,9 \cdot 10^{16} \cdot T^{3/2} \exp(-E_g(T)/V_i). \quad (3.38)$$

Температурна залежність порогової напруги, враховуючи (3.35), (3.37), (3.38) описується виразом:

$$U_T(T) = \left( \frac{\varphi_{SiO_2} T}{T_0} - 3V_i(T) \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) - \frac{E_g T}{T_0} + E_g(T) \right) + 2kT/q \cdot \ln\left(N_A / (3,9 \cdot 10^{16} \cdot T^{3/2} \exp(-E_g(T)/V_i))\right) - \frac{Q_S}{C_O} + \frac{1}{C_O} \sqrt{\frac{4\varepsilon_S \cdot N_A \cdot kT}{\ln(N_A / (3,9 \cdot 10^{16} \cdot T^{3/2} \exp(-E_g(T)/V_i)))}}$$

Статична вихідна характеристика МДН транзистора в лінійному режимі із врахуванням температурних залежностей за виконання умови  $U_{DS} < (U_{GS} - U_T)$  описується виразом [110]:

$$I_{DS}(T) = \frac{\mu(T) \cdot C_o \cdot W}{L} \left( (U_{GS} - U_T(T)) \cdot U_{DS} - \frac{U_{DS}^2}{2} \right),$$

де  $W$  - ширина каналу,  $L$  - довжина каналу,

Струм стоку в режимі насичення при  $U_{DS} \geq (U_{GS} - U_T(T))$  може бути описаний формулою [110]:

$$I_{DSsat}(T) = \frac{\mu(T) \cdot C_o \cdot W}{6L} \left( (U_{DSsat} + 2\varphi_B)^2 + U_{GS}(U_{DSsat} + 2\varphi_B) - 12\varphi_B(U_{GS} - \varphi_B - \frac{4}{3}K\varphi_B^{1/2}) \right),$$

де  $U_{DSsat} = U_{GS} - 2\varphi_B + K^2(1 - (1 + 2U_{GS}/K^2)^{1/2})$ ,

$$K = (\varepsilon_s q N_{A(D)} / C_o)^{1/2}.$$

Опір стік-витік  $R_{DS}$  в лінійній області визначається виразом [110]:

$$R_{DS}(T) = \frac{L}{W\mu(T)C_o}(U_{GS} - U_T(T)),$$

а в області насичення

$$R_{DS}(T) = \frac{12 \left[ L(U_D - U_{DSsat})^{1/2} - 2(\varepsilon_s / q N_{A(D)})^{1/2} (U_D - U_{DSsat}) \right]}{W\mu(T)C_o \left( 2\varepsilon_s / q N_{A(D)} \right)^{1/2}} \times \\ \times \frac{1}{(U_{DSsat} + 2\varphi_B)^2 + U_{GS}(U_{DSsat} + 2\varphi_B) - 12\varphi_B(U_{GS} - \varphi_B - 4/3K\varphi_B^{1/2})}$$

Об'ємні опори стоку, витоку, затвору і підкладки визначаються виразами [105]:

$$R_D = 4kT \cdot S_{RD}, \quad R_S = 4kT \cdot S_{RS}, \quad R_G = 4kT \cdot S_{RG}, \quad R_B = 4kT \cdot S_{RB},$$

де  $S_{RD}, S_{RS}, S_{RG}, S_{RB}$  - спектральна густина теплового шуму, створюваного об'ємними опорами стоку, виточу, затвору і підкладки відповідно.

Вважається, що такі елементи еквівалентної схеми, як  $C_{GD}, C_{GS}, R_{GS}$  не залежать від температури в робочому діапазоні частотного перетворювача [105].

Таким чином отримані всі температурозалежні елементи еквівалентної схеми, які необхідні для побудови математичної моделі частотного 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 стоку польового транзистора VT1 і затвору VT2 (рис.3.27).

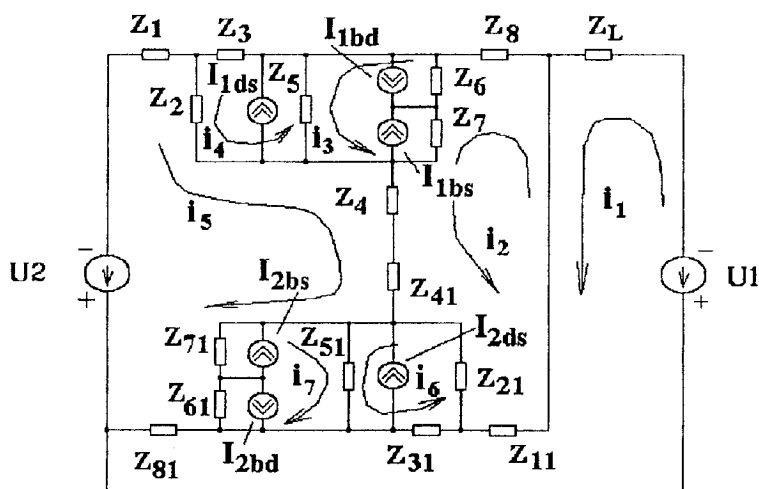


Рис.3.29. Еквівалентна схема температурного перетворювача

Для аналізу поведінки функціонального перетворювача від змін частоти, режимів живлення, температури оточуючого 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 (Рис.3.29). Розрахунок проведений за допомогою системи рівнянь Кірхгофа на основі метода контурних струмів. Система рівнянь має такий вигляд:



$$\begin{aligned}
U_1 &= (Z_L + Z_{11} + Z_{31} + Z_{81})i_1 - Z_{11}i_2 - Z_{31}i_6 + Z_{81}i_5 + Z_{31}I_{2DS}; \\
0 &= -Z_6i_3 + (Z_8 + Z_6 + Z_7 + Z_4 + Z_{41} + Z_{21} + Z_{11})i_2 - Z_6I_{1BD} - \\
&\quad - Z_7i_3 + Z_7I_{1BS} + Z_4i_5 + Z_{41}i_5 - Z_{21}i_6 + Z_{21}I_{2DS} - Z_{11}i_5; \\
0 &= (Z_5 + Z_7 + Z_6)i_3 - Z_5i_4 + Z_5I_{1DS} + Z_6I_{1BD} - Z_7I_{1BS} - Z_6i_2 - Z_7i_2; \\
0 &= (Z_3 + Z_2 + Z_5)i_4 + Z_2i_5 - Z_5I_{1DS} - Z_5i_3; \\
U_2 &= (Z_1 + Z_2 + Z_4 + Z_{41} + Z_{71} + Z_{61} + Z_{81})i_5 + Z_2i_4 + Z_2I_{1DS} + Z_4i_2 + \\
&\quad + Z_{41}i_2 - Z_7i_7 + Z_7I_{2BS} - Z_6i_7 - Z_6I_{2BD} + Z_{81}i_5; \\
0 &= (Z_{51} + Z_{31} + Z_{21})i_6 + Z_{51}i_7 + Z_{51}I_{2DS} - Z_{31}i_1 - Z_{21}i_2 - Z_{21}I_{2DS}; \\
0 &= (Z_{71} + Z_{61} + Z_{51})i_7 - Z_{71}i_5 - Z_{71}I_{2BS} - Z_{61}i_5 + Z_{61}I_{2BD} + Z_{51}i_6 + Z_{51}I_{2DS}.
\end{aligned} \tag{3.39}$$

де

$$\begin{aligned}
Z_1 &= R_{G1}; & Z_4 &= R_{S1}; & Z_8 &= R_{D1}(T); & Z_5 &= R_{DS1}(T); \\
Z_{11} &= R_{G2}; & Z_{41} &= R_{S2}; & Z_{81} &= R_{D2}(T); & Z_{51} &= R_{DS2}(T); \\
Z_2 &= \frac{R_{GS1}(T)}{1 + \omega^2 R_{GS1}^2(T) C_{GS1}^2(T)} - \frac{j R_{GS1}^2(T) \omega C_{GS1}(T)}{1 + \omega^2 R_{GS1}^2(T) C_{GS1}^2(T)}; & Z_3 &= -j / (\omega C_{GD1}(T)); \\
Z_{21} &= \frac{R_{GS2}(T)}{1 + \omega^2 R_{GS2}^2(T) C_{GS2}^2(T)} - \frac{j R_{GS2}^2(T) \omega C_{GS2}(T)}{1 + \omega^2 R_{GS2}^2(T) C_{GS2}^2(T)}; & Z_{31} &= -j / (\omega C_{GD2}(T)); \\
Z_7 &= \frac{R_{B1}(T)}{1 + \omega^2 R_{B1}^2(T) C_{BS1}^2(T)} - \frac{j R_{B1}^2(T) \omega C_{BS1}(T)}{1 + \omega^2 R_{B1}^2(T) C_{BS1}^2(T)}; & Z_6 &= -j / (\omega C_{BD1}(T)); \\
Z_{71} &= \frac{R_{B2}(T)}{1 + \omega^2 R_{B2}^2(T) C_{BS2}^2(T)} - \frac{j R_{B2}^2(T) \omega C_{BS2}(T)}{1 + \omega^2 R_{B2}^2(T) C_{BS2}^2(T)}; & Z_{61} &= -j / (\omega C_{BD2}(T)); \\
Z_L &= j \omega L_1.
\end{aligned}$$

Значення параметрів елементів еквівалентної схеми (рис.3.29) для теоретичних розрахунків отримані з робіт [105, 106, 107]. Розв'язок системи рівнянь (3.39) дало змогу отримати теоретичну залежність вольт-амперної характеристики функціонального перетворювача (рис.3.30).

Для експериментальних досліджень була виготовлена гібридна мікросхема транзисторної структури з від'ємним опором. В гібридній інтегральній схемі були застосовані кристали польових транзисторів BSS 284 та BF 998. Дослідження температурних характеристик проводились в термокамері, що підтримує температуру з точністю  $\pm 0,5^\circ$  C.

На рис.3.30 зображена теоретична та експериментальна залежність вольт-амперної характеристики частотного перетворювача від температури. Аналіз кривих показує, що з підвищенням температури збільшується максимальний струм лямбда-структури за рахунок термогенерації носіїв заряду, отже термогенерація носіїв має більший вплив на вихідний струм приладу ніж зміна рухливості носіїв заряду.

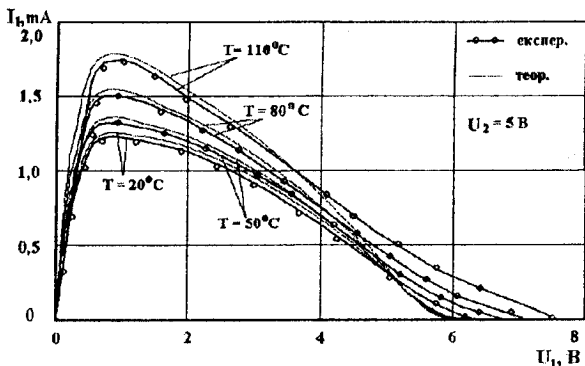


Рис.3.30. Теоретична та експериментальна залежність ВАХ частотного перетворювача від температури

На основі системи рівнянь (3.39), можна визначити функцію перетворення

$$F_0 = \frac{\sqrt{2} \sqrt{\frac{A_1 - \sqrt{A_1^2 + 4L_1 C_{GD}(T) R_{DS}^2(T) C_{GS}^2(T)}}{L_1 C_{GD}(T) R_{DS}^2(T) C_{GS}^2(T)}}}{4\pi}$$

де  $A_1 = R_{DS}^2(T) C_{GD}(T) C_{GS}(T) + R_{DS}^2(T) C_{GS}^2(T) - L_1 C_{GD}(T)$ ,

і чутливість перетворювача

$$S_B = -\frac{1}{8} \sqrt{2} \left( R_{DS}^2(T) C_{GS}^2(T) \left( \frac{\partial C_{GD}(T)}{\partial T} \right) + R_{DS}^3(T) C_{GD}^2(T) C_{GS}(T) \left( \frac{\partial C_{GS}(T)}{\partial T} \right) \right) \sqrt{A_2} +$$

$$+ C_{GD}^3(T) R_{DS}^5(T) C_{GS}^2(T) \left( \frac{\partial C_{GS}(T)}{\partial T} \right) + C_{GD}^2(T) R_{DS}^5(T) C_{GS}^3(T) \left( \frac{\partial C_{GS}(T)}{\partial T} \right) + C_{GD}(T) *$$

$$* R_{DS}^5(T) C_{GS}^4(T) \left( \frac{\partial C_{GD}(T)}{\partial T} \right) + C_{GD}(T) R_{DS}^3(T) C_{GS}^3(T) L_1 \left( \frac{\partial C_{GD}(T)}{\partial T} \right) - 2 C_{GD}^3(T) R_{DS}^2(T) *$$

$$* C_{GS}^2(T) L_1 \left( \frac{\partial R_{DS}(T)}{\partial T} \right) - 3 C_{GD}^3(T) R_{DS}^2(T) C_{GS}(T) L_1 \left( \frac{\partial C_{GS}(T)}{\partial T} \right) + 2 C_{GD}^2(T) R_{DS}^2(T) C_{GS}^3(T) *$$

$$* L_1 \left( \frac{\partial R_{DS}(T)}{\partial T} \right) + 2 C_{GD}^2(T) R_{DS}^3(T) C_{GS}^2(T) L_1 \left( \frac{\partial C_{GS}(T)}{\partial T} \right) + R_{DS}^3(T) C_{GS}^3(T) \sqrt{A_2} \left( \frac{\partial C_{GD}(T)}{\partial T} \right) -$$

$$- 2 \left( \frac{\partial R_{DS}(T)}{\partial T} \right) \sqrt{A_2} C_{GD}^2(T) C_{GS}(T) L_1 - 2 \left( \frac{\partial C_{GS}(T)}{\partial T} \right) R_{DS}(T) C_{GD}^2(T) \sqrt{A_2} + 2 \left( \frac{\partial R_{DS}(T)}{\partial T} \right) *$$

$$* \sqrt{A_2} C_{GD}^3(T) C_{GS}(T) L_1^2 + 2 \left( \frac{\partial C_{GS}(T)}{\partial T} \right) C_{GD}^3(T) C_{DS}(T) L_1^2 \left. \right) / \left( -\pi \sqrt{A_2} L_1 C_{GD}^2(T) R_{DS}^3(T) *$$

$$* C_{GS}^3(T) \sqrt{\frac{-R_{DS}^2(T) C_{GS}(T) C_{GD}(T) - R_{DS}^2(T) C_{GS}^2(T) + L_1 C_{GD}(T) - \sqrt{A_2}}{L_1 C_{GD}(T) R_{DS}^2(T) C_{GS}^2(T)}} \right)$$

ДС

$$A_2 = R_{DS}^4(B)C_{GS}^2(B)C_{GD}^2(B) + 2R_{DS}^4(B)C_{GS}^3(B)C_{GD}(B) - 2R_{DS}^2(B)C_{GS}(B) \times \\ \times C_{GD}^2(B)L_1 + R_{DS}^4(B)C_{GS}^4(B) + 2L_1R_{DS}^2(B)C_{GS}^2(B) + L_1^2C_{GD}^2(B).$$

Залежність частоти генерації від температури зображена на рис.3.31. Із графіка видно, що підвищення температури в діапазоні від 0° до 90° С приводить до лінійного зниження частоти генерації на 18 кГц, але в діапазоні 90° - 100° С спостерігається різкий нелінійний спад частоти. Цей спад викликаний термогенерацією носіїв заряду, яка збільшує еквівалентну ємність транзисторної структури при незмінних напругах живлення та керування.

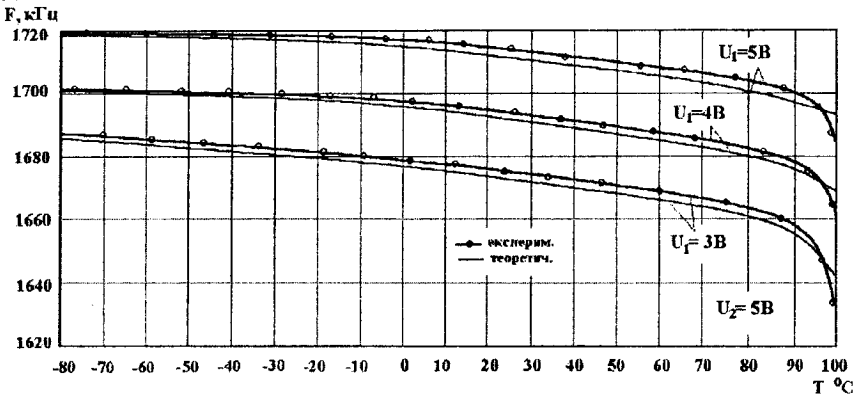


Рис.3.31. Теоретична та експериментальна залежність частоти генерації від температури

Отже, теоретичні та експериментальні дослідження свідчать про можливість створення температурного перетворювача на основі двох МДН транзисторів в температурному діапазоні від - 100° С до 90° С.

### 3.7. Розрахунки повного опору, виведення функції перетворення і рівняння чутливості перетворювача температури на основі біполярних транзисторів з активним індуктивним елементом

Виконання температурного перетворювача у вигляді інтегральної схеми потребує застосування плівкової технології для виготовлення пасивного індуктивного елемента у вигляді спіралі, проте її добротність має невелике значення [92, 111] і, по-друге, її розміри на частотах до 10<sup>6</sup> Гц несумісні з розмірами інтегральної схеми перетворювача. Тому для вирішення цієї проблеми запропоновано використати індуктивний характер повного

опору біполярного транзистора з RC-колом, яке легко виконується у вигляді інтегральної схеми [62]. Отже, схема частотного перетворювача температури з активним індуктивним елементом подана на рис.3.32. Термочутливі біполярні транзистори VT1, VT2 і VT3 реалізують генератор електричних коливань, в якому коливальний контур утворений ємнісною складовою повного опору на електродах колектор-колектор термочутливих біполярних транзисторів VT1 і VT2 та індуктивною складовою повного опору на електродах емітер-колектор термочутливого біполярного транзистора VT3. Таким чином, при дії температури на термочутливі транзистори VT1, VT2 і VT3 змінюється як ємність, так і індуктивність коливального контуру генератора, що значно підвищує чутливість і точність виміру температури, при цьому така схема перетворювача повністю реалізується у вигляді інтегральної схеми.

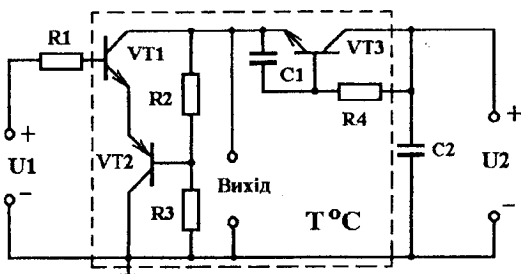


Рис.3.32. Схема частотного перетворювача температури

Залежність параметрів еквівалентної схеми біполярних транзисторів VT1 і VT2, які утворюють ємність коливального контуру від дії температури, розглянуто у роботах [112, 113, 114]. В даній роботі розглянута залежність активної індуктивності і добротності від зміни температури. Значення індуктивності на основі біполярного транзистора з RC- колом розраховані у роботі [62], яка має вигляд

$$L = \frac{1}{\omega} \cdot \frac{A_4 A_1 - A_3 A_2}{A_1^2 + A_2^2}, \quad (3.40)$$

$$\text{де } A_1 = \omega C \left[ (r_6 - R\alpha_1)^2 - (R\alpha_2)^2 + \frac{1}{(\omega C)^2} \right],$$

$$A_2 = \omega C [2R\alpha_2(r_6 - R\alpha_1)],$$

$$A_3 = \left[ R\alpha_1(r_6 - R) + r_6 \frac{R^2}{r_K} - 2 \frac{R^3}{r_K} \alpha_1 + \frac{R^2 \alpha_2^2}{(\omega C)^2} \right],$$

$$A_4 = \left[ 2R^2 \alpha_1 \alpha_2 - r_6 R \alpha_2 + \frac{2R^3}{r_K} \alpha_2 \right],$$

$\alpha_1 = \frac{\alpha_0}{1 + (f/f_a)^2}$  - дійсна складова коефіцієнта передачі струму у схемі із загальною базою,

$\alpha_2 = \frac{\alpha_0 f / f_a}{1 + (f/f_a)^2}$  - уявна складова коефіцієнта передачі струму у схемі із загальною базою,

$f_a$  - гранична частота біполярного транзистора у схемі із загальною базою,

$f$  - робоча частота.

Добротність індуктивності визначається формулою

$$Q = \frac{(A_4 A_1 - A_3 A_2) \omega C}{\omega C (A_3 A_1 + A_4 A_2) - (A_1^2 + A_2^2)} \quad (3.41)$$

Формули (3.40) і (3.41) отримані при умові  $r_K \gg R$ ,  $R \gg r_6$ ,  $r_6 \gg r_e$ . Вплив температури на індуктивність і добротність визначається через залежність  $r_6$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $r_K$ , як показує аналіз (3.40) і (3.41). Залежність опору  $R$  і ємності  $C$ , які утворюють коло зворотного зв'язку у біполярному транзисторі VT3, також треба враховувати.

Розглянемо залежність вищезгаданих параметрів від температури. Залежність  $\alpha_1$  і  $\alpha_2$  від температури визначається через температурну залежність складових, які входять в їх аналітичний вираз

$$\alpha_{1,2} = \frac{1 - \frac{W_0^2}{L_{p6}^2}}{1 + \frac{\rho_e W_0}{\rho_6 L_{ne}}}, \quad (3.42)$$

де  $W_0$  - ширина бази,  $\rho_e, \rho_6$  - питомий опір області емітера і бази,  $L_{p6}, L_{ne}$  - дифузійна довжина дірок в області бази і електронів у області емітера.

Якщо прийняти, що  $W_0$  не залежить від температури,  $L_{pб}$  і  $L_{ne}$  незначно змінюються від температури,  $\rho_e$  практично не залежить від температури, а  $\rho_b$  значно збільшується зі зростанням температури. Просумувавши усі ці фактори, можна сказати, що при збільшенні температури величини  $\alpha_{1,2}$  будуть зростати, що підтверджуються експериментальними дослідженнями [115, 116]. Залежність опору  $R$  і внутрішнього активного опору бази  $r_b$  від температури виражається в такий спосіб: питомий опір базового матеріалу зростає з температурою [115, 116], а внутрішній активний опір бази відповідно до  $r_b = \rho_b / W_0$  спрощеної формули знаходиться у прямій залежності від питомого опору базового матеріалу, отже, він також буде зростати.

Залежність граничної частоти в схемі із загальною базою виражаються формулою

$$f_\alpha = \frac{1,22kT\mu_n}{\pi qW_{ef}^2}, \quad (3.43)$$

де  $k$  – стала Больцмана,  $T$  – температура,  $\mu_n$  – рухливість електронів,  $W_{ef}$  – ефективна товщина бази,  $q$  – заряд електрона.

З формули (3.43) видно, що  $f_\alpha$  – пропорційна температурі  $T$  і рухливості носіїв заряду, яка убуває із зростанням температури за законом  $T^{-3/2}$ . Таким чином, загальний ефект буде такий, що  $f_\alpha$  буде зменшуватись зі зростанням температури. Ємність  $C$  кола зворотного зв'язку біполярного транзистора VT3 вважаємо, що не залежить від температури, тому що вона виготовлена на основі SiO<sub>2</sub> [111]. Залежність опору колектора від температури описується виразом (3.24).

Таким чином, визначивши залежність всіх складових від температури, що входять у формули (3.40) і (3.41), можна отримати залежність індуктивності і добротності від температури. Слід зауважити, що формули (3.40) – (3.43) не зовсім точно описують залежність активної індуктивності і добротності від температури, тому що необхідно врахувати залежність ємнісної складової від температури, а також врахувати вплив активних складових повних опорів, які входять як в ємнісну, так і в індуктивну складові повних опорів на електродах колектор-колектор VT1 і VT2, та на електродах емітер-колектор VT3. Тому виникає необхідність розрахувати повні опори і на їх основі отримати функцію перетворення і чутливості.

Еквівалентна схема перетворювача, яка містить елементи, що залежать від дії температури, подана на рис.3.33. Для зручності розрахунків перетворимо її у більш компактну (рис.3.34). Система рівнянь Кірхгофа, згідно рис.3.34, має вигляд

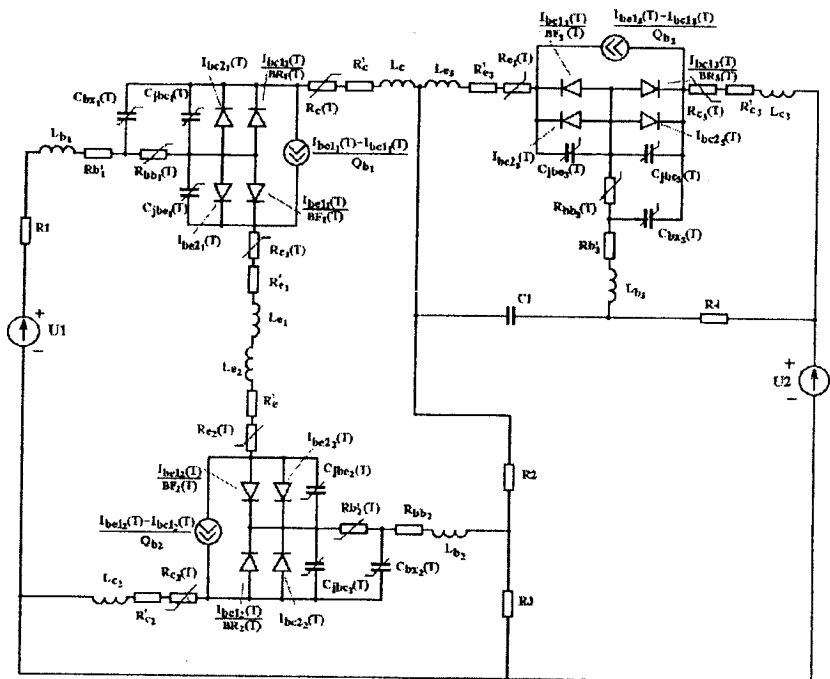


Рис.3.33. Еквівалентна схема перетворювача температури

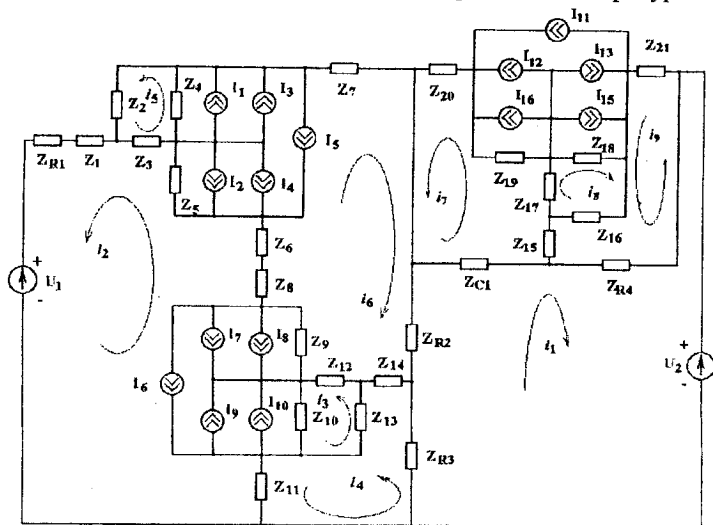


Рис.3.34. Перетворена еквівалентна схема

$$\begin{aligned}
U_2 &= (Z_{R3} + Z_{R2} + Z_{C1} + Z_{R4})i_1 + Z_{R3}i_4 - Z_{R2}i_6 + Z_{C1}i_7 + Z_{R4}i_9, \\
U_1 &= (Z_{R1} + Z_1 + Z_3 + Z_5 + Z_6 + Z_8 + Z_9 + Z_{10} + Z_{11})i_2 - Z_3i_5 - Z_3I_1 - Z_3I_3 + Z_3I_5 + Z_5I_2 + Z_5I_4 + \\
&+ Z_5I_5 + Z_5i_6 + Z_6i_6 + Z_8i_6 + Z_9i_6 + Z_9i_8 + Z_9i_7 + Z_9i_6 - Z_{10}i_3 - Z_{10}I_{10} - Z_{10}I_9 + Z_{10}I_6 - Z_{11}i_4, \\
0 &= (Z_{10} + Z_{13} + Z_{12})i_3 - Z_{10}i_2 + Z_{10}I_{10} + Z_{10}I_9 - Z_{10}I_6 - Z_{13}i_4 - Z_{13}I_{10} - Z_{13}I_9 + Z_{13}I_6 + \\
&+ Z_{12}i_6 - Z_{12}I_{10} - Z_{12}I_9 + Z_{12}I_6, \\
0 &= (Z_{R3} + Z_{14} + Z_{13} + Z_{11})i_4 + Z_{R3}i_1 + Z_{14}i_6 - Z_{13}i_3 + Z_{13}I_9 + Z_{13}I_{10} - Z_{13}I_6 - Z_{11}i_2, \\
0 &= (Z_3 + Z_4 + Z_2)i_5 - Z_3i_2 + Z_3I_1 + Z_3I_3 - Z_3I_5 + Z_4i_6 - Z_4I_1 - Z_4I_3 + Z_4I_5 + Z_2I_1 + Z_2I_3 - Z_2I_5, \\
0 &= (Z_{R2} + Z_{14} + Z_{12} + Z_9 + Z_8 + Z_6 + Z_5 + Z_4 + Z_7)i_6 - Z_{R2}i_1 + Z_{14}i_4 + Z_{12}i_3 - Z_{12}I_9 - Z_{12}I_{10} + Z_{12}I_6 + \\
&+ Z_9i_2 + Z_9i_8 + Z_9i_7 + Z_9i_6 + Z_8i_2 + Z_6i_2 + Z_5i_2 + Z_5I_4 + Z_5I_2 + Z_5I_5 + Z_4i_5 - Z_4I_1 - Z_4I_3 + Z_4I_5, \\
0 &= (Z_{C1} + Z_{15} + Z_{17} + Z_{19} + Z_{20})i_7 + Z_{C1}i_1 - Z_{15}i_9 + Z_{17}i_8 - Z_{17}I_{11} + Z_7I_{13} + Z_{17}I_{15} - \\
&- Z_{19}I_{14} - Z_9I_{12} - Z_{19}I_{11}, \\
0 &= (Z_{18} + Z_{17} + Z_{16})i_8 - Z_{18}I_{13} - Z_{18}I_{15} + Z_{18}I_{11} + Z_{17}i_7 + Z_{17}I_{15} + Z_{17}I_{13} - Z_{17}I_{11} + \\
&+ Z_{16}i_9 + Z_{16}I_{15} + Z_{16}I_{13} - Z_{16}I_{11}, \\
0 &= (Z_{21} + Z_{16} + Z_{15} + Z_{R4})i_9 + Z_{16}i_8 + Z_{16}I_{15} + Z_{16}I_{13} - Z_{16}I_{11} - Z_{15}i_7 + Z_{R4}i_1,
\end{aligned} \tag{3.44}$$

де

$$\begin{aligned}
I_1 &= I_{bc2}(T); & I_2 &= I_{be2}(T); & I_3 &= I_{bc1}(T) / \beta_R(T); \\
I_4 &= I_{be1}(T) / \beta_F(T); & I_5 &= (I_{be1}(T) - I_{bc1}(T)) / Q; & I_1 &= I_{10} = I_{15}; \\
I_2 &= I_8 = I_{14}; & I_3 &= I_9 = I_{13}; & I_4 &= I_7 = I_{12}; \\
I_5 &= I_6 = I_{11}; & Z_{R1} &= R_1; & Z_{R2} &= R_2; \\
Z_{R3} &= R_3; & Z_1 &= R'_b + j\omega L_b; & Z_2 &= -j / \omega C_{bc}(T); \\
Z_3 &= R_{bb}(T); & Z_4 &= -j / \omega C_{jbc}(T); & Z_5 &= -j / \omega C_{jbc}(T); \\
Z_6 &= R'_c + R_c(T) + j\omega L_c; & Z_7 &= R'_c + R_c(T) + j\omega L_c; & Z_1 &= Z_{14} = Z_{15}; \\
Z_2 &= Z_{13} = Z_{16}; & Z_3 &= Z_{12} = Z_{17}; & Z_4 &= Z_{10} = Z_{18}; \\
Z_5 &= Z_9 = Z_{19}; & Z_6 &= Z_8 = Z_{20}; & Z_7 &= Z_{11} = Z_{21}.
\end{aligned}$$

Значення параметрів елементів еквівалентної схеми (рис.3.33) для теоретичних розрахунків отримано з робіт [105-107]. Розв'язок системи рівнянь (3.44) проведено числовим методом на персональному комп'ютері типу "Pentium". Вплив температури на еквівалентні ємність та індуктивність коливального контуру передається через зміну параметрів елементів еквівалентної схеми, тому функція перетворення описується рівнянням

$$F_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2(C_{jbc}(T) + C_{jbc}(T))}{C_{jbc}(T)C_{jbc}(T)L_{екв}(T)}}} \cdot \pi \tag{3.45}$$

Чутливість частотного перетворювача температури з активним індуктивним елементом визначається на основі (3.45)



$$S_T = \frac{1}{4} \sqrt{2} \left( \frac{\frac{\partial C_{jbe}(T)}{\partial T} + \frac{\partial C_{jbc}(T)}{\partial T}}{C_{jbe}(T)C_{jbc}(T)L_{екс}(T)} - \frac{A_1 \left( \frac{\partial C_{jbe}(T)}{\partial T} \right)}{C_{jbe}(T)^2 C_{jbc}(T)L_{екс}(T)} - \frac{A_1 \left( \frac{\partial C_{jbc}(T)}{\partial T} \right)}{C_{jbe}(T)C_{jbc}(T)^2 L_{екс}(T)} - \frac{A_1 \left( \frac{\partial L_{екс}(T)}{\partial T} \right)}{C_{jbe}(T)C_{jbc}(T)^2 L_{екс}(T)} \right) / \pi \sqrt{\frac{2A_1}{C_{jbe}(T)C_{jbc}(T)L_{екс}(T)}} \quad (3.46)$$

де

$$A_1 = C_{jbe}(T) + C_{jbc}(T).$$

Теоретична і експериментальна залежності частоти генерації від температури подані на рис.3.35. На рис.3.36 наведені теоретичні та експериментальні залежності частоти генерації від напруги живлення. Чутливість частотного перетворювача складає 5 кГц/°С (рис.3.37). Експериментальні дослідження проводились за стандартною методикою [117, 118].

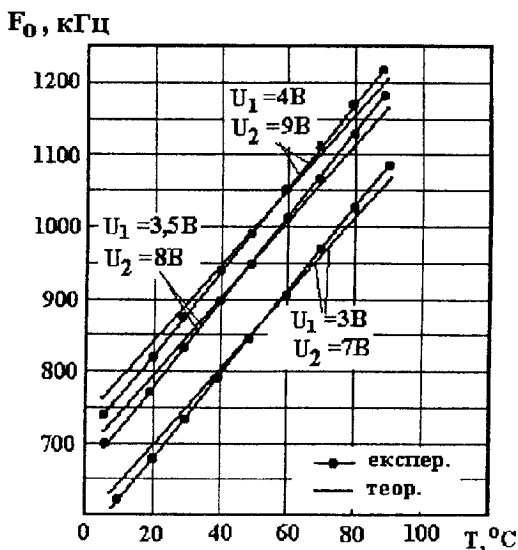


Рис.3.35. Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від температури

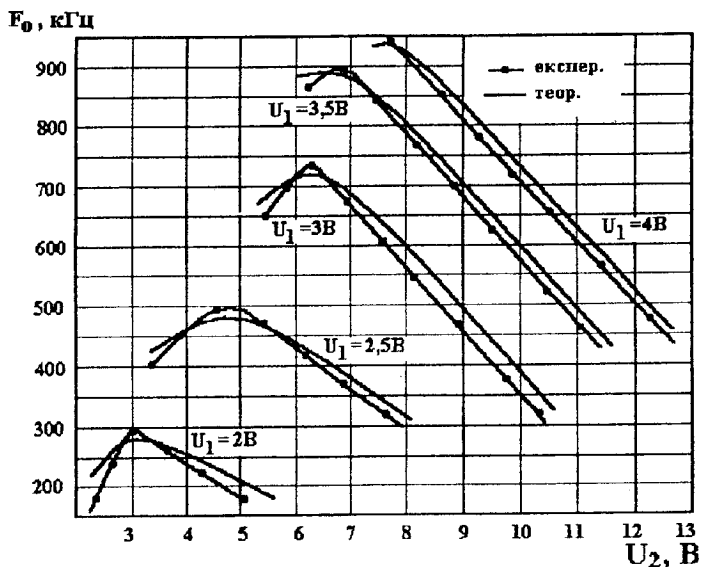


Рис.3.36. Теоретичні та експериментальні залежності частоти генерації від напруги живлення

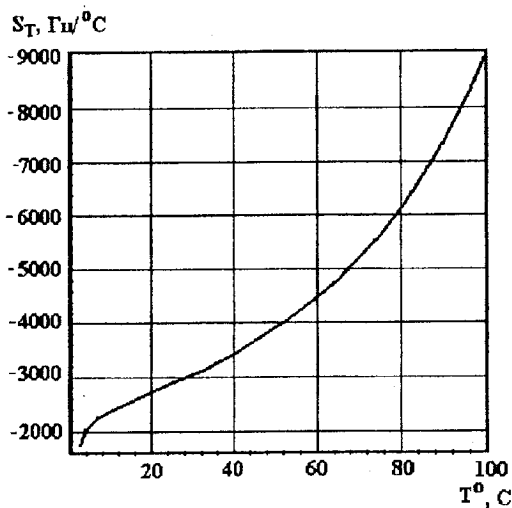


Рис.3.37. Залежність чутливості перетворювача з активною індуктивністю від температури

### 3.8. Оцінювання метрологічних характеристик температурних перетворювачів

Вірогідність інформації про властивості досліджуваного об'єкту визначаються як вибором величин, які характеризують об'єкт, так і похибкою, яка існує при вимірюванні цих величин.

Вибір величин, які необхідно виміряти, здійснюється на основі знань про досліджуваний об'єкт, які можна отримати у результаті проведених раніш досліджень. Дійсно, при вимірюванні параметрів сигналів необхідно заздалегідь встановити чи є даний сигнал імпульсним або неперервним, детермінованим або випадковим. Результатом такого дослідження є віднесення сигналу до одного із класів, після чого стає відомою сукупність величин, які характеризують цей клас. Числові значення цих параметрів і підлягають вимірюванню.

Якщо сигнал детермінований (наприклад, періодичний), то за допомогою вольтметрів різного типу можна виміряти середнє, середньовипрямлене, ефективне або пікове значення цього сигналу, за допомогою частотоміра – частоту, за допомогою відповідних аналізаторів – амплітудно-частотний, фазочастотний спектр тощо [119].

Якщо сигнал є випадковим, то він описується за допомогою таких характеристик, як закони розподілу ймовірності його миттєвих значень, кореляційною функцією або енергетичним спектром, вимірювання кожного із цих параметрів потребує застосування спеціальних приладів.

Наведені міркування свідчать про важливість знань про особливості досліджуваного об'єкту у виборі методів і засобів вимірювання і про необхідність узгодження властивостей об'єкта із властивостями використаних при його дослідженні приладів. Недотримання цієї умови є причиною зниження вірогідності отриманої при вимірюванні інформації [119].

Другою важливою причиною, яка впливає на вірогідність цієї інформації є існування похибок вимірювання. Похибки існують при будь-якому вимірюванні. Виходячи з практичних потреб, вирішують яку необхідно отримати точність. З цього можна зробити висновок, що вимірювання характеризуються не тільки результатом, який є числовим значенням вимірюваної величини, а також похибкою, яка при цьому отримана. Причини появи похибок є багаточисленними і мають різноманітну природу, пов'язану [119]:

- 1) із самим вимірюванням об'єктом – недостатніми знаннями властивостей об'єкта, існуванням перешкоджаючих компонентів (шуми, завади) у складі досліджуваного сигналу тощо;
- 2) з недосконалістю методів і засобів вимірювання (так звані методичні і апаратні або інструментальні похибки) – відхиленням параметрів схем від номіналу за рахунок старіння, прогріву тощо, існуванням шумів, які виникають в самих приладах;

- 3) з впливом умов проведення вимірів і зміною невимірюваних параметрів об'єкта (температура, тиск, вологість в приміщенні, існування вібрації, зовнішніх електромагнітних і магнітних полів, нестабільність джерел живлення);
- 4) з суб'єктивними (особистими) якостями експериментатора, які виникають з послабленням уваги, які також залежать від його тренованості, ступенем стомлення тощо. До цього відносяться причини, які приводять до появи грубих помилок (промахів);
- 5) з недосконалістю систем передачі розміру одиниці вимірювання від еталона до робочого приладу.

Перейдемо до визначення повної похибки в процесі вимірювання температури за допомогою частотного температурного перетворювача. Методичні часткові похибки, які виникають при даному методі вимірювання, мають таку природу:

$\delta_1$  - похибка вимірювання, яка виникає у результаті нестабільності частоти генератора;

$\delta_2$  - похибка через установку режиму живлення транзисторної структури.

Часткові похибки приладів, які використовуються в процесі вимірювання:

$\delta_3$  - похибка у результаті нелінійності амплітудної характеристики електронного частотоміра;

$\delta_4$  - похибка через власні шуми і зовнішні наводки на вхідне коло електронного частотоміра;

$\delta_5$  - похибка, яка виникає у результаті неточного калібрування і неточного визначення результату вимірювання по шкалі електронного частотоміра.

Оцінка величини  $\delta_1$  визначається на основі формули (2.60).

Оцінка похибки  $\delta_2$ , яка зв'язана з неточною установкою режиму живлення по постійному струму досліджуваного перетворювача потребує знання типової залежності температури від напруги живлення. Ця залежність отримується експериментально. Точність установки постійного значення напруги визначається класом точності електровимірювальних пристроїв, які використовуються. Оскільки клас точності  $l$  виражає собою допустиме значення відносної похибки, яка приведена до номіналу шкали, то середньоквадратична похибка  $\sigma_U$  розраховується згідно умови рівновірогідного закону розподілу похибки в інтервалі допуску

$$\sigma_U = \frac{U_{НОМ}}{U_P} \cdot \frac{l_U}{\sqrt{3}},$$

де  $U_P$  – напруга, яка подається на перетворювач,  $U_{НОМ}$  – номінальна напруга, яка відповідає відхиленню приладу на всю шкалу,  $l_U$  – величина допустимої, відносної похибки, яка відповідає класу точності вольтметра.

Значення середньоквадратичної похибки при вимірюванні частоти у результаті неточної установки режиму живлення розраховується за формулою

$$\delta_2 = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \sqrt{\left( \frac{1}{T} \cdot \frac{\partial T}{\partial U} U_{НОМ} \cdot I_U \right)^2}, \quad (3.47)$$

де  $U$  - напруга живлення на виході перетворювача.

Похибка за рахунок нелінійності амплітудної характеристики електронного частотоміра  $\delta_3$  подана у вигляді приведеної похибки  $\pm I_3$  у тих випадках, коли використовують стандартний вимірювальний прилад. Якщо вважати розподіл похибки рівновірогідним, то середньоквадратичну похибку при визначенні температури визначають

$$\delta_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{I_3}{|T|}. \quad (3.48)$$

Похибку, яка виникає у результаті власних шумів і сторонніх наводок  $\delta_4$ , оцінюють експериментальним шляхом. При використанні в електронному частотомірі середньовипрямленого значення задовільну точність для оцінки систематичної складової похибки  $\delta_4$  дає формула [120]

$$M_4 = \left( \frac{M_{An}}{A_{КЛ}} \right)^2, \quad (3.49)$$

де  $A_n$  – показник вихідного приладу за рахунок шумів і наводок,  $A_{КЛ}$  – показник вихідного приладу в процесі калібрування.

Розподіл випадкової величини  $A_n$  дозволяє визначити математичне очікування  $M_{An}$  і середньоквадратичне відхилення  $\sigma_{An}$ , отже

$$\delta_4 = \frac{M_{An}}{A_{КЛ}^2} \cdot \sigma_{An}. \quad (3.50)$$

Похибка  $\delta_5$  визначається дискретним характером шкали відлікового приладу. Граничне значення похибки визначається половиною інтервалу між сусідніми поділами шкали. Відносно граничну похибку визначають таким чином

$$\delta_{s, \text{ГРАН}} = \pm \frac{1}{2A(\text{поділ})},$$

де  $A(\text{поділ})$  – вимірне значення, яке визначається в поділах шкали.

Наприклад, якщо шкала розділена на 50 поділів і вимірне значення складає 0,7 від повної шкали, то  $A=35$  поділ. Якщо вважати закон розподілу в межах  $\pm \delta_{s, \text{ГРАН}}$  рівновірогідним, то середньоквадратичне значення похибки має вигляд

$$\delta_s = \frac{1}{2\sqrt{3}A(\text{поділ})}. \quad (3.51)$$

Математичне очікування цієї складової похибки дорівнює нулю.

Визначимо помилку, яка виникає за рахунок нелінійності характеристики перетворювача. Незалежно від способу аналітичного виразу характеристики перетворення розрахунки нелінійності усіх перетворювачів з малою девіацією частоти (20-30%) виконуються шляхом розкладу характеристики у степеневий ряд. Таким чином, на робочій ділянці характеристика перетворювача записується у вигляді [120]

$$f = f_0(1 + \alpha x + \beta x^2 + \gamma x^3), \quad (3.52)$$

де

$$\alpha = \frac{1}{n}, \quad \beta = -\frac{n-1}{2n^2}, \quad \gamma = \frac{(n-1)(2n-1)}{6n^2}.$$

У випадку LC – генератора в якому використовуються біполярні транзистора  $n=4$ , тоді вираз (3.47) приймає вигляд

$$f = f_0\left(1 + \frac{1}{4}x - \frac{3}{32}x^2 + \frac{21}{96}x^3\right).$$

При апроксимації січної мінімальна похибка визначається [120]

$$\delta_6 = 026 \frac{\Delta f}{f_H}. \quad (3.53)$$

Виконаємо розрахунки повної похибки вимірювання температури, при цьому числові значення параметрів такі:

$$T=80^\circ\text{C}, \quad f_0=882 \text{ кГц}, \quad U_1=3\text{В}, \quad l_U=\pm 1\%, \quad l_3=\pm 2\%, \quad M_{An}=0,01, \\ l_{An}=\pm 3\%, \quad \delta_{An}=0,005, \quad \frac{dT}{dU}=30 \text{ }^\circ\text{C/В}, \quad \frac{\Delta f}{f_H}=0,38\%.$$

Розрахунки дають такі значення часткових похибок:

$$\delta_1=0,4\%, \quad \delta_2=0,65\%, \quad \delta_3=0,015\%, \quad \delta_4=10^{-4}\%, \\ M_4=10^{-4}\%, \quad \delta_5=0,2\%, \quad \delta_6=0,1\%,$$

$$\delta = \sqrt{(0,4)^2 + (0,65)^2 + 1 + (0,015)^2 + (10^{-4})^2 + (0,2)^2 + (0,1)^2} = \pm 0,79\%$$

Граничне значення випадкової похибки:  $\pm 3\delta = \pm 2,37\%$ .

Повна похибка дорівнює

$$\delta_{\text{пов}} = M_4 \pm 3\delta = 0,0001 \pm 2,37 \approx \pm 2,37\%$$

Формули для розрахунків статичних метрологічних характеристик теплових частотних перетворювачів, які складаються з швидкості зміни чутливості  $\dot{S}$ , прискорення зміни чутливості  $\ddot{S}$ , коефіцієнта впливу впливових величин на вихідний параметр  $\dot{\beta}$ , коефіцієнта впливу впливової величини на номінальну чутливість  $\alpha$ , номінальної функції перетворення  $Y_H$ , похибки нелінійності  $\Delta_H$ , мультиплікативної  $\Delta_m$  та адитивної  $\Delta_a$  похибок подані у табл.3.1 [121, 122]. Розраховані адитивна та мультиплікативна похибки представлені у на рис.3.38, рис.3.39 для температурного перетворювача з активним індуктивним елементом.

Таблиця 3.1.

Вихідні рівняння статичних метрологічних характеристик

Найменування метрологічних характеристик	Вихідні рівняння
1. Швидкість зміни чутливості	$\dot{S} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \right]$
2. Прискорення зміни чутливості	$\ddot{S} = \frac{1}{6} \left[ \frac{\partial^3 y}{\partial x^3} \right]$
3. Коефіцієнти впливу впливових величин на вихідний параметр	$\dot{\beta} = \left[ \frac{\partial y}{\partial k} \right]$
	$\ddot{\beta} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial^2 y}{\partial k^2} \right]$
4. Коефіцієнт впливу впливової величини на номінальну чутливість	$\alpha = \left[ \frac{\partial^2 y}{\partial x \partial k} \right]$
5. Номінальна функція перетворення	$Y_H = Sx + \dot{S}x^2 + \ddot{S}x^3$
6. Похибка нелінійності	$\Delta_H = \dot{S}x^2 + \ddot{S}x^3$
7. Мультиплікативна похибка	$\Delta_m = \alpha x (k - k_n)$
8. Адитивна похибка	$\Delta_a = \beta(k - k_n) + \dot{\beta}(k - k_n)^2$

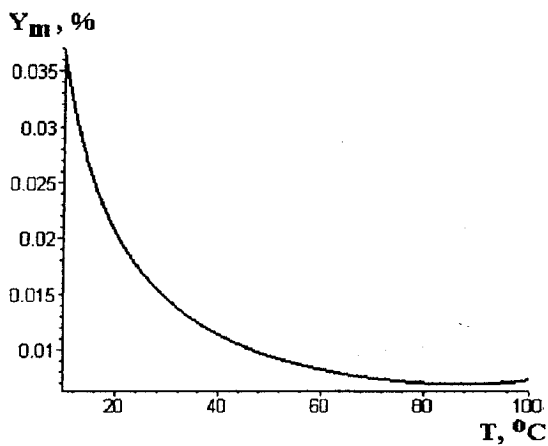


Рис.3.38. Мультиплікативна похибка

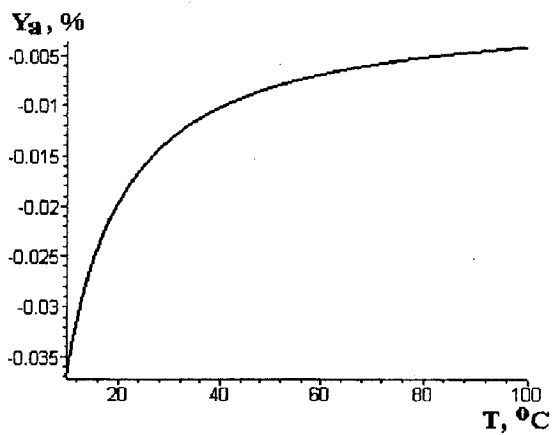


Рис.3.39. Адитивна похибка



### ОПТИЧНІ ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ

Подальший розвиток мікроелектроніки потребує досконаліших перетворювачів оптичних сигналів в електричні, особливо в діапазоні надзвичайно високих 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 із 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 базою біполярного та каналом польового транзисторів, 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 присвячена дана глава.

#### 4.1. Теоретичні основи фотоемісії електронів з металу у напівпровідник при дії світла на бар'єр Шоткі

При дії світлового потоку на структуру метал-напівпровідник можна припустити, що енергія фотона перевищує ширину забороненої зони і висоту потенціального бар'єра контакту, то поряд з існуванням внутрішнього фотоэффекту повинна відбуватися фотоемісія електронів з металу у напівпровідник. Але при аналізі впливу світла на параметри та ВАХ напівпровідникових пристроїв із структурою метал-напівпровідник обмежуються розглядом процесів, які пов'язані з внутрішнім фотоэффектом у напівпровіднику [123-130], і ніяк не враховуються процеси, які протікають у металевих плівках.

В даному параграфі будуть розглянуті процеси, які відбуваються під час дії оптичного випромінювання на вільні електрони металу, та аналіз того, як впливає товщина плівки, частота випромінювання та його потужність на величину фотоемісійного струму, який протікає з металу у напівпровідник [131-133, 134-137, 138], при спрямуванні на контакт металу з напівпровідником *p*-типу світлового потоку із боку шару металу, як показано на рис.4.1. Якщо енергія фотону  $h\nu$  більша за висоту потенціального бар'єру з боку металу  $q\phi_b$ , то електрони металу, поглинаючи фотони, набувають енергію, достатню для подолання висоти потенціального бар'єру. Ці елек-

трони утворюють фотострум. Визначимо залежність густини  $J_{fm}$  цього фотоструму від товщини металевої плівки, довжини світлової хвилі та потужності випромінювання.

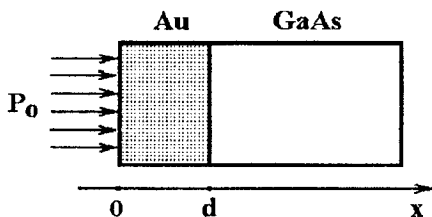


Рис.4.1. Схематичне зображення бар'єру Шоткі

Фотострум  $J_{fm}$ , обумовлений тими електронами, які мають складову швидкості теплового руху у напрямку контакту, достатню для того, щоб після поглинання фотону такий електрон міг подолати потенціальний бар'єр. Проте не кожний з таких електронів зможе покинути метал, оскільки існує певна імовірність поглинання фотону та імовірність того, що електрон, який поглинув фотон, не віддасть додаткову енергію кристалічній ґратці до того, як досягне переходу. При спрямуванні осі OX перпендикулярно площині контакту (рис.4.1) густина фотоструму  $J_{fm}$  визначається рівнянням

$$J_{fm} = q\Omega n(V_0)V \quad (4.1)$$

де  $q$  – заряд електрону,  $\Omega$  – частка збуджених електронів на межі метал-напівпровідник, або імовірність того, що електрон буде збуджений в точці  $x = d$ ,  $V_0$  – швидкість електрону в напрямі OX, яка дозволяє йому при поглинанні фотону подолати потенціальний бар'єр,  $n(V_0)$  – концентрація електронів, які мають в напрямі контакту швидкість  $V_0$ ,  $V$  – швидкість таких електронів уздовж OX після поглинання фотону.

Для спрощення подальших розрахунків вважаємо, що  $V$  та  $V_0$  пов'язані між собою такою залежністю

$$V = K_{cp} V_0 \quad (4.2)$$

З врахуванням (4.2) вираз (4.1) для струму  $J_{fm}$  має вигляд

$$J_{fm} = K_{cp} q\Omega n(V_0)V_0 = \beta qn(V_0)V_0 \quad (4.3)$$

де  $\beta = K_{cp}\Omega$ .

Кількість електронів в одиниці об'єму простору координат, проекції імпульсів яких замкнуті в інтервалі від  $P_x, P_y, P_z$  до  $P_x + dP_x, P_y + dP_y, P_z + dP_z$ , визначається виразом [130]

$$n(V_0) = \frac{2}{h^3} \cdot \frac{dP_x dP_y dP_z}{\exp\left[\frac{p^2/2m^* - \mu}{kT}\right] + 1},$$

де  $p^2 = P_x^2 + P_y^2 + P_z^2$  - імпульс електрону,  $m^*$  - ефективна маса електрону (для металу можна вважати  $m^* = m_e$  - маса спокою електрону),  $\mu$  - енергія Фермі, величину якої визначимо далі.

Спрямуємо вісь  $OP_x$  перпендикулярно площі контакту. Густина струму  $J_{fm}$  визначається рівнянням

$$J_{fm} = \beta \frac{2q}{h^3 m^*} \iiint \frac{P_x dP_x dP_y dP_z}{\exp\left[\frac{p^2/2m^* - \mu}{kT}\right] + 1}. \quad (4.4)$$

Оскільки фотони рухаються у напрямку осі  $OP_x$ , то подолати потенціальний бар'єр ( $q\phi_b + \mu$ ) після поглинання фотону можуть лише ті електрони, які мають складову імпульсу  $P_{x0}$ , яка задовольняє нерівність

$$P_{x0}^2/2m^* + hv \geq q\phi_b + \mu,$$

звідки знаходимо

$$P_{x0} \geq \sqrt{2m^*(q\phi_b + \mu - hv)}. \quad (4.5)$$

Щоб відокремити електрони, які можуть подолати потенціальний бар'єр тільки після поглинання фотону, під час інтегрування необхідно "відкинути" електрони, які залишають метал внаслідок термоелектронної емісії, складова імпульсу  $P_{x0}$  яких задовольняє нерівності

$$P_{x0} \geq \sqrt{2m^*(q\phi_b + \mu)}. \quad (4.6)$$

На основі (4.1) і (4.6) визначаємо межі інтегрування у виразі (4.4)

$$\begin{aligned} \sqrt{2m^*(q\varphi_b + \mu - h\nu)} \leq P_{x0} \leq \sqrt{2m^*(q\varphi_b + \mu)} , \\ -\infty \leq P_y \leq +\infty , \\ -\infty \leq P_z \leq +\infty . \end{aligned} \quad (4.7)$$

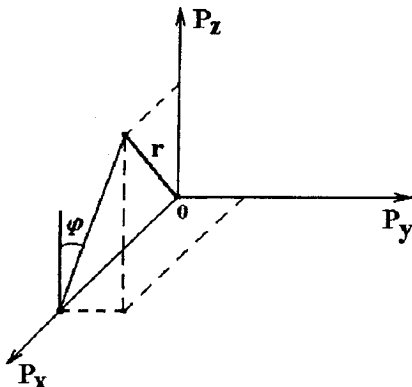


Рис.4.2.Зображення точки в системі координат  $P_x, r, \varphi$

Для обчислення потрібного інтегралу у виразі (4.4) перейдемо від системи координат  $P_x, P_y, P_z$  до системи координат  $P_x, r, \varphi$  (рис.4.2) таких, що  $r^2 = P_x^2 + P_y^2 + P_z^2 = p^2$ . Координати в старій та новій системах зв'язані співвідношенням

$$P_x = P_x, \quad P_y = \sin \varphi \sqrt{r^2 + P_x^2}, \quad P_z = \cos \varphi \sqrt{r^2 + P_x^2},$$

де  $P_x$  змінюється у межах, які визначені нерівністю (4.6),  $r$  змінюється у межах від  $P_x$  до  $+\infty$ , а  $\varphi$  змінюється від 0 до  $2\pi$ . Якобіан перетворення координат  $P_x, P_y, P_z$  в  $P_x, r, \varphi$  дорівнює  $r$ . З врахуванням цих зауважень вираз (4.4) набуває вигляду

$$J_{fm} = \beta \frac{2q}{h^3 m^*} \int_{P_{x1}}^{P_{x2}} dP_x \int_{P_x}^{+\infty} dr \int_0^{2\pi} \frac{P_x r}{\exp\left[\frac{r^2/2m^* - \mu}{kT}\right] + 1} d\varphi, \quad (4.8)$$

де

$$P_{x1} = \sqrt{2m^*(q\varphi_b + \mu - h\nu)}, \quad P_{x2} = \sqrt{2m^*(q\varphi_b + \mu)}.$$

Для обчислення інтегралу у виразі (4.8) скористаємося розкладом підінтегральної функції у ряд, який має вигляд [139]

$$\frac{1}{\exp \alpha + 1} = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \exp[-\alpha(n+1)], \text{ якщо } \alpha > 0. \quad (4.9)$$

В нашому випадку  $\alpha = (r^2/2m^* - \mu)/kT$ , де  $r$  змінюється у межах від  $P_x$  до  $+\infty$ . В свою чергу,  $P_x$  змінюється у межах, які визначені нерівністю (4.7). Внаслідок того, що енергія фотона більша за висоту потенційного бар'єра  $q\varphi_b$  з боку металу, то існують такі значення  $r$ , для яких  $\alpha$  буде менше за нуль. Ці значення описуються нерівністю

$$P_{x1} \leq r \leq \sqrt{2m^* \mu}.$$

Для того, щоб скористатись виразом (4.9), розіб'ємо інтеграл у виразі (4.8) на три інтеграли

$$J_{fm} = J_{fm1} + J_{fm2} + J_{fm3}, \quad (4.10)$$

де

$$J_{fm1} = \beta \frac{2q}{h^3 m^*} \int_{\sqrt{2m^* \mu}}^{P_{x2}} dP_x \int_{P_x}^{+\infty} dr \int_0^{2\pi} \frac{P_x r}{\exp\left[\frac{r^2/2m^* - \mu}{kT}\right] + 1} d\varphi, \quad (4.11)$$

$$J_{fm2} = \beta \frac{2q}{h^3 m^*} \int_{P_{x1}}^{\sqrt{2m^* \mu}} dP_x \int_{\sqrt{2m^* \mu}}^{+\infty} dr \int_0^{2\pi} \frac{P_x r}{\exp\left[\frac{r^2/2m^* - \mu}{kT}\right] + 1} d\varphi, \quad (4.12)$$

$$J_{fm3} = \beta \frac{2q}{h^3 m^*} \int_{P_{x1}}^{\sqrt{2m^* \mu}} dP_x \int_{P_x}^{\sqrt{2m^* \mu}} dr \int_0^{2\pi} \left( P_x r - \frac{P_x r}{\exp\left[\frac{r^2/2m^* - \mu}{kT}\right] + 1} \right) d\varphi. \quad (4.13)$$

Інтегрування виразів (4.11) – (4.13) і підстановка отриманих результатів у рівняння (4.10) дає такі результати

$$J_{fm} = \frac{\beta A}{2k^2} (hv - q\varphi_b)^2 + \beta AT^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-n)^n}{(n+1)^2} * \left[ 2 - (\exp(-(n+1)q\varphi_b/kT) + \exp(-(n+1)(hv - q\varphi_b)/kT)) \right], \quad (4.14)$$

де  $A = \frac{4\pi qm^* k^2}{h^3}$  - стала Річардсона.

Припустимо, що енергія фотона більша за ширину забороненої зони напівпровідника, тоді для контакту арсенід-галій-золото [140-142]  $q\phi_b = 0,9eV \gg kT$  і  $(h\nu - q\phi_b) > (E_g - q\phi_b) = 1,42 - 0,59 = 0,52eV \gg kT$ . В цьому випадку у другій складовій виразу (4.14) можна відкинути всі доданки, для яких  $n > 0$ . З врахуванням цього зауваження і того, що  $\sum_{n=0}^{\infty} [2(n+1)^2(-1)^n] = \pi^2/6$ , кінцевий вираз для  $J_{fm}$  має вигляд

$$J_{fm} \approx \frac{\beta A}{2k^2} (h\nu - q\phi_b)^2 + \beta A T^2 \left( \frac{\pi^2}{6} - e^{-q\phi_b/kT} - e^{-(h\nu - q\phi_b)/kT} \right). \quad (4.15)$$

Визначимо тепер значення коефіцієнта  $\beta$ , який входить у вираз (4.15). Імовірність  $\Omega$  містить в собі імовірність  $\xi(x)$  того, що електрон поглине фотон в будь-якій точці  $x$ , та імовірність  $\varepsilon(x)$  того, що електрон пройде з точки  $x$  до контакту ( $x=d$ ) не зазнавши зіткнення. Для визначення імовірності  $\xi(x)$  на основі закону Бугера-Ламперта запишемо рівняння для кількості фотонів, які поглинаються шаром металу товщиною  $dx$  в одиницю часу

$$dN_f = (1 - R)\alpha_m \frac{P_0}{h\nu} \exp(-\alpha_m x) dx, \quad (4.16)$$

де  $P_0$  - потужність падаючого випромінювання,  $R$  - коефіцієнт відбиття металу,  $\alpha_m$  - коефіцієнт поглинання металу.

Коефіцієнт поглинання і коефіцієнт відбиття пов'язані з дійсною та уявною частинами комплексного показника заломлення металу  $\bar{n}_m = n_m - j\chi_m$  такими співвідношеннями [31, 143]

$$\alpha_m = \frac{4\pi\chi_m}{\lambda}, \quad (4.17)$$

$$R = \frac{(n_m - 1)^2 + \chi_m^2}{(n_m + 1)^2 + \chi_m^2}, \quad (4.18)$$

де значення  $n_m$  і  $\chi_m$  залежать від довжини світлової хвилі.

Кількість електронів, яка міститься в об'ємі металу з одиничною площею та товщиною  $dx$ , кожний з яких здатний поглинути фотон в одиницю часу, пов'язана з їх концентрацією  $n_e$  виразом

$$dN_e = n_e dx \quad (4.19)$$

Імовірність поглинання фотона електроном, який знаходиться у шарі  $dx$ , визначається рівнянням

$$\theta(x) = \frac{dN_f}{dN_e N_f} = \frac{\alpha_m}{n_e} \quad (4.20)$$

Визначимо у металі на відстані  $x$  від його поверхні шар товщиною  $dx$ , який має одиничну товщину. Товщину  $dx$  виберемо настільки малою, щоб можна було вважати однаковою кількість фотонів, які падають в одиницю часу на будь-яку точку всередині цього шару. Якщо електрон має складову швидкості в напрямку контакту  $V_{0cp}$ , то імовірність того, що електрон поглине фотон протягом свого руху від точки  $x$  до точки  $x + dx$ , визначається виразом

$$\xi(x) = \theta(x) N_f(x) \frac{dx}{v_0} = (1 - R) \frac{P_0 \alpha_m}{v_0 n_e h \nu} e^{-\alpha_m x} dx \quad (4.21)$$

Тепер визначимо імовірність  $\varepsilon(x)$  того, що електрон дійде із точки  $x$  до точки  $x = d$  не зазнавши зіткнення. Імовірність того, що електрон не зазнає зіткнення за час  $t$ , описується формулою [144]

$$\varepsilon = \exp(-t/\tau) \quad (4.22)$$

Час релаксації  $\tau$  зв'язаний з питомою електропровідністю  $\sigma$  та концентрацією вільних електронів  $n_e$  такою залежністю [139]

$$\tau = \sigma m^* / (n_e q^2) \quad (4.23)$$

В приповерхневому шарі металу товщиною  $1/\alpha_m$  електрони рухаються в полі електромагнітної хвилі. Причому величина  $\sigma$  для  $0 \leq x \leq 1/\alpha_m$  залежить від частоти світлової хвилі та від дійсної та умовної складових показника заломлення металу. Ця залежність має такий вигляд [144]:

$$\sigma = \bar{n} \chi \nu \quad (4.24)$$

де  $\bar{n}$  коефіцієнт заломлення металу. Для  $1/\alpha_m < x \leq d$  питома провідність

$$\sigma = 1/\rho \quad (4.25)$$

де  $\rho$  - питомий опір металу (для золота  $\rho = 24 \cdot 10^{-9}$  Ом·м).

Підставивши (4.24) і (4.25) в (4.23) отримаємо

$$\tau = \begin{cases} \tau_1 = \bar{n} \chi \nu m^* / n_e q^2, & \text{якщо } 0 \leq x \leq 1/\alpha_m, \\ \tau_2 = m^* (\rho n_e q^2), & \text{якщо } 1/\alpha_m < x \leq d. \end{cases} \quad (4.26)$$

Імовірність  $\varepsilon_1(x)$  того, що електрон дійде із точки  $x$ , координати якої задовольняє нерівність  $0 \leq x \leq 1/\alpha_m$ , до контакту не зазнавши зіткнення, визначається на основі (4.22), при цьому час руху електрона  $t$  залежить від його середньої швидкості  $K_{cp} V_{cp}$  і відстані від точки  $x$  до контакту. З врахуванням (4.26) вираз (4.22) приймає вигляд

$$\varepsilon_1(x) = \exp[-(1/\alpha_m - x)/K_{cp} V_{cp} \tau_1] - \exp[-(d - 1/\alpha_m)/K_{cp} V_{cp} \tau_2]. \quad (4.27)$$

Імовірність  $\varepsilon_2(x)$  того, що електрон пройде від точки  $x$ , координата якої задовольняє нерівність  $1/\alpha_m < x \leq d$ , до точки  $x = d$ , визначається аналогічно

$$\varepsilon_2(x) = \exp[-(d - x)/K_{cp} V_{cp} \tau_2]. \quad (4.28)$$

Якщо товщина шару  $dx$  настільки мала, що можна вважати, що імовірність проходження електроном від кожної точки  $x$  всередині цього шару до контакту без зіткнення однакова, то імовірність того, що електрон, який пройшов шар  $dx$ , розташований на відстані  $x$  від поверхні, буде збуджений в точці  $x = d$ , визначається рівнянням

$$d\Omega = \xi(x)\varepsilon(x) = \xi(x)\varepsilon_1(x) + \xi(x)\varepsilon_2(x). \quad (4.29)$$

Оскільки для кожної точки  $x$  значення  $n(V_0)$  проходить через усі шари, які розташовані від точки  $x = 0$  до точки  $x = d$ . Тому для того, щоб знайти  $\Omega$ , треба проінтегрувати у виразі (4.29) першу складову від 0 до  $1/\alpha_m$ , а другу складову від  $1/\alpha_m$  до  $\alpha$ . При підстановці результату інтегрування у (4.3) одержимо

$$\beta = \frac{K_{cp}(1-R)P_0}{V_{0cp} n_e h \nu} \left[ \frac{\alpha_m L_{cp1}}{(1 - \alpha_m L_{cp1})} \left( \exp\left[\frac{(1 - \alpha_m L_{cp2} - \alpha_m d)}{\alpha_m L_{cp2}}\right] - \exp\left[\frac{(L_{cp1} - L_{cp2} - \alpha_m L_{cp1} d)}{\alpha_m L_{cp1} L_{cp2}}\right] \right) + \frac{\alpha_m L_{cp2}}{1 - \alpha_m L_{cp2}} \left( \exp[-\alpha_m d] - \exp\left[\frac{(1 - \alpha_m L_{cp2} - \alpha_m d)}{\alpha_m L_{cp2}}\right] \right) \right] \quad (4.30)$$



де  $L_{cp1} = K_{cp} V_{0cp} \bar{n} \chi_m v m^* / (n_e q^2)$ ,  $L_{cp2} = K_{cp} V_{0cp} m^* / (\rho n_e q^2)$ .

Якщо товщина плівки металу  $d \leq 1/\alpha_m$ , то

$L_{cp1} = L_{cp2} = L_{cp} = K_{cp} V_{0cp} \bar{n} \chi_m v m^* / (n_e q^2)$ . Тоді формула (4.30) матиме вигляд

$$\beta = \frac{K_{cp}(1-R)P_0}{V_{0cp} n_e h v} \cdot \frac{\alpha_m L_{cp}}{(1 - \alpha_m L_{cp})} \left[ \exp(-\alpha_m d) - \exp(-d/L_{cp}) \right]. \quad (4.31)$$

Середню швидкість  $V_{0cp}$  збуджених електронів у напрямку контакту, що створюють  $J_{fm}$ , визначимо при використанні виразів (4.5) і (4.6)

$$V_{0cp} = \left[ \sqrt{2m^*(q\phi_b + \mu - hv)} + \sqrt{2m^*(q\phi_b + \mu)} \right] / 2m^*. \quad (4.32)$$

На основі виразів (4.5) і (4.6) також визначаємо

$$K_{cp} = \frac{\sqrt{2m^*(q\phi_b + \mu)}}{2\sqrt{2m^*(q\phi_b + \mu - hv)}} + \frac{\sqrt{2m^*(q\phi_b + \mu + hv)}}{2\sqrt{2m^*(q\phi_b + \mu)}}. \quad (4.33)$$

Кількість вільних електронів  $n_e$ , які містяться в одиниці об'єму золота можна приблизно вважати рівним кількості атомів золота, які складають цей об'єм, якщо  $\rho Au$  - густина золота, а  $\mu_a$  - маса його одного атома, то ці величини пов'язані між собою таким співвідношенням

$$n_e \mu_a = \rho Au, \quad (4.34)$$

звідки

$$n_e = \rho Au / \mu_a. \quad (4.35)$$

Для золота  $\rho Au = 19,3 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ,  $\mu_a = 196,97 / (6,023 \cdot 10^{23})$ . При підстановці цих значень в (4.35) одержимо, що  $n_e = 5,9 \cdot 10^{28}$ . Значення енергії Фермі  $\mu$  при температурі  $T$  визначається рівнянням [139]

$$\mu(T) = \mu(0) \left( 1 - \frac{\pi^2}{12} \cdot \frac{(kT)^2}{\mu(0)} \right), \quad (4.36)$$

де

$$\mu(0) = \frac{h^2}{2m^*} \left( \frac{3n_e}{8\pi} \right)^{2/3}. \quad (4.37)$$

Значення енергії Фермі для золота при температурі 300К, яке визначено за формулою (4.36), складає 5,548 еВ.

На рис.4.3 наведені залежності струму  $J_{fm}$  від товщини металевої плівки для різних значень потужності оптичного випромінювання з довжиною хвилі 0,633 мкм. На рис.4.4 подані залежності фотоemisійного струму від товщини металевої плівки для оптичних випромінювань з довжинами хвиль 0,508 мкм та 0,633 мкм при потужності світла 10 Вт/м<sup>2</sup>. Ці залежності побудовані на основі виразу (4.15) з використанням пакету MathCAD 8.52. Значення коефіцієнта  $\beta$  розраховано згідно формули (4.30). Значення параметрів  $\alpha_m$ ,  $R$ ,  $\tau$ ,  $V_{0cp}$ ,  $K_{cp}$ ,  $n_e$ ,  $\mu$  від яких залежить величина  $\beta$ , визначаються рівняннями (4.17), (4.18), (4.26), (4.32)-(4.37), відповідно. Значення абсолютної температури  $T$  прийнято 300 К. Комплексний показник заломлення золота для зазначених довжин хвиль [129, 144] має такі значення: для  $\lambda = 0,508$  мкм  $-(0,908-j2,07)$ , для  $\lambda = 0,633$  мкм  $-(0,162-j3,21)$ .

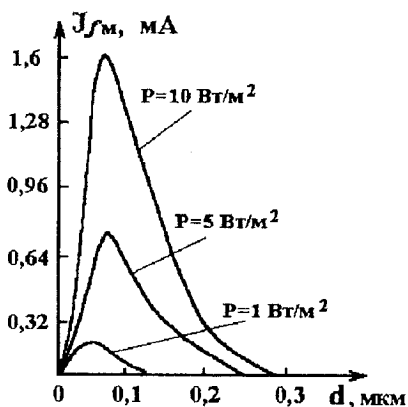


Рис.4.3.Залежність густини фотоструму від товщини металевої плівки при різних потужностях оптичного випромінювання

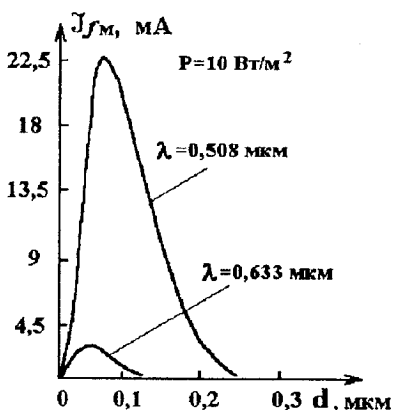


Рис.4.4.Залежність густини фотоструму від товщини металевої плівки при різній довжині хвиль падаючого світла

Аналіз отриманих результатів дозволяє зробити такі висновки:

- при початковому збільшенні товщини шару металу збільшується кількість фотонів, які поглинаються, що приводить до зростання кількості електронів, які набувають додаткову енергію. Тому з малими значеннями  $d$  фотоemisійний струм зростає із збільшенням товщини плівки;

- подальше збільшення товщини металу приводить до того, що імовірність поглинання фотонів у приконтактних шарах швидко зменшується, а імовірність зіткнення електрона з кристалічною ґраткою до того, як він досягне переходу, різко зростає. Кількість електронів, які збуджені в точці  $x = d$ , знижується, тому при певному значенні товщини плівки металу фотоемісійний струм зменшується;
- чим більша потужність випромінювання, тим більше фотонів поглинається металом. Тому більшим значенням потужності відповідають більші значення фотоемісійного струму з одним і тим же значенням товщини металевої плівки;
- зростання потужності випромінювання приводить до того, що електромагнітна хвиля згасає у товстих шарах. Тому з підвищенням інтенсивності світла фотоемісійний струм досягає нуля з більшим значенням  $d$ ;
- із зменшенням довжини хвилі (збільшенням енергії фотонів) зростає кількість електронів, які при поглинанні фотона набувають енергію, достатню для подолання бар'єра. При цьому зменшується коефіцієнт відбиття і збільшується ефективна глибина проникнення світла. Це приводить до того, що чим менша довжина хвилі, тим більшого значення набуває фотоемісійний струм з однаковими значеннями товщини плівки металу і потужності випромінювання.

Врахування цих ефектів приводить до корегування НВЧ еквівалентної схеми арсенід-галієвого транзистора з бар'єром Шоткі, що буде зроблено при подальшому розгляді математичної моделі оптичного перетворювача. Оскільки він складається з польового і біполярного транзисторів, то необхідно розглянути вплив оптичного випромінювання на біполярний транзистор.

#### 4.2. Теорія фотореактивного ефекту в біполярних транзисторах

Фотореактивні властивості напівпровідникових приладів знайшли широке використання в різноманітних пристроях радіоелектроніки [145, 146], тому дослідження цих явищ в біполярних транзисторних структурах разом з використанням їх від'ємного опору дозволяє створити нові сенсорні прилади, які мають кращі параметри ніж існуючі [147, 113, 118]. Слід зауважити, що фотореактивні властивості базуються на дослідженнях повного опору напівпровідникових діодів і транзисторів [7, 149-159, 6, 23], які розглядались зразу ж після фундаментальної роботи У. Шоклі з теорії роботи p-n переходу [160].

Під дією світла на базову область транзистора відбуваються складні фізичні процеси, які пов'язані з утворенням електричного поля у цій області і просторовим розподілом фотогенерованих носіїв заряду, що приводить до виникнення фото ЕРС на емітерному і колекторному переходах, а також

зміні опоры бази. Всі ці явища накладаються на процеси інжекції нерівноважних носіїв як за рахунок дії постійної, так і змінної напруг на емітерному переході. Якщо ефекти високого рівня інжекції при дії постійного і змінного струму на біполярні транзистори теоретично і експериментально добре обґрунтовані в роботах [161, 7], то кінетика електронних процесів у базовій області біполярних транзисторів в динамічному режимі з врахуванням дії світла досліджена в недостатній мірі. Тому з врахуванням цих процесів необхідно розробити математичну модель фотореактивного ефекту, яка б дозволила розрахувати повний опір базової області біполярних транзисторів, що необхідно для визначення функції перетворення і чутливості частотних оптичних перетворювачів.

Для визначення повного опоры базової області біполярного транзистора при дії світла необхідно розв'язати рівняння неперервності і рівняння Пуассона [104]. Одномірне рівняння неперервності для дірок і електронів у загальному випадку мають вигляд [104]

$$\frac{\partial(p-p_n)}{\partial t} = G_p - \frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{p-p_n}{\tau_p}, \quad (4.38)$$

$$\frac{\partial(n-n_p)}{\partial t} = G_n + \frac{1}{q} \frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{n-n_p}{\tau_n}. \quad (4.39)$$

де  $G_n, G_p$  – швидкість генерації носіїв заряду,  $j_p, j_n$  – густина струму дірок і електронів,  $\tau_p, \tau_n$  – час життя носіїв заряду,  $n, p$  – нерівноважна концентрація електронів і дірок,  $p_n, n_p$  – рівноважна концентрація дірок і електронів,  $t$  – час,  $x$  – координата, по якій змінюються концентрації носіїв заряду.

При оптичній генерації в базовій області біполярного транзистора виникає електричне поле Дембера, яке спрямовано таким чином, що воно гальмує дифузію більш рухливих носіїв заряду і сприяє дифузії менш рухливих носіїв заряду. Це явище отримало назву біполярної дифузії. З врахуванням цього явища і при підстановці значень густини струмів  $j_p$  і  $j_n$  рівняння (4.38) і (4.39) приймає вигляд [104]

$$\frac{\partial(p-p_n)}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p p \operatorname{div} \vec{E} - \mu_p (\nabla p \vec{E}) + G_p - \frac{p-p_n}{\tau_p}, \quad (4.40)$$

$$\frac{\partial(n-n_p)}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n n \operatorname{div} \vec{E} + \mu_n (\nabla n \vec{E}) + G_n - \frac{n-n_p}{\tau_n}. \quad (4.41)$$

Рівняння (4.40) і (4.41) зв'язані між собою за рахунок дії електричного поля  $\vec{E}$  згідно рівняння Пуассона [104]

$$\operatorname{div} \vec{E} = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \rho = -\frac{4\pi q}{\varepsilon} [(n - n_p) + (p - p_n)],$$

де  $\rho$  - об'ємний заряд, утворений нерівноважними носіями заряду,  $\varepsilon$  - діелектрична стала напівпровідника.

Оскільки в базовій області має місце електрична нейтральність, то  $n - n_p = p - p_n$ ,  $\rho = 0$  і  $\operatorname{div} \vec{E} = 0$ . Це дозволяє спростити рівняння (4.40) і (4.41). Якщо помножити кожен складову рівняння (4.40) на  $\sigma_{np}$  і кожен складову рівняння (4.41) на  $\sigma_{pn}$  і скласти їх, то отримаємо [104]

$$\begin{aligned} & (\sigma_{p_n} D_n + \sigma_{n_p} D_p) \nabla^2 n + (\mu_n \sigma_{p_n} - \mu_p \sigma_{n_p}) E \nabla n + G_n \sigma_{p_n} + G_p \sigma_{n_p} - \\ & - \frac{n - n_p}{\tau} (\sigma_{p_n} + \sigma_{n_p}) = 0, \end{aligned} \quad (4.42)$$

де  $\sigma_{p_n}, \sigma_{n_p}$  - питома провідність напівпровідника, яка визначається відповідними носіями заряду.

Розглянемо одномірний випадок, а також стаціонарний режим роботи транзистора, що також спростує вигляд і розв'язок рівняння (4.42). З врахуванням цих зауважень рівняння (4.42) приймає вигляд [104]

$$\begin{aligned} & \frac{D_n \sigma_{p_n} + D_p \sigma_{n_p}}{\sigma_{n_p} + \sigma_{p_n}} \cdot \frac{d^2(n - n_p)}{dx^2} + \frac{\mu_n \sigma_{p_n} - \mu_p \sigma_{n_p}}{\sigma_{n_p} + \sigma_{p_n}} E \cdot \frac{d(n - n_p)}{dx} + \\ & + \frac{G_n \sigma_{p_n} + G_p \sigma_{n_p}}{\sigma_{n_p} + \sigma_{p_n}} - \frac{n - n_p}{\tau} = 0. \end{aligned}$$

Введемо наступні позначення:

$$D = \frac{D_n \sigma_{p_n} + D_p \sigma_{n_p}}{\sigma_{n_p} + \sigma_{p_n}}, \quad (4.43)$$

де  $D$  - коефіцієнт біполярної дифузії,

$$\mu_E = \frac{\mu_n \sigma_{p_n} - \mu_p \sigma_{n_p}}{\sigma_{n_p} + \sigma_{p_n}}, \quad (4.44)$$

$\mu_E$  - біполярна дрейфова рухливість.

З врахуванням (4.43) і (4.44) рівняння (4.42) приймає вигляд

$$D \frac{d^2(n-n_p)}{dx^2} + \mu_E E \frac{d(n-n_p)}{dx} - \frac{n-n_p}{\tau} = -G, \quad (4.45)$$

де  $G = \frac{G_n \sigma_{p_n} + G_p \sigma_{n_p}}{\sigma_{n_p} + \sigma_{p_n}}$  - швидкість біполярної генерації.

Позначивши

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

рівняння (4.45) записується у вигляді

$$\frac{d^2(n-n_p)}{dx^2} + \frac{l_E}{L^2} \frac{d(n-n_p)}{dx} - \frac{n-n_p}{L^2} = -\frac{G(x)}{D}, \quad (4.46)$$

При генеруванні носіїв заряду світлом швидкість генерації описується рівнянням [104]

$$G(x) = G(0)e^{-\alpha x},$$

де  $\alpha$  - коефіцієнт поглинання світла.

Розв'язок рівняння (4.46) складається із загального розв'язку однорідного рівняння і часткового розв'язку неоднорідного рівняння. Загальний розв'язок має вигляд

$$n(x) - n_p = A_1 e^{K_1 x} + A_2 e^{K_2 x},$$

де  $K_1, K_2$  корені квадратного рівняння

$$K^2 + \frac{l_E}{L^2} K - \frac{1}{L^2} = 0,$$

які мають значення

$$K_{1,2} = -\frac{l_E}{2L^2} \pm \sqrt{\left(\frac{l_E}{2L^2}\right)^2 + \frac{1}{L^2}}. \quad (4.47)$$

Тоді загальний розв'язок однорідного рівняння (4.46) при підстановці (4.47) приймає вигляд

$$(n(x) - n_p) = A_1 e^{\left(\sqrt{\left(\frac{l_E}{2L^2}\right)^2 + \frac{1}{L^2}} - \frac{l_E}{2L^2}\right)x} + A_2 e^{\left(-\frac{l_E}{2L^2} + \sqrt{\left(\frac{l_E}{2L^2}\right)^2 + \frac{1}{L^2}}\right)x}. \quad (4.48)$$

Якщо позначити

$$\frac{1}{l_1} = \sqrt{\left(\frac{l_E}{2L^2}\right)^2 + \frac{1}{L^2}} - \frac{l_E}{2L^2}, \quad \frac{1}{l_2} = -\left(\sqrt{\left(\frac{l_E}{2L^2}\right)^2 + \frac{1}{L^2}} + \frac{l_E}{2L^2}\right),$$

то рівняння (4.48) можна записати у вигляді

$$n(x) - n_p = A_1 e^{x/l_1} + A_2 e^{-x/l_2}.$$

Коефіцієнти  $A_1, A_2$  знайдемо з наступних граничних умов:

$$n'(x)|_{x=0} = n_p \left( e^{\frac{qU_{к0}}{kT}} - 1 \right), \quad n'(x)|_{x=W} = n_p \left( e^{\frac{qU_{к0}}{kT}} - 1 \right).$$

Зробивши необхідні перетворення, отримаємо значення

$$A_1 = \frac{n'(W) - n'(0)e^{-W/l_2}}{e^{W/l_1} - e^{-W/l_2}}, \quad A_2 = \frac{n'(0)e^{W/l_1} - n'(W)}{e^{W/l_1} - e^{-W/l_2}},$$

Отже загальний розв'язок однорідного рівняння (4.46) має вигляд

$$n(x) - n_p = \frac{n'(W) - n'(0)e^{-W/l_2}}{e^{W/l_1} - e^{-W/l_2}} e^{x/l_1} + \frac{n'(0)e^{W/l_1} - n'(W)}{e^{W/l_1} - e^{-W/l_2}} e^{-x/l_2}.$$

Частковий розв'язок неоднорідного рівняння (4.46) шукається у вигляді  $\bar{y} = R_k(x)e^{\alpha x}$ , де  $R_k(x)$  - багаточлен ступеня  $k$ , якщо права частина рівняння має вид  $f(x) = Q_k(x)e^{\alpha x}$  [95]. Таким чином, частковий розв'язок рівняння (4.46) описується виразом

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

Загальний розв'язок рівняння (4.46) має вигляд

$$n(x) - n_p = A_1 e^{x/l_1} + A_2 e^{-x/l_2} - \frac{G(0)e^{-\alpha x}}{D\left(\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}\right)}. \quad (4.49)$$

У виразі (4.49) перші дві складові описують розподіл концентрації носіїв заряду у базовій області біполярного транзистора від дії постійної напруги, а третя складова від дії оптичного випромінювання.

Оскільки транзистор працює при змінних напругах і струмах то необхідно визначити розподіл концентрації носіїв заряду для цього випадку. Одномірне рівняння неперервності для змінного струму в стаціонарному режимі має вигляд

$$\frac{d^2(n_1)}{dx^2} + \frac{l_E}{L^2} \frac{d(n_1)}{dx} - \frac{n_1(1 + j\omega\tau_n)}{L^2} = 0, \quad (4.50)$$

де  $n_1$  - концентрація інжектованих носіїв заряду за рахунок дії змінної напруги на емітерному і колекторному переходах.

Можна вважати, що концентрація електронів складається із складової постійного струму  $n_{E0, K0}$  (функція  $x$ ) і складової змінного струму  $n_1 e^{j\omega t}$  (функції  $x$  і  $t$ ).

Якщо сигнали змінного струму  $U_{E1}(t)$  і  $U_{K1}(t)$  накладені на напруги  $U_{E0}$  і  $U_{K0}$  відповідно, то концентрація електронів на емітерному і колекторному переходах приймають значення

$$n_{E0} + n_{E1}(t) = n_p \exp\left[\frac{q}{kT}(U_{E0} + U_{E1}(t))\right], \quad (4.51)$$

$$n_{K0} + n_{K1}(t) = n_p \exp\left[\frac{q}{kT}(U_{K0} + U_{K1}(t))\right], \quad (4.52)$$

де  $n_{E1}(t)$  і  $n_{K1}(t)$  концентрації електронів, які визначаються змінною напругою, що накладені на середні концентрації електронів, які викликані постійною напругою.

Для випадку малого сигналу  $\frac{qU_{E1}(t)}{kT} \ll 1$  і  $\frac{qU_{K1}(t)}{kT} \ll 1$  вирази (4.51) і (4.52) можна значно спростити при розкладі 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 розкладу. Отже, можна записати

$$n_{E0} + n_{E1}(t) = n_p e^{\frac{q}{kT}(U_{E0})} \left[1 + \frac{qU_{E1}(t)}{kT}\right], \quad (4.53)$$



$$n_{K0} + n_{K1}(t) = n_p e^{\frac{q}{kT}(U_{K0})} \left[ 1 + \frac{qU_{K1}(t)}{kT} \right], \quad (4.54)$$

На основі (4.53) і (4.54) визначимо граничні умови, які необхідно використати при розв'язанні рівняння (4.50). Для емітерного переходу

$$n_1'(0, t) = n_p e^{\frac{q}{kT}(U_{E0})} + n_p e^{\frac{q}{kT}(U_{K0})} \frac{qU_{E1}(t)}{kT}, \quad (4.55)$$

і для колекторного переходу

$$n_1'(W, t) = n_p e^{\frac{q}{kT}(U_{K0})} + n_p e^{\frac{q}{kT}(U_{K0})} \frac{qU_{K1}(t)}{kT}, \quad (4.56)$$

Розв'язок рівняння (4.50) має вигляд

$$n_1(x, t) = A_3 e^{\frac{x C_6^*}{l_1}} + A_4 e^{-\frac{x C_6^*}{l_2}},$$

де  $C_6^* = \sqrt{1 + j\omega\tau}$ ,  $\tau$  - час життя електронів у базі,  $\omega$  - кругова частота. Коефіцієнти  $A_3$  і  $A_4$  визначаються з граничних умов (4.55) і (4.56), отже

$$A_3 = \frac{n_1'(W, t) - n_1'(0, t) e^{-\frac{W C_6^*}{l_2}}}{e^{\frac{W C_6^*}{l_1}} - e^{-\frac{W C_6^*}{l_2}}}, \quad A_4 = \frac{n_1'(0, t) e^{\frac{W C_6^*}{l_1}} - n_1'(W, t)}{e^{\frac{W C_6^*}{l_1}} - e^{-\frac{W C_6^*}{l_2}}}.$$

Таким чином, загальний розв'язок рівняння (4.50) має вигляд

$$n_1(x, t) = \left[ \frac{n_1'(W, t) - n_1'(0, t) e^{-\frac{W C_6^*}{l_2}}}{e^{\frac{W C_6^*}{l_1}} - e^{-\frac{W C_6^*}{l_2}}} \right] e^{\frac{x C_6^*}{l_1}} + \left[ \frac{n_1'(0, t) e^{\frac{W C_6^*}{l_1}} - n_1'(W, t)}{e^{\frac{W C_6^*}{l_1}} - e^{-\frac{W C_6^*}{l_2}}} \right] e^{-\frac{x C_6^*}{l_2}},$$

Для визначення опору бази біполярного транзистора під час дії світла, постійної і змінної напруг необхідно визначити напруженість електричного поля в базовій області. Для цього скористаємось рівнянням

$$j_{\text{заг}} = q(\mu_n n + \mu_p p)E + q(D_n \nabla n - D_p \nabla p),$$

звідки

$$E = \frac{j_{\text{заз}} - q(D_n \nabla n - D_p \nabla p)}{q(\mu_n n + \mu_p p)} \quad (4.57)$$

Вважається, що в базовій області існує високий рівень інжекції, коли  $n' \geq p_p$ , а також виконується умова нейтральності, з якої витікає, що  $\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x}$  і  $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t}$ . З врахуванням цих зауважень рівняння (4.57) приймас вигляд

$$E = \frac{j_{\text{заз}}}{q\mu_p n(b+1)} - \frac{(D_n/\mu_p)\nabla n}{n(b+1)} + \frac{kT}{q} \frac{\nabla n}{n(b+1)},$$

де  $b = \mu_n / \mu_p$ .

Слід зауважити, що

$$j_{\text{заз}} = j_{c\sigma} + j_{E0} + j_{E1}, \quad \nabla n = \nabla n_{c\sigma} + \nabla n_{E0} + \nabla n_{E1}, \quad n = n_{c\sigma} + n_{E0} + n_{E1},$$

тоді

$$E(x, \omega) = \frac{j_{c\sigma}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\sigma} + n_{E0} + n_{E1})} + \frac{j_{E0}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\sigma} + n_{E0} + n_{E1})} +$$

$$+ \frac{j_{E1}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\sigma} + n_{E0} + n_{E1})} - \frac{(D_n/\mu_p)\nabla n}{(b+1)(n_{c\sigma} + n_{E0} + n_{E1})} + \frac{kT\nabla n}{q(b+1)(n_{c\sigma} + n_{E0} + n_{E1})}. \quad (4.58)$$

Падіння напруги на базовій області буде визначатися виразом

$$U_{\sigma} = - \int_0^W E(x, \omega) dx \quad (4.59)$$

При підстановці (4.58) у (4.59) отримаємо

$$U_{\sigma} = - \int_0^W \frac{j_{c\sigma}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\sigma} + n_{E0} + n_{E1})} dx - \int_0^W \frac{j_{E0}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\sigma} + n_{E0} + n_{E1})} dx -$$

$$- \int_0^W \frac{j_{E1}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\sigma} + n_{E0} + n_{E1})} dx + \int_0^W \frac{(D_n/\mu_p)\nabla n}{(b+1)(n_{c\sigma} + n_{E0} + n_{E1})} dx -$$

$$- \frac{kT}{q} \int_0^W \frac{\nabla n}{q(b+1)(n_{c\sigma} + n_{E0} + n_{E1})} dx \quad (4.60)$$

Повний опір базової області транзистора дорівнює

$$Z_6 = \frac{U_{E1}}{Sj_{E1}},$$

де  $U_{E1}$  - напруга на базовій області, яка визначається змінним струмом,  $S$  - площа базової області.

При використанні складових, які відносяться до змінної напруги з виразу (4.60), можна записати

$$Z_6 = \frac{2kT}{SqD(b+1)} \frac{\int_0^w \frac{A_3(C_6^*/l_1) - A_4(C_6^*/l_2)}{G(0)e^{-\alpha x} + A_3e^{x C_6^*/l_1} + A_4e^{-x C_6^*/l_2}} dx}{D\left(\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}\right)} + \frac{kT}{q(b+1)} * \\ * \int_0^w \frac{\alpha G(0)e^{-\alpha x}}{D^2\left(\alpha^2 - \frac{\alpha l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}\right) qS \left[ \frac{A_3 C_6^*}{l_1} - \frac{A_4 C_6^*}{l_1} \right] \left[ A_3 e^{\frac{x C_6^*}{l_1}} + A_4 e^{-\frac{x C_6^*}{l_2}} - \frac{G(0)e^{-\alpha x}}{D\left(\alpha^2 - \frac{\alpha l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}\right)} \right]} dx + \\ + \frac{kT}{q(b+1)} \int_0^w \frac{A_3(C_6^*/l_1)e^{\frac{x C_6^*}{l_1}} - A_4(C_6^*/l_2)e^{-\frac{x C_6^*}{l_2}}}{qDS \left[ \frac{A_3 C_6^*}{l_1} - \frac{A_4 C_6^*}{l_1} \right] \left[ \frac{G(0)e^{-\alpha x}}{D\left(\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}\right)} + A_3 e^{x C_6^*/l_1} + A_4 e^{-x C_6^*/l_2} \right]} dx. \quad (4.61)$$

Розв'язання інтегралів у виразі (4.61) можна зробити, якщо експоненційні функції і  $\sqrt{1+j\omega\tau}$  розкласти у ряд із збереженням двох членів розкладу, тоді

$$Z_6 = \frac{2kT}{q(b+1) \left[ I_{E0} + \frac{G(0)\alpha Sq}{\left(\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}\right)} \right]} \left[ 1 + \frac{\frac{1}{2}(1+j\omega\tau) \frac{W^2}{D\tau} \left( \frac{qU_{nac}}{kT} - 1 \right)}{1 + \frac{1}{2}(j\omega\tau) \frac{W^2}{D\tau}} \right], \quad (4.62)$$

де

$$\frac{qU_{нас}}{kT} = \ln \left[ \frac{n_{E0} + \frac{b}{b+1}(p_n - n_p)}{n_{K0} + \frac{b}{b+1}(p_n - n_p)} \right]$$

При роботі транзистора на частотах  $\omega\tau \gg 1$ , рівняння (4.62) можна спростити

$$Z_{\sigma} = \frac{2kT}{q(b+1) \left[ I_{E0} + \frac{G(0)\alpha Sq}{\left( \alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2} \right)} \right]} \left[ 1 + \frac{j\omega L_{\sigma}/r_1}{1 + j\omega L_{\sigma}/r_2} \right], \quad (4.63)$$

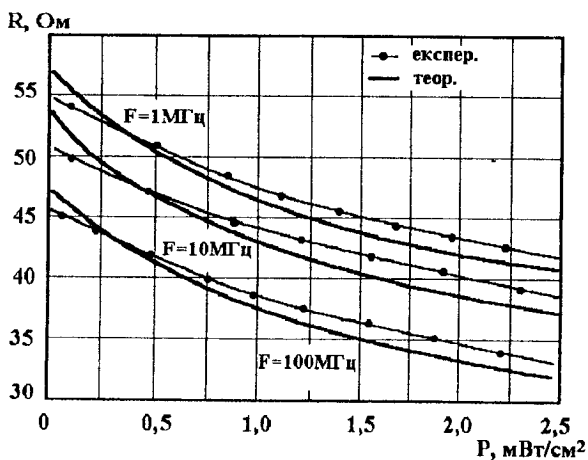
де

$$r_1 = \frac{2kT}{q(b+1) \left[ I_{E0} + \frac{G(0)\alpha Sq}{\left( \alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2} \right)} \right]},$$

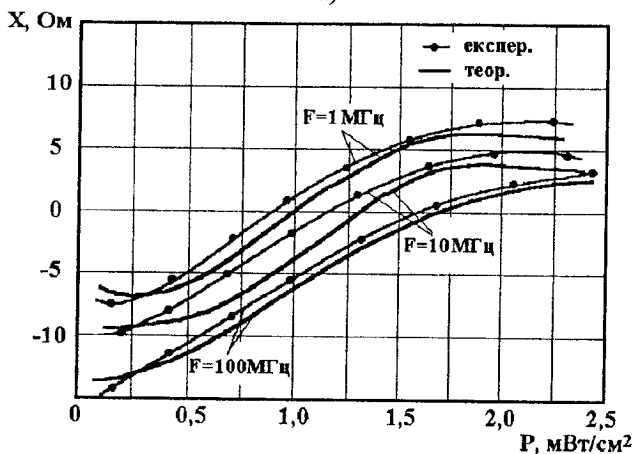
$$r_2 = \frac{2kT \left( \frac{qU_{нас}}{kT} - 1 \right)}{q(b+1) \left[ I_{E0} + \frac{G(0)\alpha Sq}{\left( \alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2} \right)} \right]},$$

$$L_{\sigma} = \frac{kT \frac{W^2}{D\tau} \left( \frac{qU_{нас}}{kT} - 1 \right)}{q(b+1) \left[ I_{E0} + \frac{G(0)\alpha Sq}{\left( \alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2} \right)} \right]}.$$

На рис.4.5 подано залежності активної і реактивної складових повного опору біполярного транзистора від потужності оптичного випромінювання.



а)



б)

Рис.4.5. Залежність активної (а) і реактивної (б) складових повного опору біполярного транзистора від потужності оптичного випромінювання

Як видно з графіка, активна складова зменшується, а реактивна складова з ємнісної переходить у індуктивну. Дія оптичного випромінювання на базову область біполярного транзистора еквівалентна додатковій інжекції електронів, які створюють надлишковий негативний заряд біля емітера, який підвищує напруженість електричного поля між емітером і колектором. В свою чергу, це поле викликає дрейфовий потік основних носіїв – дірок в напрямку до емітера, що викликає підвищення густини дірок біля емітера, яке намагається компенсувати заряд інжекттованих електронів і

електричне поле. Рівноважний стан досягається тоді, коли приріст густини заряду стає достатнім, щоб створити електричне поле такої величини, що воно було здатним зробити розподіл електронів майже однаковим по формі з розподілом дірок.

Проте оскільки в базі існує градієнт густини дірок, то цілком можливий дірковий потік від емітера до колектора за рахунок дифузії. Щоб підтримати у рівноважному стані розподіл дірок, ця можливість дифузії повинна компенсуватись можливістю дрейфу в протилежному напрямку внаслідок існування електричного поля. Таким чином, незважаючи на те, що дірковий струм у базі всюди дорівнює нулю, електричне поле створює електронний дрейфовий струм, який сприяє дифузійному електронному струму. Тому загальний електронний струм виявляється більшим, ніж обчислений тільки дифузійний струм.

Прикладення змінного сигналу в цих умовах приводить до зміни у часі кількості носіїв заряду у кожній локальній області бази, що, у свою чергу, приводить до перебудови електричного поля у базі. Безумовно, ці процеси є інерційними по відношенню до процесу зміни напруги на емітерному р-п переході. Падіння напруги на р-п переході встановлюється за інтервал часу на багато разів меншого часу життя дірок у базі (приблизно на порядок) [162].

Тривалість процесу зміни опору бази, що обумовлений перерозподілом носіїв заряду, також менше часу їх життя, проте він значно більше часу встановлення напруги на р-п переході. Відставання зміни заряду в базі від напруги сприймається на зовнішніх затискачах як індуктивна реакція.

Величина індуктивного опору з частотою зростає до тих пір, поки час проходження бази неосновними носіями заряду стане сумірним з періодом прикладених коливань. Подальше підвищення частоти приводить до того, що концентрація неосновних носіїв у базі не встигає слідувати за зміною граничних значень змінного струму, що приводить до зменшення індуктивності. Експериментальні дослідження повного опору біполярних транзисторів типу КТ3107Б з  $f_a = 200$  МГц від потужності оптичного випромінювання проводились за методикою, яка описана в роботі [7]. Джерелом оптичного випромінювання слугував світлодіод АЛ1107А з максимумом спектрального розподілу на довжині хвилі  $\lambda = 0,95$  мкм. Потужність випромінювання контролювалась за допомогою приладу ІМО-2Н.

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.

### 4.3. Теорія фотореактивного ефекту у польових транзисторах

Польові фототранзистори із структурою метал-діелектрик-напівпровідник (МДН) знайшли широке використання у системах прийому і обробки оптичної інформації. На теперішній час розроблена теорія фотопольового ефекту в МДН- транзисторах, яка досить точно описує статичні характеристики таких приладів [17, 163]. Проте в динамічному режимі, коли на канал діє малий змінний сигнал і оптичне випромінювання, не розроблені теоретичні питання впливу оптичного випромінювання за рахунок ефектів фотопровідності. При цьому вважається, що взаємодія оптичного випромінювання з напівпровідниковим кристалом здійснюється за рахунок міжелектродного проникнення, внаслідок чого фотовольтаїчні ефекти переважають ефекти фотопровідності [159]. Теоретичні й експериментальні дослідження, які проведені у роботах [131, 136], показали, що при потужному оптичному випромінюванні зростає кількість електронів, які при поглинанні фотона набувають енергію, достатню для подолання бар'єра. Це дає можливість врахувати як фотовольтаїчні, так і ефекти фотопровідності, які виникають при оптичному опромінюванні каналу польового транзистора. Вказані питання набувають особливої актуальності у зв'язку з розвитком оптично керованих НВЧ - пристроїв і, особливо, мікроелектронних частотних сенсорних пристроїв з оптичною перебудовою [63, 164]. В даній роботі приведені результати теоретичних і експериментальних досліджень залежності повного опору реактивного МДН - транзистора від потужності оптичного випромінювання і частоти змінного струму.

Схема із загальним витокком забезпечує ефективне регулювання реактивної складової повного опору транзистора за рахунок управляючої напруги, проте вплив оптичного випромінювання на кристал приладу не виявляє достатньої дії. Схемотехнічно реактивний двополосник реалізується на основі використання повного опору розподіленої структури витік-стік, малосигнальні параметри якого найбільше залежать від оптичного випромінювання. Для збільшення еквівалентної реактивності доцільно створити режим короткого замикання із змінної складової сигналу між затвором і витокком.

У роботі [165] отримано аналітичний вираз для повного опору інверсійного каналу при дії стаціонарного світла на основі припущення про фотоіндуковану зміну провідності напівпровідникового матеріалу між двома омичними контактами, проте в цій роботі не відображено кінетику нерівноважних електронних процесів.

Для отримання основних аналітичних співвідношень скористаємося звичайною структурою МДН - транзистора з індукованим р-каналом [27], у якій між витокком і стоком прикладена гармонічна напруга з круговою частотою  $\omega$  і малою амплітудою сигналу  $qU_1/kT \ll 1$ . При цьому вважається однорідність і невідродженість напівпровідникового матеріалу, стала ру-

хливість носіїв заряду у каналі, відсутність оптичного стимульованого перезаряду поверхневих станів і фотоemisії у діелектрик, однорідність часу життя нерівноважних носіїв заряду, відсутність захоплення надлишкових носіїв заряду в об'ємі і на поверхні напівпровідника. Вважається, що енергія кванту оптичного випромінювання перевищує ширину забороненої зони напівпровідника, має місце біполярна фотогенерація.

Найбільшою фоточутливістю характеризується передпороговий режим роботи МДН - транзистора. В умовах слабкої інверсії основною компонентою струму є дифузійна [63]. Розглянемо одномірне рівняння неперервності для р-каналу

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \nabla(D\nabla p) - (\mu_E j / \sigma \nabla p) - \frac{p - p_0}{\tau_p} + G, \quad (4.64)$$

де

$$D = \frac{D_n D_p}{D_p p + D_n n} = \frac{2}{b+1} D_p \quad (4.65)$$

- коефіцієнт дифузії при біполярному дрейфі,

$$\mu_E = \frac{\mu_n \mu_p (n - p)}{\mu_n n + \mu_p p} \quad (4.66)$$

- коефіцієнт рухливості носіїв заряду при біполярному дрейфі,

$j$  – густина загального струму,  $\sigma$  – провідність каналу,  $\tau_p$  – час життя дірок,  $p, n$  – концентрація нерівноважних дірок і електронів у каналі,  $\mu_p, \mu_n$  – рухливість дірок і електронів,  $b = \mu_n / \mu_p$  – відношення рухливості електронів і дірок,  $D_n, D_p$  – коефіцієнти дифузії електронів і дірок,  $G$  – швидкість фотогенерації носіїв заряду.

В стаціонарному режимі роботи МДН-транзистора з врахуванням (4.65) і (4.66) рівняння (4.64) приймає вигляд

$$D \frac{d^2(p - p_0)}{dx^2} - \mu_E E \frac{d(p - p_0)}{dx} - \frac{p - p_0}{\tau} = -G(x). \quad (4.67)$$

Позначивши

$$\frac{\mu_E E}{D} = \frac{\mu_E E \tau}{D \tau} = \frac{l_E}{L_*^2}, \quad L_*^2 = D \tau,$$

тоді рівняння (4.67) записується у вигляді



$$\frac{d^2(p-p_0)}{dx^2} - \frac{l_E}{L_*^2} \frac{d(p-p_0)}{dx} - \frac{p-p_0}{L_*^2} = -\frac{G(x)}{D} \quad (4.68)$$

При генеруванні носіїв заряду світлом швидкість генерації описується рівнянням [104]

$$G(x) = G(0)e^{-\alpha x},$$

де  $\alpha$  - коефіцієнт поглинання світла.

Якщо вважати, що нерівноважна концентрація дірок складається з двох складових

$$p = p_{01} + p_1 e^{j\omega t},$$

де  $p_{01}$  - концентрація дірок, яка визначається постійною напругою, а  $p_1$  - змінною напругою, то рівняння (4.68) для змінної складової у режимі малого сигналу приймає вигляд

$$\frac{d^2 p_1}{dx^2} - \frac{l_E}{L_*^2} \frac{dp_1}{dx} - \frac{p_1(1+j\omega t)}{L_*^2} = -\frac{G(x)}{D} \quad (4.69)$$

Граничні умови при відсутності постійного зміщення на стоку для розв'язання рівняння (4.69) мають вигляд [31]

$$p_1(0, t) = p_0 \exp[\beta(\psi_S + \varepsilon_b)] + p_0 \exp[\beta(\psi_S + \varepsilon_b)] \beta U_{1b}(t), \quad (4.70)$$

$$p_1(L, t) = p_0 \exp[\beta(\psi_S + \varepsilon_C)] + p_0 \exp[\beta(\psi_S + \varepsilon_C)] \beta U_{1c}(t), \quad (4.71)$$

де  $\beta = kT/q$ ,  $\varepsilon_b, \varepsilon_C$  - величина фото ЕРС на р-п переходах витoku і стоку,  $L$  - довжина каналу,  $\psi_S$  - поверхневий потенціал, який зв'язаний з напругою на затворі  $U_3$  і ефективним рівнем фотогенерації  $\xi = \Delta n/n_i = \Delta p/n_i$  співвідношенням [159]

$$U_3 - U_{FB} = \psi_S + \frac{\varepsilon_S \varepsilon_0 \varphi_S}{\beta C_0 L_{Di}^* |\varphi_S|} F(\varphi_S \varphi_F^*), \quad (4.72)$$

де

$$\varphi_S = \beta \psi_S, \quad \varphi_F^* = [\ln(\xi + e^{\varphi_F}) - \ln(\xi + e^{-\varphi_F})]/2,$$

$$L_{Di}^* = \frac{\varepsilon_S \varepsilon_0 kT}{2q^2 n_i^*}, \quad n_i^* = n_i \exp([\ln(\xi + e^{\varphi_F}) - \ln(\xi + e^{-\varphi_F})]/2),$$

$U_{FB}$  - потенціал площинних зон,  $\varphi_F$  - потенціал Фермі,  $C_0$  - питома ємність діелектрика,  $n_i$  - концентрація носіїв заряду у власному напівпровіднику,  $\varepsilon_s, \varepsilon_0$  - діелектрична стала напівпровідника і вакууму відповідно.

У режимі слабкої інверсії справедливе наближення [31]

$$F(\varphi_s, \varphi_F^*) \approx \sqrt{(\varphi_s - 1)e^{\varphi_s^*}} \quad (4.73)$$

Підставляючи (4.73) у (4.72), отримаємо

$$\varphi_s = U_3 - U_{FB} - \sqrt{\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{\beta^2 C_0 L_{Di}^*} (\beta U_3 - 1) e^{\varphi_s^*/2}}$$

Розв'язок рівняння (4.69) складається із загального розв'язку однорідного рівняння і часткового розв'язку неоднорідного рівняння. Загальний розв'язок однорідного рівняння має вигляд

$$P_1(x, t) = A_1 e^{K_1 x} + A_2 e^{K_2 x},$$

де  $K_1$  і  $K_2$  корені квадратного рівняння

$$K^2 - \frac{l_E}{L_*^2} K - \frac{1}{L_*^2} = 0.$$

Таким чином, маємо

$$K_{1,2} = \frac{l_E}{2L_*^2} \pm \sqrt{\left(\frac{l_E}{2L_*^2}\right)^2 + \frac{1}{L_*^2}}.$$

Якщо позначити

$$\frac{1}{l_1} = \sqrt{\left(\frac{l_E}{2L_*^2}\right)^2 + \frac{1}{L_*^2}} + \frac{l_E}{2L_*^2}, \quad \frac{1}{l_2} = -\left(\sqrt{\left(\frac{l_E}{2L_*^2}\right)^2 + \frac{1}{L_*^2}} - \frac{l_E}{2L_*^2}\right),$$

тоді розв'язок однорідного рівняння приймає вигляд

$$P_1(x, t) = A_1 e^{x/l_1} + A_2 e^{-x/l_2}.$$

Коефіцієнти  $A_1$  і  $A_2$  визначаються з граничних умов (4.70) і (4.71), отже

$$A_1 = \frac{P_1(L,t) - P_1(0,t)e^{\frac{LC_6^*}{l_2}}}{e^{\frac{LC_6^*}{l_1}} - e^{\frac{LC_6^*}{l_2}}}, \quad A_2 = \frac{P_1(0,t)e^{\frac{LC_6^*}{l_1}} - P_1(L,t)}{e^{\frac{LC_6^*}{l_1}} - e^{\frac{LC_6^*}{l_2}}},$$

де  $C_6^* = \sqrt{1 + j\omega\tau}$ .

Таким чином, загальний розв'язок однорідного рівняння (4.69) описується виразом

$$P_1(x,t) = \left( \frac{P_1(L,t) - P_1(0,t)e^{\frac{LC_6^*}{l_2}}}{e^{\frac{LC_6^*}{l_1}} - e^{\frac{LC_6^*}{l_2}}} \right) e^{\frac{x C_6^*}{l_1}} + \left( \frac{P_1(0,t)e^{\frac{LC_6^*}{l_1}} - P_1(L,t)}{e^{\frac{LC_6^*}{l_1}} - e^{\frac{LC_6^*}{l_2}}} \right) e^{-\frac{x C_6^*}{l_2}}.$$

Частковий розв'язок неоднорідного рівняння (4.69) шукається у вигляді  $\bar{P}(x) = R_\kappa e^{\alpha x}$ , де  $R_\kappa$  багаточлен степеня  $\kappa$ , якщо права частина має вигляд  $f(x) = Q_\kappa e^{\alpha x}$  [7]. Таким чином, частковий розв'язок рівняння (4.69) має вигляд

$$\bar{P}(x) = \frac{G(0)e^{-\alpha x}}{D \left[ \alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L_*^2} - \frac{1}{L_*^2} \right]}.$$

Загальний розв'язок рівняння (4.69) записується у вигляді

$$P_1(x,t) = \left( \frac{P_1(L,t) - P_1(0,t)e^{\frac{LC_6^*}{l_2}}}{e^{\frac{LC_6^*}{l_1}} - e^{\frac{LC_6^*}{l_2}}} \right) e^{\frac{x C_6^*}{l_1}} + \left( \frac{P_1(0,t)e^{\frac{LC_6^*}{l_1}} - P_1(L,t)}{e^{\frac{LC_6^*}{l_1}} - e^{\frac{LC_6^*}{l_2}}} \right) e^{-\frac{x C_6^*}{l_2}} - \frac{G(0)e^{-\alpha x}}{D \left[ \alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L_*^2} - \frac{1}{L_*^2} \right]}.$$

Для визначення опору каналу при дії світла та змінної напруги, необхідно визначити напруженість електричного поля в каналі. Для цього скористаємось рівнянням

$$j_{\text{заз}} = q(\mu_n n + \mu_p p)E + q(D_n \nabla n - D_p \nabla p),$$

звідки

$$E = \frac{j_{\text{заз}} - q(D_n \nabla n - D_p \nabla p)}{q(\mu_n n + \mu_p p)}. \quad (4.74)$$

Вважається, що в каналі виконується умова електричної нейтральності, з якої витікає, що  $\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x}$  і  $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t}$ . З врахуванням цих зауважень рівняння (4.74) приймає вигляд

$$E = \frac{j_{\text{заз}}}{q\mu_p p(b+1)} - \frac{kT\nabla p}{q(b+1)p}.$$

Слід зауважити, що

$$j_{\text{заз}} = j_{cs} + j_1, \quad \nabla p = \nabla p_{cs} + \nabla p_1, \quad p = p_{cs} + p_1,$$

тоді

$$E(x, \omega) = \frac{j_{cs}}{q\mu_p(b+1)(p_{cs} + p_1)} + \frac{j_1}{q\mu_p(b+1)(p_{cs} + p_1)} - \frac{kT\nabla p_{cs}}{q(b+1)(p_{cs} + p_1)} - \frac{kT\nabla p_1}{q(b+1)(p_{cs} + p_1)}. \quad (4.75)$$

Падіння напруги на каналі описується виразом

$$U_K = -\int_0^L E(x, \omega) dx. \quad (4.76)$$

При підстановці (4.75) у (4.76) отримаємо

$$U_K = -\int_0^L \frac{j_{cs}}{q\mu_p(b+1)(p_{cs} + p_1)} dx - \int_0^L \frac{j_1}{q\mu_p(b+1)(p_{cs} + p_1)} dx + \int_0^L \frac{kT\nabla p_{cs}}{q(b+1)(p_{cs} + p_1)} dx + \int_0^L \frac{kT\nabla p_1}{q(b+1)(p_{cs} + p_1)} dx. \quad (4.77)$$

Повний опір каналу польового транзистора визначається

$$Z_K = \frac{U_1}{Sj_1},$$

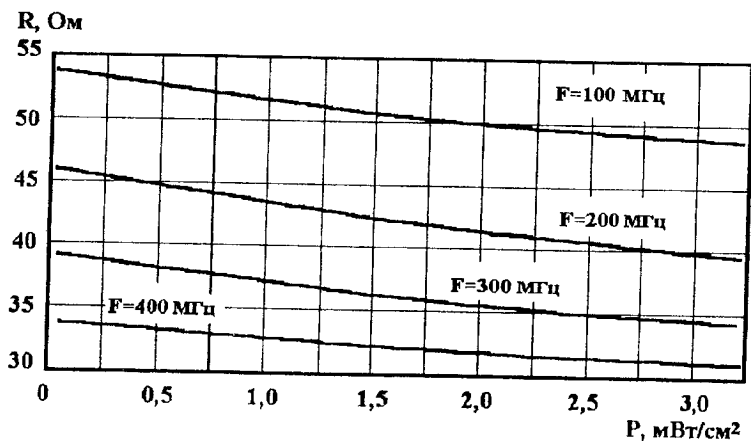
де  $U_1$  - змінна напруга на каналі,  $S$  - площа каналу.

При використанні складових з виразу (4.77), які відносяться до змінної напруги, можна записати

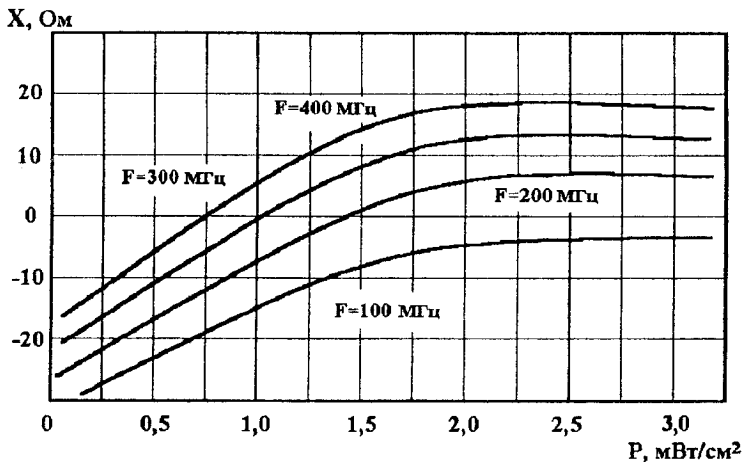
$$Z_K = \frac{1}{q\mu_p S(b+1)} \frac{\int_0^L \frac{A_1 \frac{C_6^*}{l_1} - A_2 \frac{C_6^*}{l_2}}{A_1 \frac{C_6^*}{l_1} e^{\frac{x C_6^*}{l_1}} + A_2 \frac{C_6^*}{l_2} e^{\frac{x C_6^*}{l_2}} - \frac{G(0)e^{-ax}}{D[\alpha^2 - \alpha l_E / L_n^2 - 1/L_n^2]}} dx}{A_1 \frac{C_6^*}{l_1} - A_2 \frac{C_6^*}{l_2}}$$

$$\frac{kT'}{q^2(b+1)SD} \frac{\int_0^L \frac{A_1 \frac{C_6^*}{l_1} e^{\frac{x C_6^*}{l_1}} - A_2 \frac{C_6^*}{l_2} e^{\frac{x C_6^*}{l_2}}}{A_1 \frac{C_6^*}{l_1} e^{\frac{x C_6^*}{l_1}} + A_2 \frac{C_6^*}{l_2} e^{\frac{x C_6^*}{l_2}} - \frac{G(0)e^{-ax}}{D[\alpha^2 - \alpha l_E / L_n^2 - 1/L_n^2]}} dx}{A_1 \frac{C_6^*}{l_1} - A_2 \frac{C_6^*}{l_2}} \quad (4.78)$$

Розв'язок інтегралів у виразі (4.78) зроблено числовим методом на персональному комп'ютері "Pentium". Якщо зробити поділ на дійсну і уявну складові виразу (4.78), то отримаємо активну і реактивну компоненти повного опору каналу. На рис.4.6 подано залежність активної і реактивної складових повного опору каналу від потужності оптичного випромінювання. Повна модель фотореактивного МДН - транзистора потребує також врахувати вплив малосигнальних параметрів активної зони кристалу, фотодіодних структур витoku і стоку, а також паразитних параметрів корпусу.



а)



б)

Рис.4.6. Розрахункові залежності активної (а) і реактивної (б) складових повного опору каналу від потужності оптичного випромінювання

На рис.4.7 подана еквівалентна схема досліджуваного приладу, в якому використані такі позначення:  $L'_C$ ,  $L'_3$ ,  $L'_B$ ,  $L_K$  - індуктивності зовнішніх виводів і індуктивність каналу,  $C'_{3C}$  - ємність затвор-стік,  $C'_{3B}$  - ємність затвор-витік,  $R'_C$ ,  $R'_B$  - опори контактних шарів,  $L_C$ ,  $L_3$ ,  $L_B$  - індуктивності виводів кристалу,  $R_{B(C)}$  - фотозалежний опір р-п переходу витік-підкладка (стік-підкладка),  $C_{B(C)}$  - фотоємність стоку (витоку), інші позначення загальноживані.

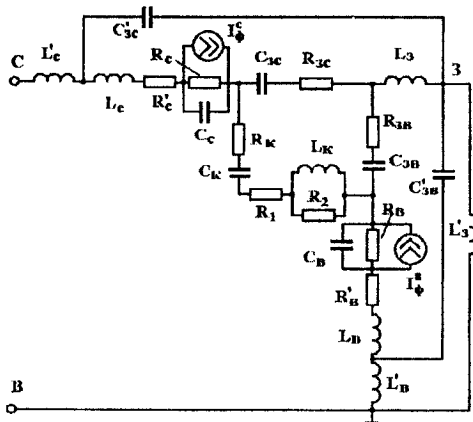


Рис.4.7. Еквівалентна схема фотореактивного МДН-транзистора

Параметри областей стоку і витоку, які поглинають світло, описуються таким чином [27]

$$R_{B(C)} = \frac{a}{\beta I_{\phi}^{(C)}(a^2 + b^2)}, \quad (4.79)$$

$$C_{B(C)} = S_{B(C)} \sqrt{\frac{q \epsilon_s \epsilon_0 N_a}{2(\varphi_K - \epsilon_{B(C)})}} + \beta I_{\phi}^{B(C)}(a^2 + b^2) / \omega b, \quad (4.80)$$

де  $a = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2} + 1 \right)^{1/2}$ ,  $b = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2} - 1 \right)^{1/2}$ ,

$S_{B(C)}$  - площа р-п переходу витоку (стоку),  $\varphi_K$  - контактна різниця потенціалів,  $N_a$  - концентрація акцепторної домішки.

Формули (4.79) і (4.80) дійсні для витоку, коли відсутнє постійне зміщення на електродах виток-стік.

Прикладення напруги до легованих областей МДН - транзистора різко зменшує ефективне значення діапазону перебудови еквівалентної реактивності за рахунок дії тянучого поля. Цей ефект можна врахувати, якщо у граничні умови (4.70) і (4.71) ввести відповідні різниці потенціалів.

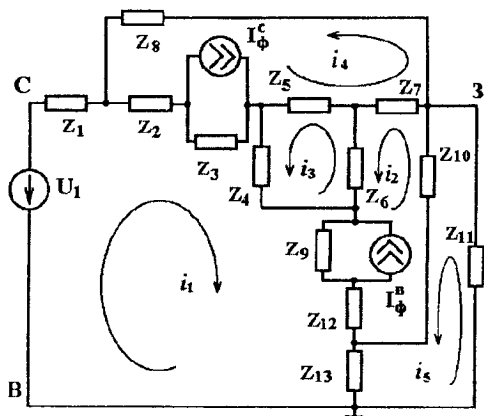


Рис.4.8. Компактна еквівалентна схема

Розрахунки вхідного опору зроблені згідно компактної еквівалентної схеми (рис.4.8), яка отримана на основі еквівалентної схеми (рис.4.7). Рівняння Кірхгофа мають вигляд

$$\left. \begin{aligned}
 U_1 &= (Z_1 + Z_2 + Z_3 + Z_4 + Z_9 + Z_{12} + Z_{13})i_1 + (Z_2 + Z_3)i_4 - Z_3I_\phi^C + Z_4i_3 + \\
 &+ (Z_9 + Z_{12})i_2 + Z_9I_\phi^B + Z_{13}i_5, \\
 0 &= (Z_7 + Z_6 + Z_9 + Z_{12} + Z_{10})i_2 - Z_7i_4 - Z_6i_3 + Z_9i_1 + Z_9I_\phi^B - Z_{10}i_5 + Z_{12}i_1, \\
 0 &= (Z_4 + Z_6 + Z_5)i_3 + Z_4i_1 - Z_6i_2 - Z_5i_4, \\
 0 &= (Z_2 + Z_3 + Z_5 + Z_7 + Z_8)i_4 + Z_2i_1 + Z_3i_1 - Z_3I_\phi^C - Z_5i_5 - Z_7i_2, \\
 0 &= (Z_{11} + Z_{10} + Z_{13})i_5 - Z_{10}i_2 + Z_{13}i_1,
 \end{aligned} \right\} (4.81)$$

$$\text{де } Z_1 = j\omega L'_C, \quad Z_2 = R'_C + j\omega L_C,$$

$$Z_3 = \frac{R_C}{1 + (\omega R_C C_C)^2} - j \frac{R_C^2 \omega C_C}{1 + (\omega R_C C_C)^2},$$

$$Z_4 = R_K + R_1 + \frac{R_2(\omega L_K)^2}{R_2^2 + (\omega L_K)^2} - j \left( \frac{1}{\omega C_K} - \frac{\omega L_K R_2^2}{R_2^2 + (\omega L_K)^2} \right),$$

$$Z_5 = R_{3C} - j \frac{1}{\omega C_{3C}}, \quad Z_6 = R_{3B} - j \frac{1}{\omega C_{3B}}, \quad Z_7 = j\omega L'_3,$$

$$Z_8 = -j \frac{1}{\omega C'_{3C}}, \quad Z_{10} = -j \frac{1}{\omega C'_{3B}},$$

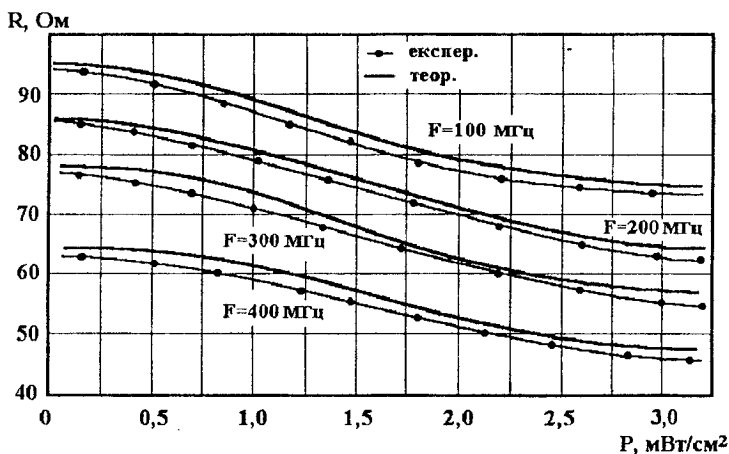
$$Z_9 = \frac{R_B}{1 + (\omega R_B C_B)^2} - j \frac{R_B^2 \omega C_B}{1 + (\omega R_B C_B)^2}, \quad Z_{11} = -j\omega L'_3,$$

$$Z_{12} = R'_B + j\omega L_B, \quad Z_{13} = j\omega L'_B.$$

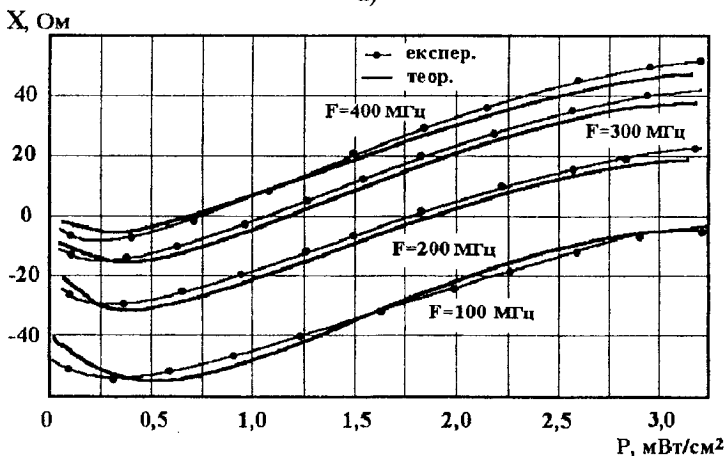
Розв'язок системи рівнянь (4.81) зроблено числовим методом на персональному комп'ютері типу "Pentium" в обчислювальному середовищі "Matlab 5.2". На рис.4.9 наведені розраховані і експериментальні залежності активної і реактивної складових повного опору МДН - транзистора від потужності оптичного випромінювання і частоти сигналу. При розрахунках повного опору були використані параметри транзистора КП301Б. На частотах, які перевищували граничну, відбувалось зменшення емнісної складової, що зв'язано із інерційними процесами переносу носіїв заряду через канал транзистора. Явище фазової затримки у формуванні струму по відношенню до напруги на зовнішніх електродах приладу сприймаються як індуктивна реакція [23]. Фізична природа фотоіндуктивного ефекту у МДН - транзисторах аналогічна механізму, який має місце у фотоелемен-



тах і біполярних транзисторах, що підтверджується якісним збігом отриманих кривих з результатами моделювання повного опору у вказаних структурах [166, 167].



а)



б)

Рис.4.9. Розрахункові та експериментальні залежності активної (а) і реактивної (б) складових повного опору МДН - транзистора від потужності оптичного випромінювання і частоти сигналу

Для перевірки теоретичних розрахунків повного опору МДН – транзистора від потужності оптичного випромінювання проведено їх порівняння з експериментальними даними, які проводились у діапазоні 1-1250 МГц за

допомогою вимірювача комплексних коефіцієнтів передачі Р4-37. При проведенні експериментальних досліджень використовувались транзистори типу КП301Б і КП304А. Джерелом оптичного випромінювання слугував світлодіод АЛ1107А з максимумом спектрального розподілу на довжині хвилі  $\lambda = 0,95$  мкм. Потужність випромінювання контролювалась за допомогою приладу ІМО-2Н. Адекватність розробленої моделі в порівнянні з експериментом визначено у вигляді відносної похибки на основі виразу (3.23). Розбіжність теоретичних і експериментальних досліджень складає  $\pm 5\%$ .

На рис.4.9 подано експериментальні залежності для транзисторів КП301Б. При зростанні частоти змінного сигналу відбувається перехід точки інверсії характеру реактивності в область більш низьких рівнів потужності оптичного випромінювання, що також відбувається у біполярних фоточутливих транзисторах [7]. Зменшення активної складової повного опору із зростанням потужності оптичного випромінювання підвищує добротність фотореактивного елементу, яка в області індуктивного характеру перевищує одиницю.

Як показали дослідження, використання підкладки при схемотехнічному синтезі оптично керованого реактивного елементу приводить до негативного ефекту, що проявляється у практично повній відсутності фотоіндукованого прирощення повного опору. Причина цього, мабуть, міститься в тому, що змінюються умови фотовольтаїчного розподілу носіїв заряду у структурі виток (стік) – підкладка.

#### **4.5. Розрахунок вольт-амперної характеристики НВЧ 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 надзвичайно високих частот, що дуже важливо для НВЧ оптоелектроніки. Електрична схема пристрою подана на рис.4.10. Необхідно теоретично і експериментально показати, що на електродах колектор-затвор запропонованої структури існує від'ємний опір, що відповідає спадаючій ділянці на вольт-амперній характеристиці. Фоточутливий перетворювач живиться від джерел постійної напруги  $U_1$  і  $U_2$ . Ланцюг  $R_1C_1$  створює додатковий зворотний позитивний зв'язок виходу із входом, а також через опір  $R_2$ , який є фоточутливим елементом, здійснюється живлення колектора біполярного транзистора і ланцюга затвор-стік польового транзистора. Ємність  $C_2$  здійснює блокувальну роль, тобто за-

хищає джерело постійного струму  $U_1$  від струмів надзвичайно високих частот. Коливальний контур утворений пасивною індуктивністю  $L_1$  і ємністю, яка існує на електродах колектор біполярного і стік польового транзисторів.

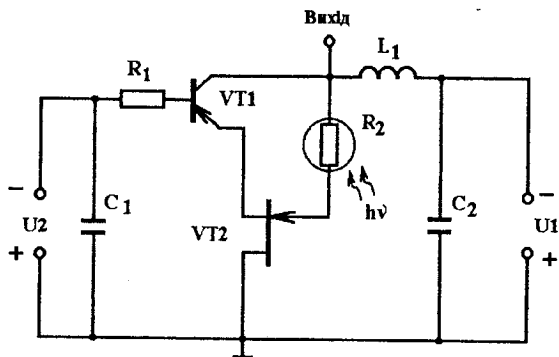


Рис.4.10.Електрична схема перетворювача на основі біполярного і польового транзисторів, фоточутливим елементом якої є фоторезистор

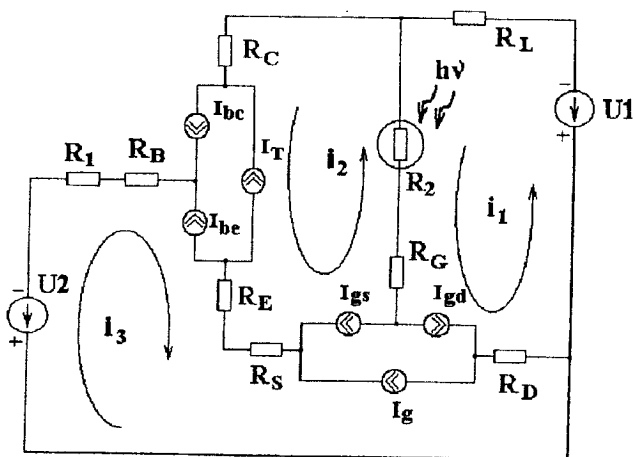


Рис.4.11.Еквівалентна схема фотоперетворювача на основі арсенід-галієвого польового і біполярного транзисторів для постійного струму з фоторезистором

Для розрахунку вольт-амперної характеристики перетворювача розглянемо його еквівалентну схему для постійного струму (рис.4.11). Система рівнянь Кірхгофа має вигляд

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= (R_2 + R_L + R_G + R_D)(i_1 + I_{gd} + I_g - I_{gs}) - (R_G + R_2)(i_2 - I_{gs} - I_T - I_{bc} + \\ &+ I_{be} + I_g + I_{gd}) + R_D(i_3 - I_g + I_{gs} - I_{gd} - I_{be} + I_{bc} + I_T), \\ 0 &= (R_C + R_E + R_S + R_G + R_2)(i_2 + I_g - I_{gs} + I_{gd} + I_{be} - I_{bc} - I_T) - (R_G + R_2) * \\ &* (i_1 + I_{gd} + I_g - I_{gs}) + R_E(i_3 - I_g + I_{gs} - I_{gd} - I_{be} + I_{bc} + I_T) + R_S(i_3 - I_g + I_{gs} - \\ &- I_{gd} - I_{be} + I_{bc} + I_T), \\ U_2 &= (R_1 + R_B + R_E + R_S + R_D)(i_3 - I_g + I_{gs} - I_{gd} - I_{be} + I_{bc} + I_T) + \\ &+ R_D(i_1 + I_{gd} + I_g - I_{gs}) + R_E(i_2 + I_g - I_{gs} + I_{gd} + I_{be} - I_{bc} - I_T) + \\ &+ R_S(i_2 + I_g - I_{gs} + I_{gd} + I_{be} - I_{bc} - I_T). \end{aligned} \right\} \quad (4.82)$$

Для зручності розв'язання системи рівнянь (4.82) введемо такі позначення:

$$\begin{aligned} A_1 &= R_2 + R_L + R_G + R_D, & I_1 &= I_{gd} + I_g - I_{gs}, \\ A_2 &= R_C + R_E + R_S + R_G + R_2, & I_2 &= -I_{gs} - I_T - I_{bc} + I_{be} + I_g + I_{gd}, \\ A_3 &= R_1 + R_B + R_E + R_S + R_D, & I_3 &= -I_g + I_{gs} - I_{gd} - I_{be} + I_{bc} + I_T. \\ A_4 &= R_2 + R_G, \end{aligned} \quad (4.83)$$

З врахуванням позначень (4.83) систему рівнянь (4.82) можна переписати у вигляді

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= A_1 i_1 + A_1 I_1 - A_4 i_2 - A_4 I_2 + R_D i_3 + R_D I_3, \\ 0 &= -A_4 i_1 - A_4 I_1 + A_2 i_2 + A_2 I_2 + R_E i_3 + R_E I_3 + R_S i_3 + R_S I_3, \\ U_2 &= R_D i_1 + R_D I_1 + R_E i_2 + R_E I_2 + R_S i_2 + R_S I_2 + A_3 i_3 + A_3 I_3. \end{aligned} \right\} .$$

Введемо позначення:

$$\begin{aligned} A_5 &= R_S + R_E, \\ U_{01} &= U_1 - A_1 I_1 + A_4 I_2 - R_D I_3, \\ U_{02} &= A_4 I_1 - A_2 I_2 - (R_S + R_E) I_3, \\ U_{03} &= U_2 - R_D I_1 + (R_S + R_E) I_2 - A_3 I_3. \end{aligned} \quad (4.84)$$

Ввівши позначення (4.84), система рівняння (4.82) набуває вигляду

$$\left. \begin{aligned} U_{01} &= A_4 i_1 - A_4 i_2 + R_D i_3, \\ U_{02} &= -A_4 i_1 + A_2 i_2 + A_5 i_3, \\ U_{03} &= R_D i_1 + A_5 i_2 + A_3 i_3. \end{aligned} \right\} \quad (4.85)$$

З третього рівняння системи (4.85) визначимо значення струму

$$i_3 = \frac{U_{03} - A_5 i_2 - R_D i_1}{A_3}$$

Підставивши значення струму  $i_3$  в друге рівняння системи (4.82), визначимо струм

$$i_2 = A_9 + A_8 i_1,$$

де

$$A_6 = \frac{U_{02} A_3}{A_2 A_3 - A_5^2}, \quad A_7 = \frac{U_{03} A_5}{A_2 A_3 - A_5^2}, \quad A_8 = \frac{A_4 A_3 + A_5 R_D}{A_2 A_3 - A_5^2}, \quad A_9 = A_6 - A_7.$$

Підставивши струми  $i_2$  і  $i_3$  в перше рівняння системи (4.82) визначимо вольт-амперну характеристику перетворювача

$$U_{01} = A_1 i_1 - A_4 A_9 - A_4 A_8 i_1 + \frac{R_D U_{03}}{A_3} - \frac{R_D A_5 A_9}{A_3} - \frac{R_D A_5 A_8}{A_3} i_1 - \frac{R_D^2}{A_3} i_1. \quad (4.86)$$

Як показує аналіз, величина  $(A_1) > 0$ , тобто має позитивне значення. Це означає, що знаки, які стоять перед складовими у виразі (4.86), зберігаються. Таким чином, величина від'ємного опору на електродах колектор-стік буде існувати, якщо виконана умова

$$\left| A_4 A_8 + \frac{R_D A_5 A_8}{A_3} + \frac{R_D^2}{A_3} \right| > |A_1|.$$

На рис.4.12 подана вольт-амперна характеристика частотного оптичного НВЧ перетворювача, фоточувливим 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  $U_1$ .

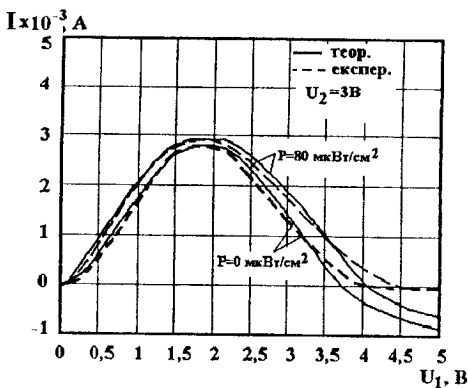


Рис.4.12. ВАХ перетворювача з фоторезистором

#### 4.6. Визначення функції перетворення і рівняння чутливості фоточутливого перетворювача з фоторезистором

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.4.13). Для зручності розрахунків подано еквівалентну схему у вигляді (рис.4.14). Система рівнянь, яка описує поведінку перетворювача і дозволяє визначити повний опір, має вигляд

$$U_1 = Z_{16}(i_1 + i_2),$$

$$0 = (Z_8 + Z_{16} + Z_{15} + Z_{13} + Z_{14} + Z_{18})i_2 + Z_{16}i_1 + Z_{14}i_3 + Z_{13}i_7 - Z_{15}i_4 + Z_{13}(I_{gd} - I_{gs} - I_g) + Z_{18}i_3,$$

$$0 = (Z_7 + Z_6 + Z_4 + Z_9 + Z_{10} + Z_{12} + Z_{14} + Z_{18})i_3 - Z_6i_6 + Z_6(-I_{bc} + I_{be} + I_T) + Z_4i_4 + Z_4(-I_{bc} + I_{be} + I_T) + (Z_9 + Z_{10})i_4 - Z_{12}i_7 + Z_{12}(-I_{gd} + I_{gs} + I_g) + Z_{14}i_2 + Z_{18}i_2,$$

$$0 = (Z_1 + Z_2 + Z_3 + Z_4 + Z_9 + Z_{10} + Z_{11} + Z_{15} + Z_{17})i_4 + Z_4(-I_{bc} + I_{be} + I_T) + (Z_9 + Z_{10})i_3 + Z_{11}i_7 + Z_{11}(-I_{gd} + I_{gs} + I_g) + Z_3i_6 + Z_4i_3 - Z_{15}i_2 - Z_{17}i_5,$$

$$U_2 = Z_{17}(i_5 - i_4),$$

$$0 = (Z_5 + Z_3 + Z_6)i_6 + Z_3i_4 - Z_6i_3 + Z_6(I_{bc} - I_{be} - I_T),$$

$$0 = (Z_{11} + Z_{13} + Z_{12})i_7 + Z_{11}i_4 + Z_{11}(-I_{gd} + I_{gs} + I_g) - Z_{12}i_3 + Z_{12}(I_{gd} - I_{gs} - I_g) + Z_{13}i_2 + Z_{13}(I_{gd} - I_{gs} - I_g).$$

(4.87)

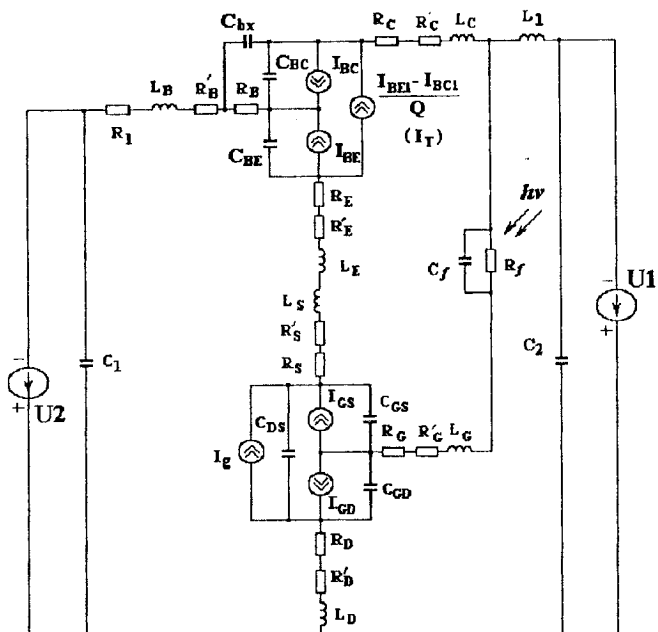


Рис.4.13. Еквівалентна схема перетворювача на основі біполярного і польового транзисторів з фоторезистором

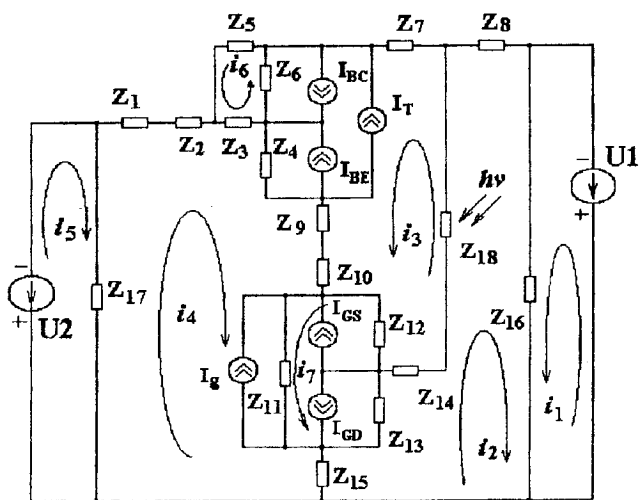


Рис.4.14. Перетворена еквівалентна схема частотного перетворювача з фоторезистором

$$\text{де } Z_1 = R_1, \quad Z_2 = R'_B + j\omega L_B, \quad Z_3 = R_B, \quad Z_4 = -j/(\omega C_{BE}),$$

$$Z_5 = -j/(\omega C_{bc}), \quad Z_6 = -j/(\omega C_{BC}), \quad Z_{17} = -j/(\omega C_1), \quad Z_8 = j\omega L_1,$$

$$Z_{11} = -j/(\omega C_{DS}), \quad Z_{12} = -j/(\omega C_{GS}), \quad Z_{13} = -j/(\omega C_{GD}), \quad Z_{16} = -j/(\omega C_2),$$

$$Z_7 = R_C + R'_C + j\omega L_C, \quad Z_9 = R_E + R'_E + j\omega L_E, \quad Z_{10} = R_S + R'_S + j\omega L_S,$$

$$Z_{14} = R_G + R'_G + j\omega L_G, \quad Z_{15} = R_D + R'_D + j\omega L_D,$$

$$Z_{18} = \frac{R_f(P)}{1 + (\omega R_f(P)C_f)^2} - j \frac{\omega R_f^2(P)C_f}{1 + (\omega R_f(P)C_f)^2}.$$

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

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

$$\text{де } I_S = I_{SS} \exp\left(\frac{U_{js}}{NS \cdot V_t} - 1\right), \quad V_T = kT/q,$$

$I_{SS}$  - 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

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

$$\text{де } Q_1 = 1/(1 - U_{bc}/U_{AF} - U_{be}/U_{AR}), \quad Q_2 = I_{be}/I_{KF} + I_{bc}/I_{KR},$$

$U_{AF}$  - 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, обумовлюючий множник  $Q_b$ , який дорівнює 0,5.

Об'ємний опір бази описується виразом [115]

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

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 законів р-п переходу [31]

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

Значення струму стік-витік польового транзистора з бар'єром Шоткі описується формулою [31]

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

де

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

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

Система рівнянь (4.87) розв'язується за допомогою метода Гауса на персональному комп'ютері Pentium в середовищі програмного забезпечення "Matlab 5.2" [96, 97]. Значення параметрів еквівалентної схеми, які необхідні для розрахунків, отримані з робіт [105, 107].

Теоретичні і експериментальні дослідження показали, що активна складова приймає від'ємне значення, а реактивна - емнісний характер. Під-

ключення 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.

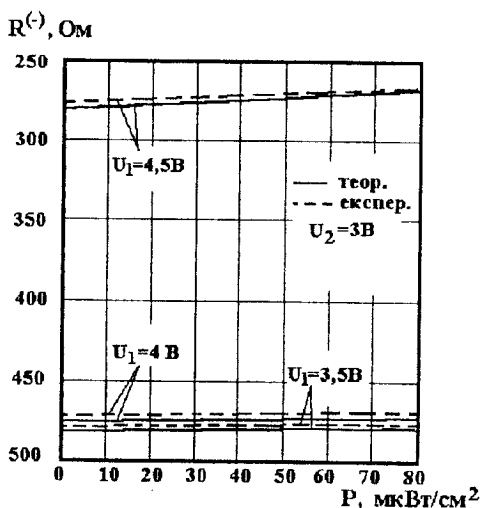


Рис.4.15. Теоретична і експериментальна залежність активної складової від потужності оптичного випромінювання

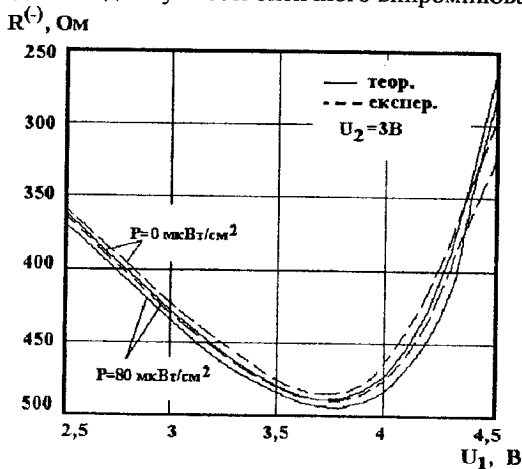


Рис.4.16. Теоретична і експериментальна залежності активної складової від напруги живлення

На рис.4.15 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.4.16 наведені теоретична і експериментальна залежності від'ємного опору від напруги живлення з різними потужностями світлового потоку. Як видно із графіка, при 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 при 4,5 В – змінюється на 23 Ом. На рис.4.17 подана експериментальна і розрахована залежності реактивної складової від потужності оптичного випромінювання. З графіка видно, що реактивна складова має ємнісний характер і її значення по модулю зменшується зі зростанням потужності випромінювання, причому реактивна складова майже лінійно зменшується зі збільшенням потужності випромінювання від нуля до 80 мкВт/см<sup>2</sup>. На рис.4.18 подана теоретична і експериментальна залежності реактивної складової від напруги живлення у темновому режимі і під час дії світла, потужність якого дорівнювала 80 мкВт/см<sup>2</sup>.

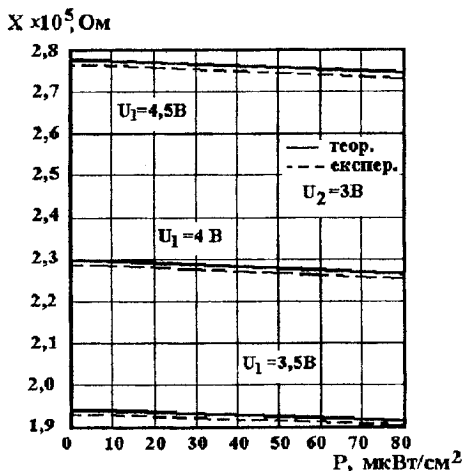


Рис.4.17. Теоретична і експериментальна залежності реактивної складової від потужності оптичного випромінювання

На рис.4.19 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.

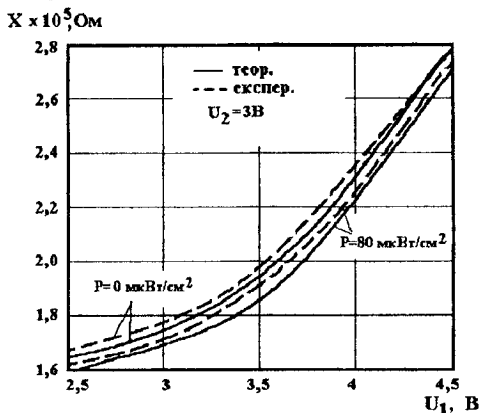


Рис.4.18. Теоретична і експериментальна залежність реактивної складової від напруги живлення

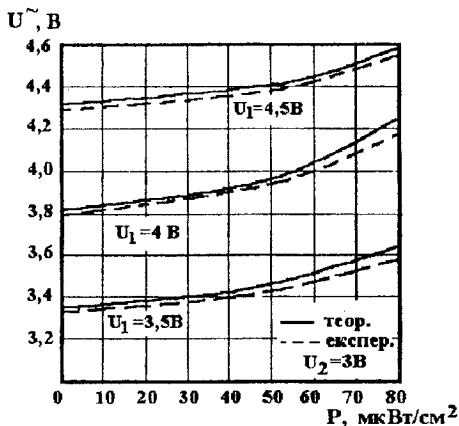


Рис.4.19. Залежність вихідної напруги від потужності оптичного випромінювання

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.4.14). Розв'язання системи рівнянь (4.87) 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

$$F_0 = \frac{1}{4} \frac{\sqrt{2} \sqrt{\frac{R_f^2(P)C_f^2 + C_{gd}R_f^2(P)C_f - LC_{gd} - D}{LC_{gd}R_f^2(P)C_f^2}}}{\pi}, \quad (4.88)$$

де 
$$D = \sqrt{(R_f^2(P)C_f^2 + C_{gd}R_f^2(P)C_f - LC_{gd})^2 + 4LC_{gd}R_f^2(P)C_f^2}.$$

Чутливість фоточутливого перетворювача визначається формулою

$$S_p = \frac{1}{4} \frac{\sqrt{2} \left( \frac{\partial R_f(P)}{\partial P} \right) (R_f^2(P)C_f^2 - C_{gd}R_f^2(P)C_f + \sqrt{A_1} + LC_{gd})}{\pi R_f^2(P)C_f \sqrt{A_1} \sqrt{\frac{-R_f^2(P)C_f^2 - C_{gd}R_f^2(P)C_f + \sqrt{A_1} + LC_{gd}}{LC_{gd}R_f^2(P)C_f^2}}}, \quad (4.89)$$

де 
$$A_1 = R_f^4(P)C_f^4 + 2R_f^4(P)C_f^2C_{gd} + 2LC_{gd}R_f^2(P)C_f^2 + C_{gd}^2R_f^4(P)C_f^4 - 2C_{gd}^2R_f^2(P)C_fL + L^2C_{gd}^2$$

Схема фоточутливого перетворювача виготовлена по гібридній технології і складається із біполярного транзистора типу КТ3123БМ і арсенід-галієвого транзистора з бар'єром Шоткі типу ЗП602. Фоточуливим елементом був фоторезистор. Зовнішня індуктивність виготовлена методом напилення. На рис.4.20 подані теоретичні і експериментальні залежності функції перетворення структури на основі біполярного і польового транзисторів, фоточуливим елементом якої є фоторезистор. Як видно з графіка розбіжність між теоретичними і експериментальними кривими є задовільною, що дає змогу вважати правильними теоретичні розрахунки. Адекватність розробленої математичної моделі визначено у вигляді відносної похибки згідно (3.23), яка складає  $\pm 5\%$ .

Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від напруги живлення подані на рис.4.21. 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  $849,6 \text{ МГц}$ . Дослідження показали, що вибором режиму живлення з постійної напруги, можна отримати лінійну залежність частоти генерації від потужності падаючого світла. На рис.4.22 подані експериментальні залежності частоти генерації від

температури навколишнього середовища. Оптимальною 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 можлива найбільш температурно стабільна робота перетворювача, при цьому чутливість складає 146 кГц/мкВт/см<sup>2</sup> (рис.4.23).

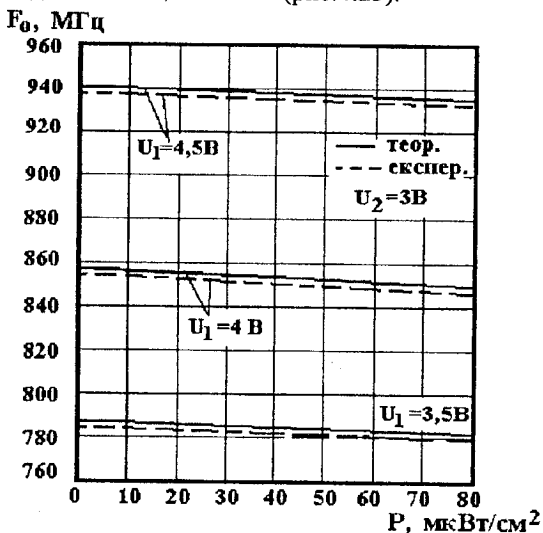


Рис.4.20. Теоретична і експериментальна залежність частоти генерації від потужності оптичного випромінювання

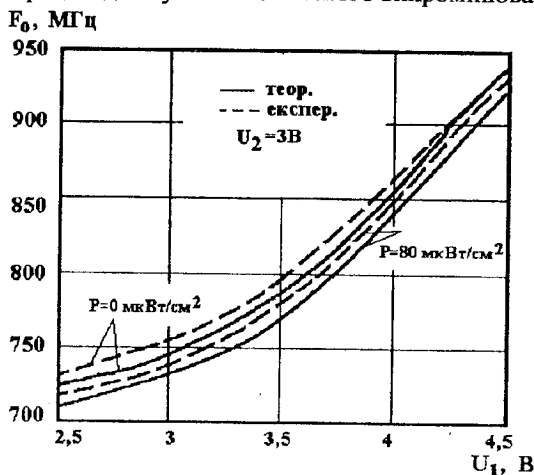


Рис.4.21. Теоретична і експериментальна залежність частоти генерації від напруги живлення

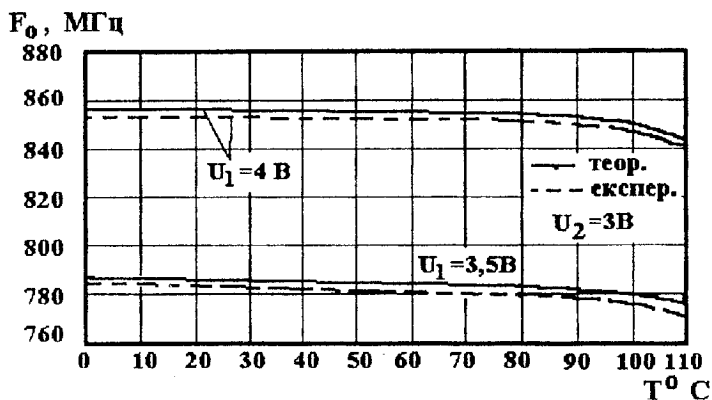


Рис.4.22. Залежність частоти генерації від температури

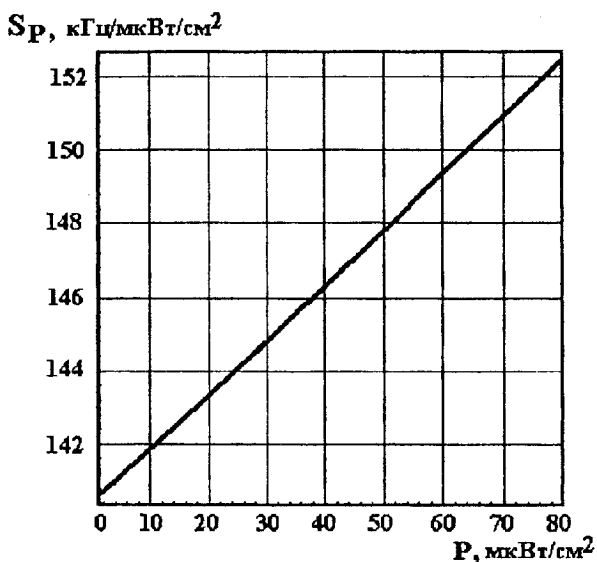


Рис.4.23.Залежність чутливості перетворювача від потужності оптичного випромінювання

Подальше підвищення чутливості, розширення робочого діапазону частот перетворювача можливо за умови використання фотодіодів в якості фото-чутливих елементів.

#### 4.7. Розрахунок вольт-амперної характеристики 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.4.24. Для розрахунку вольт-амперної характеристики перетворювача використаємо його еквівалентну схему на постійному струмі (рис.4.25).

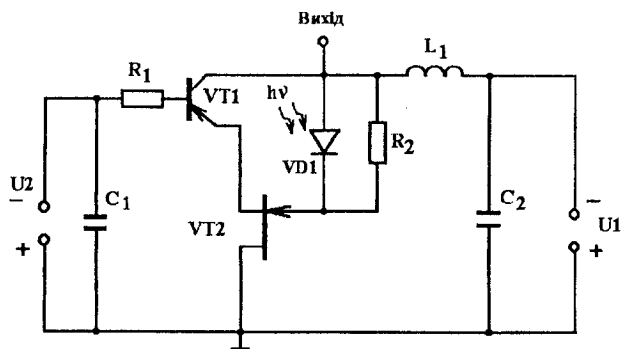


Рис.4.24. Електрична схема перетворювача з фотодіодом

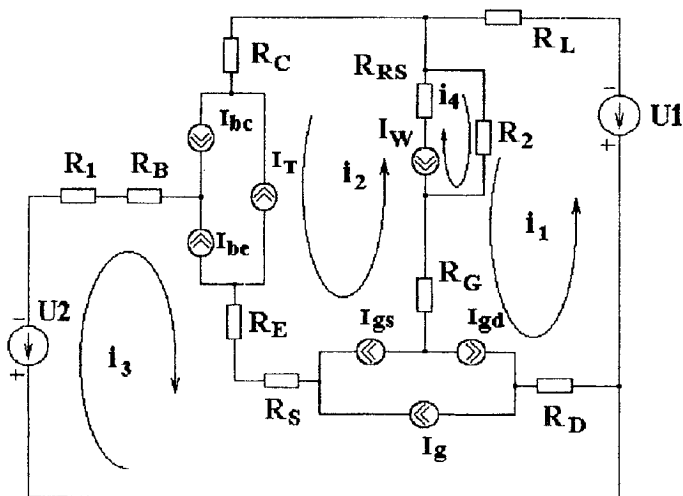


Рис.4.25. Еквівалентна схема перетворювача з фотодіодом для постійного струму



Система рівнянь Кірхгофа має вигляд

$$\left. \begin{aligned}
 U_1 &= (R_L + R_2 + R_G + R_D)(i_1 + I_{gd} - I_{gs} + I_g) - R_G i_2 + R_G(-I_T - I_{bc} + I_{be} - \\
 &- I_{gs} + I_{gd} + I_g - I_W) + R_2 i_4 - R_2 I_W + R_D(i_3 + I_T + I_{bc} - I_{be} + I_{gs} - I_{gd} - I_g), \\
 0 &= (R_C + R_E + R_S + R_G + R_{RS})(i_2 - I_T - I_{bc} + I_{be} - I_{gs} + I_{gd} + I_g - I_W) + \\
 &+ R_E(i_3 + I_T + I_{bc} - I_{be} + I_{gs} - I_{gd} - I_g) + R_S(i_3 + I_T + I_{bc} - I_{be} + I_{gs} - I_{gd} - \\
 &- I_g) - R_G(i_1 - I_{gs} + I_{gd} + I_g) + R_{RS}(i_4 - I_W), \\
 U_2 &= (R_1 + R_B + R_E + R_S + R_G)(i_3 + I_T + I_{bc} - I_{be} + I_{gs} - I_{gd} - I_g) + R_E(i_2 - \\
 &- I_T - I_{bc} + I_{be} - I_{gs} + I_{gd} + I_g - I_W) + R_S(i_2 - I_T - I_{bc} + I_{be} - I_{gs} + I_{gd} + \\
 &+ I_g - I_W) + R_D(i_1 + I_{gd} - I_{gs} + I_g), \\
 0 &= (R_{RS} + R_2)i_4 + R_{RS}(i_2 - I_T - I_{bc} + I_{be} - I_{gs} + I_{gd} + I_g - I_W) - R_2(i_1 + I_{gd} - \\
 &- I_{gs} + I_g) - R_2 I_W.
 \end{aligned} \right\} (4.90)$$

Введемо такі позначення

$$\begin{aligned}
 A_1 &= R_L + R_2 + R_G + R_D, & I_1 &= I_{gd} - I_{gs} + I_g, \\
 A_2 &= R_C + R_E + R_S + R_G + R_{RS}, & I_2 &= -I_T - I_{bc} + I_{be} - I_{gs} + I_{gd} + I_g - I_W, \\
 A_3 &= R_1 + R_B + R_E + R_S + R_G, & I_3 &= I_T + I_{bc} - I_{be} + I_{gs} - I_{gd} - I_g, \\
 A_4 &= R_{RS} + R_2,
 \end{aligned}$$

тоді система рівнянь (4.90) набуває вигляду

$$\left. \begin{aligned}
 U_1 &= A_1 i_1 + A_1 I_1 + R_G i_2 + R_G I_2 + R_D i_3 + R_D I_3, \\
 0 &= A_2 i_2 + A_2 I_2 + R_E i_3 + R_E I_3 + R_S i_3 + R_S I_3 - R_G i_1 - R_G I_1 + R_{RS} i_4 - R_{RS} I_W, \\
 U_2 &= A_3 i_3 + A_3 I_3 + R_E i_2 + R_E I_2 + R_S i_2 + R_S I_2 + R_D i_1 + R_D I_1, \\
 0 &= A_4 i_4 + R_{RS} i_2 + R_{RS} I_2 - R_2 i_1 - R_2 I_1 - R_2 I_W.
 \end{aligned} \right\} (4.91)$$

Введемо такі позначення

$$\begin{aligned}
 U_{01} &= U_1 - A_1 I_1 - R_G I_2 - R_D I_3, \\
 U_{02} &= -A_2 I_2 - R_E I_3 - R_S I_3 + R_G I_1 + R_{RS} I_W, \\
 U_{03} &= -A_3 I_3 - R_E I_2 - R_S I_2 - R_D I_1, \\
 U_{04} &= -R_{RS} I_2 + R_2 I_1 + R_2 I_W,
 \end{aligned}$$

тоді система рівнянь (4.91) набуває вигляду

$$\left. \begin{aligned} U_{01} &= A_1 i_1 + R_G i_2 + R_D i_3, \\ U_{02} &= A_2 i_2 + R_E i_3 + R_S i_3 - R_G i_1 + R_{RS} i_4, \\ U_{03} &= A_3 i_3 + R_E i_2 + R_S i_2 + R_D i_1, \\ U_{04} &= A_4 i_4 + R_S i_2 - R_2 i_1. \end{aligned} \right\} \quad (4.92)$$

З четвертого рівняння системи (4.92) визначимо струм

$$i_4 = \frac{U_{04}}{A_4} - \frac{R_{RS}}{A_4} i_2 + \frac{R_2}{A_4} i_1. \quad (4.93)$$

Підставимо (4.93) у третє рівняння системи (4.92) і визначимо струм

$$i_3 = \frac{U_{03}}{A_3} - \frac{A_5}{A_3} i_2 - \frac{R_D}{A_3} i_1. \quad (4.94)$$

Підставивши (4.93) і (4.94) у друге рівняння (4.92), отримаємо струм

$$i_2 = A_6 + A_7 i_1, \quad (4.95)$$

де 
$$A_6 = \frac{U_{02} A_4 A_3}{A_2 A_4 A_3 - R_{RS}^2 A_3 - A_5^2 A_4}, \quad A_7 = \frac{R_G A_3 A_4 - R_{RS} R_2 A_3 + R_D A_5 A_4}{A_2 A_4 A_3 - R_{RS}^2 A_3 - A_5^2 A_4},$$

$$A_8 = \frac{R_{RS} U_{04} A_3 + A_5 U_{03} A_4}{A_2 A_4 A_3 - R_{RS}^2 A_3 - A_5^2 A_4}, \quad A_9 = A_6 - A_8.$$

Підставивши (4.93), (4.94) і (4.95) у перше рівняння (4.92), отримаємо вольт-амперну характеристику перетворювача

$$U_{01} = A_1 i_1 + R_G A_7 i_1 - \frac{R_D A_5 A_7}{A_3} i_1 - \frac{R_D^2}{A_3} i_1 + R_G A_9 + \frac{R_D U_{03}}{A_3} - \frac{R_D A_5 A_9}{A_3}. \quad (4.96)$$

Величина диференційного опору на електродах колектор-стік фотоперетворювача визначається на основі (4.96)

$$\frac{dU_1}{di_1} = A_1 + R_G A_7 - \frac{R_D A_5 A_7}{A_3} - \frac{R_D^2}{A_3},$$

Таким чином, ділянка від'ємного опору на вольт-амперній характеристиці буде зберігатись, коли буде виконуватись співвідношення

$$\left| \frac{R_D A_3 A_7}{A_3} + \frac{R_D^2}{A_3} \right| > |A_1 + R_G A_7| .$$

На рис.4.26 подана вольт-амперна характеристика фоточутливого перетворювача у темновому режимі і в режимі дії світловим променем. З рис.4.26 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 мкВт/см<sup>2</sup> він зростає на 1210 мкА. Ділянка від'ємного опору лежить в діапазоні від 2,5 В до 4,2 В напруги живлення.

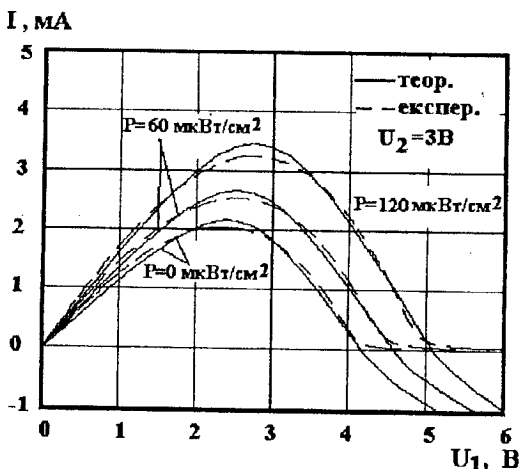


Рис.4.25. Вольт-амперна характеристика перетворювача з фотодіодом з різними потужностями випромінювання

#### 4.8. Розрахунок функції перетворення і рівняння чутливості фоточутливого перетворювача з фотодіодом

Функція перетворення визначається на основі еквівалентної схеми (рис.4.27) з розрахунком повного опору на електродах колектор-стік фотоперетворювача, електрична схема якого подана на рис.4.24. Еквівалентну схему (4.27) перетворено на більш зручну для проведення розрахунків (рис.4.28).

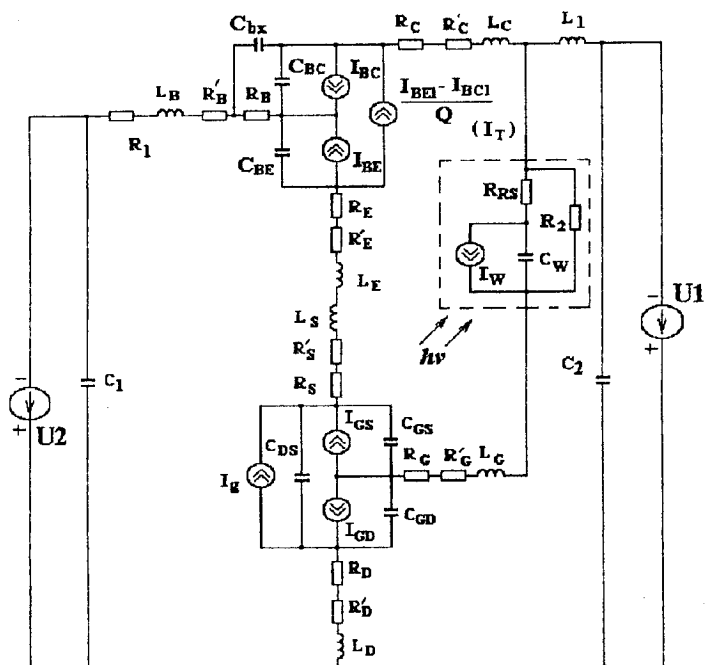


Рис.4.27. Еквівалентна схема перетворювача з фотодіодом

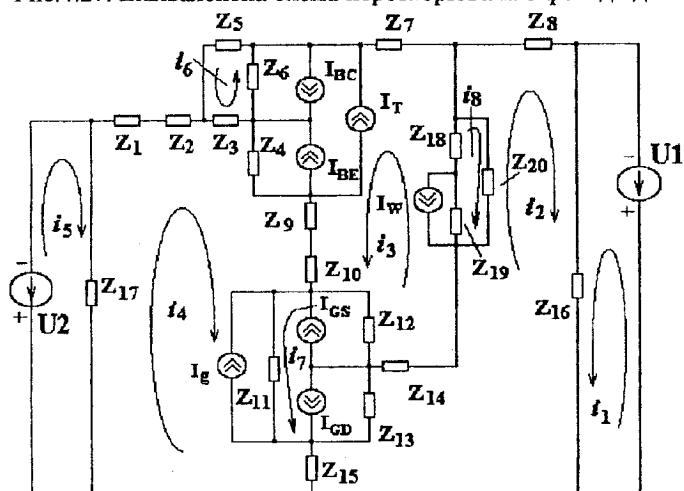


Рис.4.28. Перетворена еквівалентна схема частотного перетворювача з фотодіодом

Система рівнянь Кірхгофа для змінного струму має вигляд

$$\begin{aligned}
 U_1 &= Z_{16}(i_1 + i_2), \\
 0 &= (Z_8 + Z_{16} + Z_{15} + Z_{13} + Z_{14} + Z_{19} + Z_{18})i_2 + Z_{16}i_1 - Z_{15}i_4 + Z_{13}i_7 + \\
 &+ Z_{13}(I_{gd} - I_{gs} - I_g) + Z_{14}i_3 + Z_{19}i_8 + Z_{19}i_3 + Z_{19}I_W + Z_{18}i_3 + Z_{18}i_8, \\
 0 &= (Z_1 + Z_2 + Z_3 + Z_4 + Z_9 + Z_{10} + Z_{11} + Z_{15} + Z_{17})i_4 + Z_4(-I_{bc} + I_{be} + I_T) + \\
 &+ (Z_9 + Z_{10})i_3 + Z_{11}i_7 + Z_{11}(-I_{gd} + I_{gs} + I_g) - Z_{15}i_2 - Z_{17}i_5 + Z_3i_6 + Z_4i_3, \\
 0 &= (Z_7 + Z_6 + Z_4 + Z_9 + Z_{10} + Z_{12} + Z_{14} + Z_{19} + Z_{18})i_3 + Z_6(-I_{bc} + I_{be} + I_T) + \\
 &+ Z_4i_4 + Z_{18}i_8 + Z_4(-I_{bc} + I_{be} + I_T) + (Z_9 + Z_{10})i_4 + Z_{12}(-I_{gd} + I_{gs} + I_g) + \\
 &+ Z_{14}i_2 + Z_{19}i_2 + Z_{19}i_8 + Z_{19}I_W + Z_{18}i_2 - Z_{12}i_7 - Z_6i_6, \\
 U_2 &= Z_{17}(i_5 - i_4), \\
 0 &= (Z_5 + Z_3 + Z_6)i_6 + Z_3i_4 - Z_6i_3 + Z_6(I_{bc} - I_{be} - I_T), \\
 0 &= (Z_{11} + Z_{13} + Z_{12})i_7 + Z_{11}i_4 + Z_{11}(-I_{gd} + I_{gs} + I_g) + Z_{13}(I_{gd} - I_{gs} - I_g) - \\
 &- Z_{12}i_3 + Z_{12}(I_{gd} - I_{gs} - I_g) + Z_{13}i_2, \\
 0 &= (Z_{20} + Z_{19} + Z_{18})i_8 + Z_{19}i_2 + Z_{19}I_W + Z_{19}i_3 + Z_{18}i_3 + Z_{18}i_2.
 \end{aligned}$$

(4.97)

де  $Z_1 = R_1$ ,  $Z_2 = R'_B + j\omega L_B$ ,  $Z_3 = R_B$ ,  $Z_4 = -j/(\omega C_{BE})$ ,  $Z_5 = -j/(\omega C_{bc})$ ,  
 $Z_6 = -j/(\omega C_{BC})$ ,  $Z_7 = R_C + R'_C + j\omega L_C$ ,  $Z_8 = j\omega L_1$ ,  $Z_9 = R_E + R'_E + j\omega L_E$ ,  
 $Z_{10} = R_S + R'_S + j\omega L_S$ ,  $Z_{11} = -j/(\omega C_{DS})$ ,  $Z_{12} = -j/(\omega C_{GS})$ ,  $Z_{13} = -j/(\omega C_{GD})$ ,  
 $Z_{14} = R_G + R'_G + j\omega L_G$ ,  $Z_{15} = R_D + R'_D + j\omega L_D$ ,  $Z_{16} = -j/(\omega C_2)$ ,  
 $Z_{17} = -j/(\omega C_1)$ ,  $Z_{18} = R_{RS}$ ,  $Z_{19} = -j/(\omega C_W)$ ,  $Z_{20} = R_2$ .

Введемо позначення, які спрощують запис системи рівнянь (4.97),

$$\begin{aligned}
 A_2 &= Z_{14} + Z_{19} + Z_{18}, & A_1 &= Z_8 + Z_{16} + Z_{15} + Z_{13} + Z_{14} + Z_{19} + Z_{18}, \\
 A_4 &= Z_4 + Z_9 + Z_{10}, & A_3 &= Z_7 + Z_6 + Z_4 + Z_9 + Z_{10} + Z_{12} + Z_{14} + Z_{19} + Z_{18}, \\
 A_5 &= Z_{18} + Z_{19}, & A_6 &= Z_1 + Z_2 + Z_3 + Z_4 + Z_9 + Z_{10} + Z_{11} + Z_{15} + Z_{17}, \\
 A_7 &= Z_3 + Z_5 + Z_6, & A_8 &= Z_{11} + Z_{13} + Z_{12}, \\
 A_9 &= Z_{19} + Z_{18}, & A_{10} &= Z_{20} + Z_{19} + Z_{18}, \\
 Y_{11} &= Z_{19}I_W, & Y_{21} &= Z_{13}(I_{gd} - I_{gs} - I_g) + Y_{11}, \\
 Y_{31} &= Z_4(-I_{bc} + I_{be} + I_T), & Y_{32} &= Z_{12}(-I_{gd} + I_{gs} + I_g) + Y_{11}, \\
 Y_{33} &= Z_6(-I_{bc} + I_{be} + I_T), & Y_{41} &= Z_4(-I_{bc} + I_{be} + I_T), \\
 Y_{42} &= Z_{11}(-I_{gd} + I_{gs} + I_g), & Y_{61} &= Z_6(I_{bc} - I_{be} - I_T), \\
 Y_{71} &= Z_{11}(-I_{gd} + I_{gs} + I_g), & Y_{72} &= Z_{13}(I_{gd} - I_{gs} - I_g), \\
 Y_{73} &= Z_{12}(I_{gd} - I_{gs} - I_g).
 \end{aligned}$$

Тоді її можна записати у вигляді

$$\left. \begin{aligned}
 U_1 &= Z_{16}i_1 + Z_{16}i_2, \\
 -Y_{21} &= Z_{16}i_1 + A_1i_2 + A_2i_3 - Z_{15}i_4 + Z_{13}i_7 + Z_{18}i_8, \\
 -Y_{31} - Y_{32} - Y_{33} &= A_2i_2 + A_3i_3 + A_4i_4 - Z_6i_6 - Z_{12}i_7 + A_5i_8, \\
 -Y_{41} - Y_{42} &= -Z_{15}i_2 + A_4i_3 + A_6i_4 - Z_{17}i_5 - Z_6i_6 - Z_{11}i_7, \\
 U_2 &= -Z_{17}i_4 + Z_{17}i_5, \\
 -Y_{61} &= -Z_6i_3 + Z_3i_4 + A_7i_6, \\
 -Y_{71} - Y_{72} - Y_{73} &= Z_{13}i_2 - Z_{12}i_3 + Z_{11}i_4 + A_8i_7, \\
 -Y_{11} &= A_9i_2 + A_9i_3 + A_{10}i_8.
 \end{aligned} \right\} (4.98)$$

Система рівнянь (4.98) розв'язується методом Гауса на персональному комп'ютері типу Pentium при використанні пакету програм "Matlab 5.2". Отримавши значення повного опору, активна складова якого має від'ємне значення, а реактивна – емнісний характер, розраховується значення еквівалентної ємності, яке залежить від потужності падаючого світла. Еквівалентна ємність перетворювача визначає залежність частоти генерації від потужності діючого світла [168, 169, 170].

$R^{(c)}$ , Ом

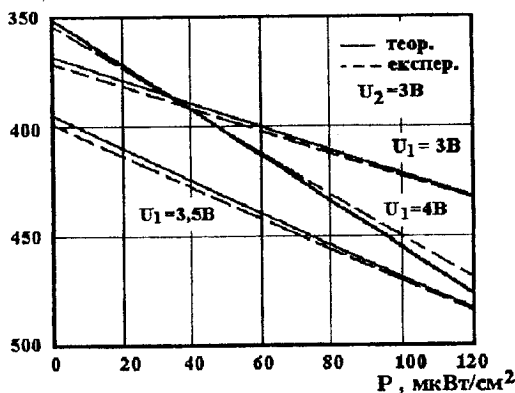


Рис.4.29. Теоретичні і експериментальні залежності активної складової від потужності оптичного випромінювання

На рис.4.29 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.4.30

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 управління 3 В від'ємний опір має максимальне значення при потужності випромінювання  $120 \text{ мкВт/см}^2$ . Якщо напруга живлення зростає більш ніж 3,75 В, активна складова зменшується і в меншій мірі залежить від потужності світлового потоку. На рис.4.31 подана теоретична і експериментальна залежність реактивної складової повного опору від потужності випромінювання. Як видно із 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 зміні потужності випромінювання від  $60 \text{ мкВт/см}^2$  до  $120 \text{ мкВт/см}^2$ . На рис.4.32 подані розрахункова і експериментальна залежності реактивної складової від напруги живлення у темновому режимі і з різними потужностями падаючого світла.

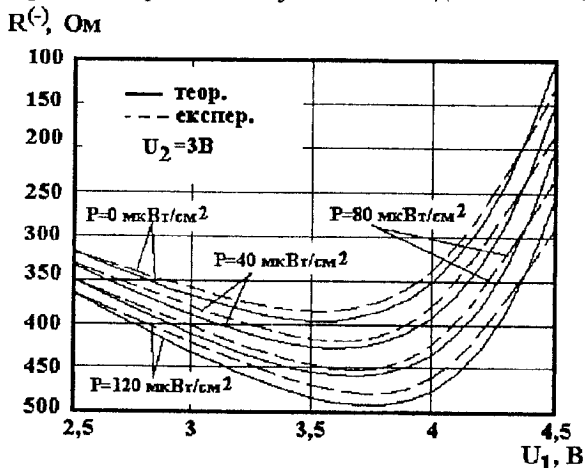


Рис.4.30. Теоретичні і експериментальні залежності активної складової від напруги живлення при різних значеннях потужності випромінювання

Величина реактивної складової визначає величину ємності коливально-го 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, то вона має найменшу чутливість від потужності випромінювання.

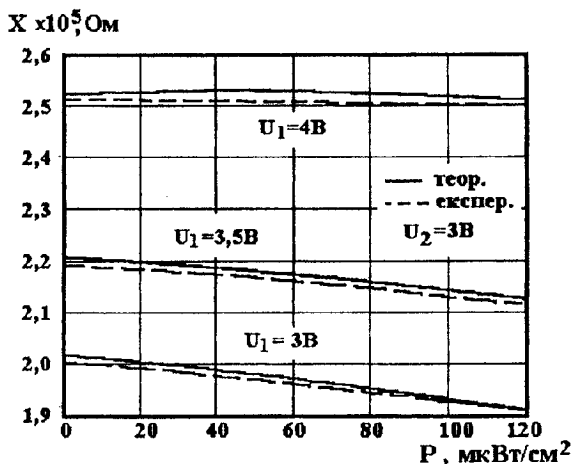


Рис.4.31. Теоретичні і експериментальні залежності реактивної складової від потужності випромінювання

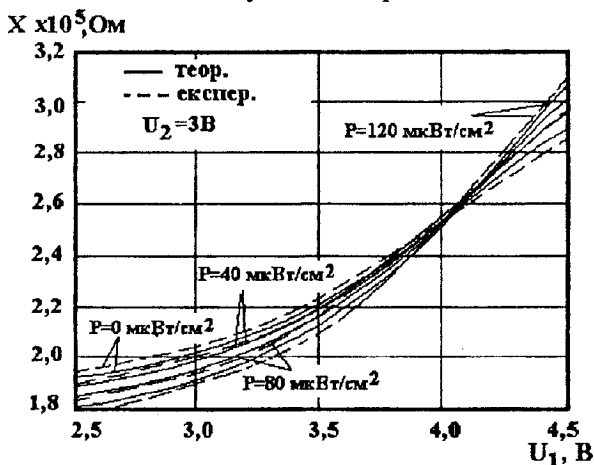


Рис.4.32. Теоретичні і експериментальні залежності реактивної складової від напруги живлення при різних потужностях випромінювання

Функція перетворення фоточутливого перетворювача визначається виразом (4.99).

$$F_0 = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{B_1 + \sqrt{B_1^2 + 4LC_{gd}R_d^2(P)C_d^2(P)}}{LC_{gd}R_d^2(P)C_d^2(P)}} \quad (4.99)$$



$$\text{де } B_1 = R_d^2(P)C_d^2(P) + C_{gd}R_d^2(P)C_d(P) - LC_{gd}.$$

Рівняння чутливості частотного оптичного перетворювача з фотодіодом визначається з (4.99)

$$\begin{aligned} S_P = & \frac{1}{8}\sqrt{2}\left[\left(2R_d(P)C_d^2(P)\left(\frac{\partial R_d(P)}{\partial P}\right) + 2R_d^2(P)C_d(P)\left(\frac{\partial C_d(P)}{\partial P}\right) + 2C_{gd}R_d(P)C_d(P)\left(\frac{\partial R_d(P)}{\partial P}\right) + \right. \right. \\ & + C_{gd}R_d^2(P)\left(\frac{\partial C_d(P)}{\partial P}\right) + \frac{1}{2}\left(2A_1\left(2R_d(P)C_d^2(P)\left(\frac{\partial R_d(P)}{\partial P}\right) + 2R_d^2(P)C_d(P)\left(\frac{\partial C_d(P)}{\partial P}\right) + \right. \right. \\ & + 2C_{gd}R_d(P)C_d(P)\left(\frac{\partial R_d(P)}{\partial P}\right) + C_{gd}R_d^2(P)\left(\frac{\partial C_d(P)}{\partial P}\right)\left.\right) + 8LC_{gd}R_d(P)C_d^2(P)\left(\frac{\partial R_d(P)}{\partial P}\right) + \\ & + 8LC_{gd}R_d^2(P)C_d(P)\left(\frac{\partial C_d(P)}{\partial P}\right)\left.\right)/\sqrt{A_2}\left.\right)/(LC_{gd}R_d^2(P)C_d^2(P)) - \frac{2A_3\left(\frac{\partial R_d(P)}{\partial P}\right)}{LC_{gd}R_d^2(P)C_d^2(P)} - \\ & - \frac{2A_3\left(\frac{\partial C_d(P)}{\partial P}\right)}{LC_{gd}R_d^2(P)C_d^3(P)}\left.\right)/\left(\pi\sqrt{\frac{A_3}{LC_{gd}R_d^2(P)C_d^2(P)}}\right), \end{aligned} \quad (4.100)$$

де

$$A_1 = R_d^2(P)C_d^2(P) + C_{gd}R_d^2(P)C_d(P) - LC_{gd},$$

$$A_2 = A_1^2 + 4LC_{gd}R_d^2(P)C_d^2(P),$$

$$A_3 = R_d^2(P)C_d^2(P) + C_{gd}R_d^2(P)C_d(P) - LC_{gd} + \sqrt{A_2}.$$

Теоретична і експериментальна залежність частоти генерації від потужності оптичного випромінювання подані на рис.4.33. З графіка видно, що зі зростанням потужності світлового променя від 0 мкВт/см<sup>2</sup> до 120 мкВт/см<sup>2</sup> спостерігається зростання частоти генерації від напруги живлення (рис.4.33 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.4.33 б).

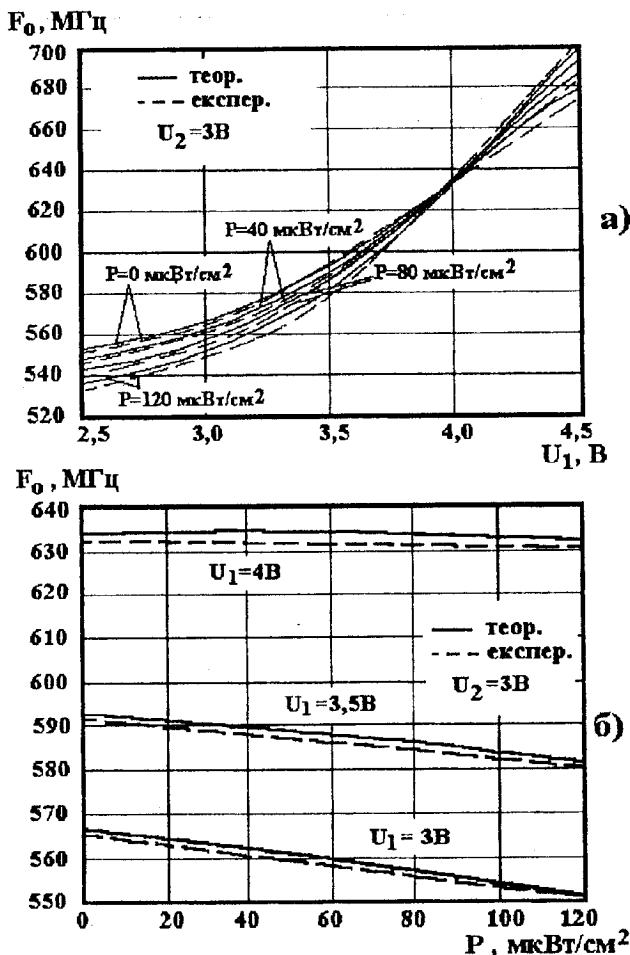


Рис.4.33. Теоретичні і експериментальні залежності резонансної частоти від напруги живлення (а) і потужності оптичного випромінювання (б)

На рис.4.34 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. На рис.4.35. наведена розрахована згідно (4.100) залежність чутливості оптичного перетворювача від потужності оптичного випромінювання.

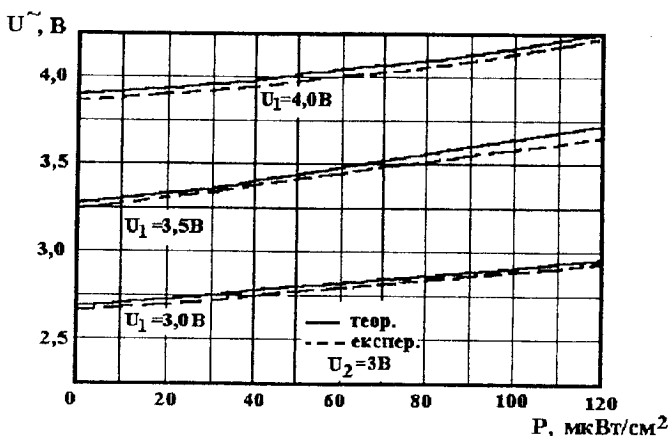


Рис.4.34. Теоретичні і експериментальні залежності вихідної напруги перетворювача від потужності оптичного випромінювання  $S_p$ ,  $\text{кГц/мкВт/см}^2$

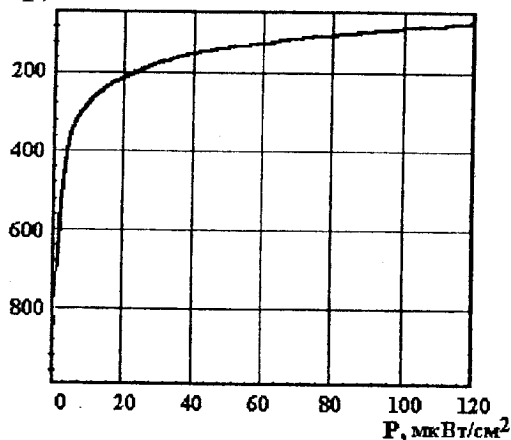


Рис.4.35. Чутливість оптичного перетворювача з фотодіодом

#### 4.9. Розрахунок функції перетворення і рівняння чутливості 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 транзистора з бар'єром Шоткі і біполярного транзистора [169, 171]. В цій конструкції

фоточутливим елементом виступають як польовий, так і біполярний транзистор (рис.4.36).

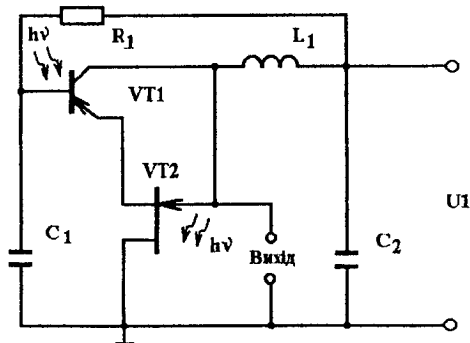


Рис.4.36.Електрична схема перетворювача на основі польового і біполярного транзисторів

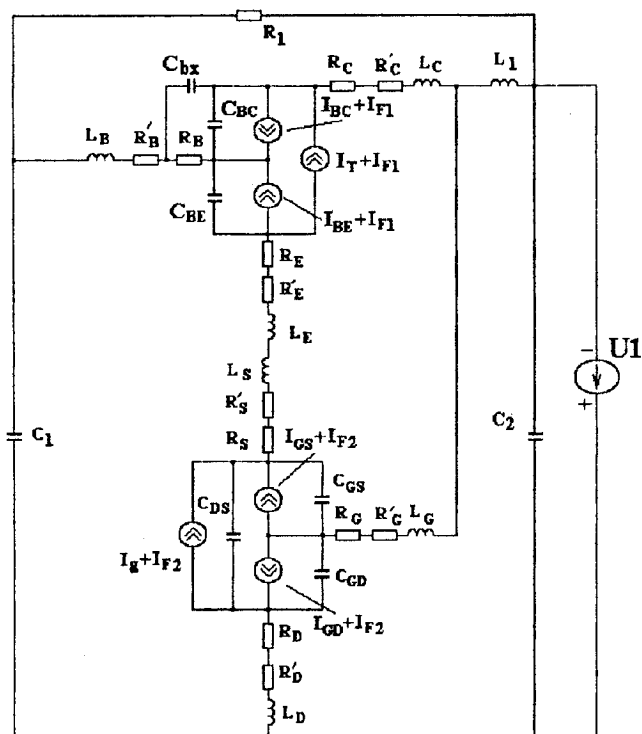


Рис.4.37. Еквівалентна схема перетворювача на основі арсенід-галієвого польового транзистора з бар'єром Шоткі і біполярного транзистора

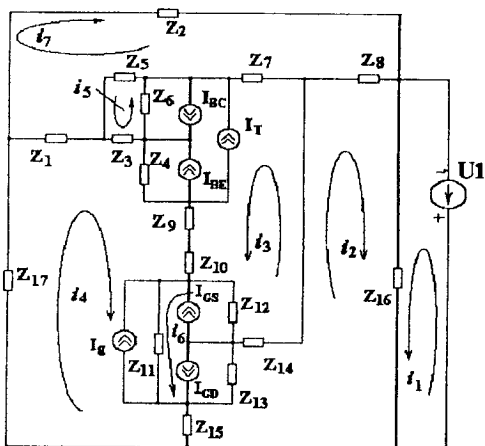


Рис.4.38. Перетворена еквівалентна схема перетворювача на основі арсенід-галієвого польового транзистора з бар'єром Шоткі і біполярного транзистора

Як показано вище у параграфі 4.5, вольт-амперна характеристика 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, які складаються на основі еквівалентної схеми перетворювача (рис.4.37). Цю схему перетворимо на зручнішу для розрахунків еквівалентну схему (4.38). Система рівнянь Кірхгофа, згідно напрямкам контурних струмів, має вигляд

$$\begin{aligned}
 U_1 &= Z_{16}(i_1 + i_2), \\
 0 &= (Z_8 + Z_{16} + Z_{15} + Z_{13} + Z_{14})i_2 - Z_8i_7 + Z_{16}i_1 - Z_{15}i_4 + Z_{13}i_6 + Z_{14}i_3 + \\
 &+ Z_{13}(I_{gd} - I_{gs} - I_g), \\
 0 &= (Z_7 + Z_6 + Z_4 + Z_9 + Z_{10} + Z_{12} + Z_{14})i_3 + Z_7i_7 - Z_6i_5 + Z_6(-I_{bc} + I_{be} + I_T) + \\
 &+ Z_4i_4 + Z_4(-I_{bc} + I_{be} + I_T) + (Z_9 + Z_{10})i_4 - Z_{12}i_6 + Z_{12}(-I_{gd} + I_{gs} + I_g) + Z_{14}i_2, \\
 0 &= (Z_1 + Z_3 + Z_4 + Z_9 + Z_{10} + Z_{11} + Z_{15} + Z_{17})i_4 - Z_1i_7 + Z_4(-I_{bc} + I_{be} + I_T) + \\
 &+ (Z_9 + Z_{10})i_3 + Z_{11}i_6 + Z_{11}(-I_{gd} + I_{gs} + I_g) - Z_{15}i_2 + Z_3i_5 + Z_3i_3, \\
 0 &= (Z_5 + Z_3 + Z_6)i_5 + Z_5i_7 + Z_3i_4 - Z_6i_3 + Z_6(I_{bc} - I_{be} - I_T), \\
 0 &= (Z_{11} + Z_{13} + Z_{12})i_6 + Z_{11}(-I_{gd} + I_{gs} + I_T) + Z_{11}i_4 + Z_{13}i_2 + Z_{13}(I_{gd} - I_{gs} - I_g) - \\
 &- Z_{12}i_3 + Z_{12}(I_{gd} - I_{gs} - I_g), \\
 0 &= (Z_8 + Z_7 + Z_5 + Z_1 + Z_2)i_7 - Z_8i_2 + Z_7i_3 + Z_5i_5 - Z_1i_4,
 \end{aligned}
 \tag{4.101}$$

де

$$\begin{aligned}
 Z_2 &= R_1, & Z_1 &= R'_B + j\omega L_B, & Z_3 &= R_B, & Z_4 &= -j/(\omega C_{BE}), & Z_5 &= -j/(\omega C_{bx}), \\
 Z_6 &= -j/(\omega C_{BC}), & Z_7 &= R_C + R'_C + j\omega L_C, & Z_8 &= j\omega L_1, & Z_9 &= R_E + R'_E + j\omega L_E, \\
 Z_{10} &= R_S + R'_S + j\omega L_S, & Z_{11} &= -j/(\omega C_{DS}), & Z_{12} &= -j/(\omega C_{GS}), & Z_{13} &= -j/(\omega C_{GD}), \\
 Z_{14} &= R_G + R'_G + j\omega L_G, & Z_{15} &= R_D + R'_D + j\omega L_D, & Z_{16} &= -j/(\omega C_2), \\
 Z_{17} &= -j/(\omega C_1).
 \end{aligned}$$

Як і в попередніх випадках, розв'язання рівнянь проводилось методом Гауса на персональному комп'ютері типу Pentium за допомогою пакету програм "Matlab 5.2". Параметри транзисторів, які складають фоточутливу структуру, а також параметри еквівалентної схеми перетворювача визначались з робіт [105-107]. Розрахунки повного опору структури дозволяють отримати всі необхідні теоретичні залежності [171, 172].

$R^{(-)}$ , Ом

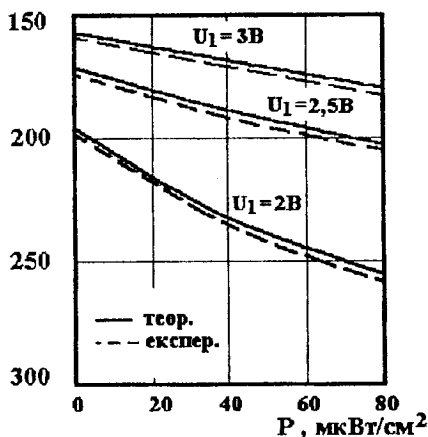


Рис.4.39. Теоретичні і експериментальні залежності активної складової від потужності випромінювання з різними напругами живлення

На рис.4.39 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 мкВт/см<sup>2</sup> до 80 мкВт/см<sup>2</sup> 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 мкВт/см<sup>2</sup> до 80 мкВт/см<sup>2</sup>. На рис.4.40 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.

Розрахункова і експериментальна залежність реактивної складової повного опору від потужності випромінювання подані на рис.4.41. Реактивна складова має ємнісний характер і її значення по модулю майже лінійно зменшується із зростанням потужності світлового променя.

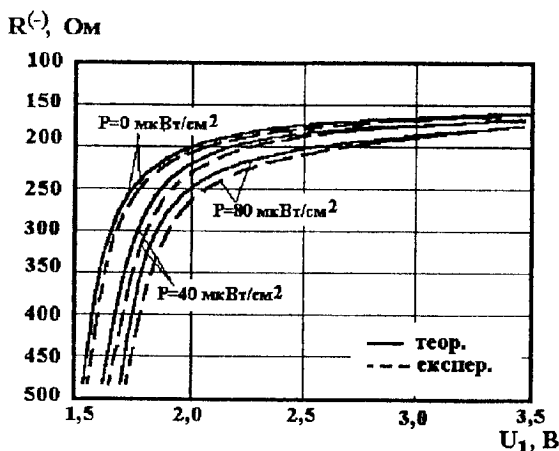


Рис.4.40. Залежність активної складової від напруги живлення з різними потужностями випромінювання

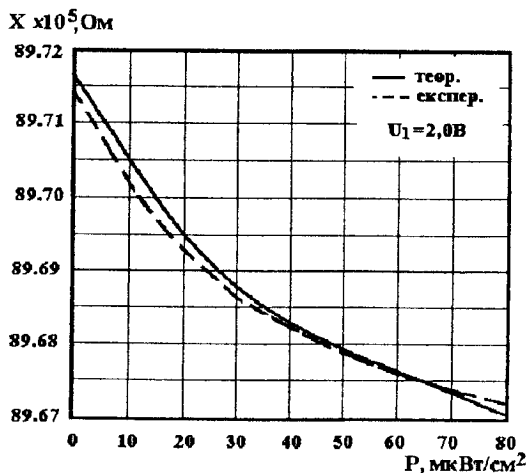


Рис.4.41. Теоретична і експериментальна залежність реактивної складової від потужності оптичного випромінювання

На рис.4.42 наведена 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 в більш значній мірі, ніж від 2 В до 3В.

Функція перетворення має вигляд

$$F_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{C_{be}(P)C_{ds}(P)C_2 + C_{bc}(P)C_{ds}(P)C_2 + C_{bc}(P)C_{be}(P)C_2 + C_{bc}(P)C_{be}(P)C_{ds}(P)}{LC_{bc}(P)C_{be}(P)C_{ds}(P)C_2}} \pi} \quad (4.102)$$

Рівняння чутливості визначається на основі (4.102)

$$S_P = \frac{1}{4} \left( \left( \frac{\partial C_{be}(P)}{\partial P} \right) C_{ds}(P)C_2 + C_{be}(P) \left( \frac{\partial C_{ds}(P)}{\partial P} \right) C_2 + \left( \frac{\partial C_{bc}(P)}{\partial P} \right) C_{ds}(P)C_2 + C_{bc}(P)C_2 \right) * \\ * \left( \frac{\partial C_{ds}(P)}{\partial P} \right) + \left( \frac{\partial C_{bc}(P)}{\partial P} \right) C_{be}(P)C_2 + \left( \frac{\partial C_{be}(P)}{\partial P} \right) C_{bc}(P)C_2 + \left( \frac{\partial C_{bc}(P)}{\partial P} \right) C_{be}(P)C_{ds}(P) + \\ + \left( \frac{\partial C_{be}(P)}{\partial P} \right) C_{bc}(P)C_{ds}(P) + \left( \frac{\partial C_{ds}(P)}{\partial P} \right) C_{bc}(P)C_{be}(P) \Big/ (LC_{bc}(P)C_{be}(P)C_{ds}(P)C_2) - \\ \frac{A_1 \left( \frac{\partial C_{bc}(P)}{\partial P} \right)}{LC_{bc}^2(P)C_{be}(P)C_{ds}(P)C_2} \frac{A_1 \left( \frac{\partial C_{be}(P)}{\partial P} \right)}{LC_{bc}(P)C_{be}^2(P)C_{ds}(P)C_2} \\ \left. \frac{A_1 \left( \frac{\partial C_{ds}(P)}{\partial P} \right)}{LC_{bc}(P)C_{be}(P)C_{ds}^2(P)C_2} \right) \Big/ \left( \pi \sqrt{\frac{A_1}{LC_{bc}(P)C_{be}(P)C_{ds}(P)C_2}} \right),$$

де

$$A_1 = C_{be}(P)C_{ds}(P)C_2 + C_{bc}(P)C_{ds}(P)C_2 + C_{bc}(P)C_{be}(P)C_2 + C_{be}(P)C_{ds}(P)C_{bc}(P). \\ \times 10^5 \text{ Ом}$$

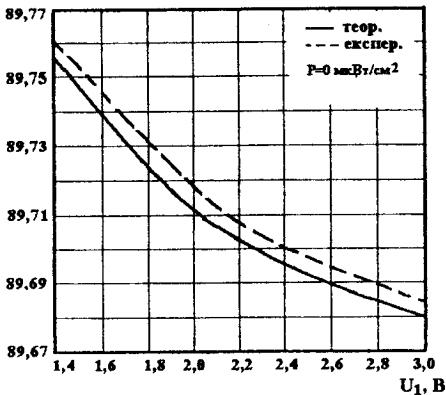


Рис.4.42.Залежність реактивної складової від напруги живлення



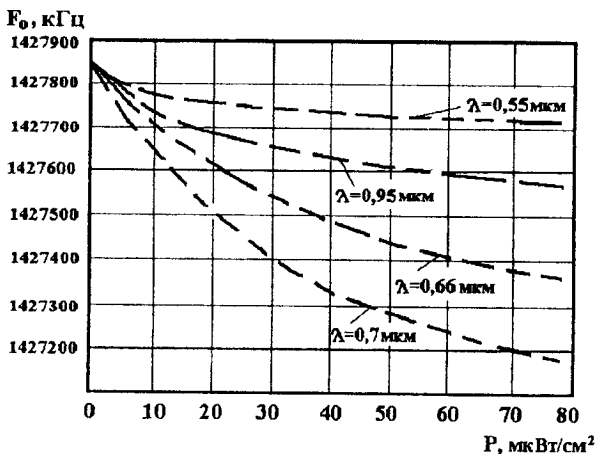


Рис.4.43. Залежність частоти генерації від потужності оптичного випромінювання

На рис.4.43 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.4.44. 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.4.45 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. Чутливість пристрою складає  $22 \text{ кГц/мкВт/см}^2$  (рис.4.46). Температурно стабільна ділянка роботи перетворювача лежить в діапазоні температур від  $-40^\circ\text{C}$  до  $+80^\circ\text{C}$  (рис.4.47).

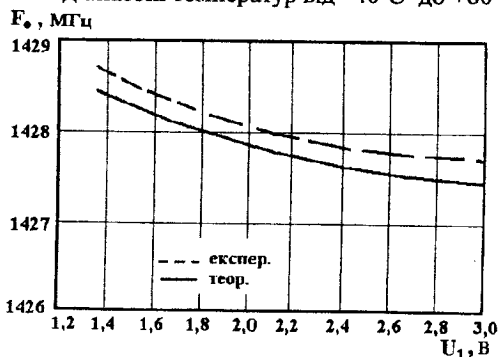


Рис.4.44. Залежність частоти генерації від напруги живлення

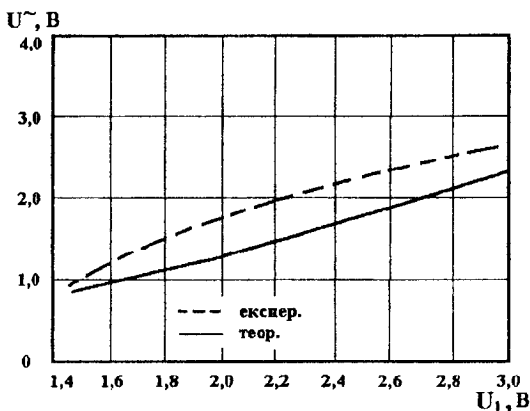


Рис.4.45.Залежність вихідної змінної напруги від напруги живлення

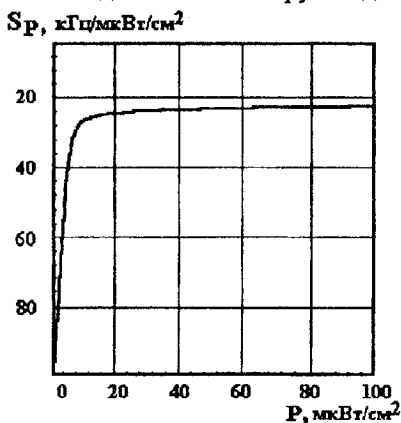


Рис.4.46. Залежність чутливості від потужності оптичного випромінювання

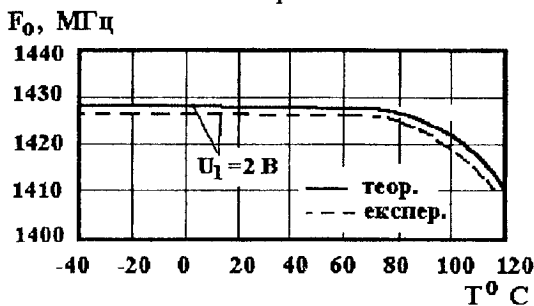


Рис.4.47.Залежність частоти генерації від температури

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.

#### 4.10. Розрахунки функції перетворення і рівняння чутливості оптичного перетворювача з активним індуктивним елементом

Залежність параметрів польових фототранзисторів від оптичного випромінювання в динамічному режимі дозволяє реалізувати мікроелектронні частотні перетворювачі, які за своїми характеристиками значно краще аналогових пристроїв. З другого боку, використання польових транзисторних структур з від'ємним опором дозволяє створити автогенератор перетворювача, в якому як ємність, так і індуктивність на основі польових транзисторів залежить від оптичного випромінювання, що покращує точність і чутливість перетворювача.

На рис.4.48 подана схема фоточутливого перетворювача, в якому ємність коливального контуру автогенератора реалізується ємнісною складовою повного опору на електродах стік-стік польових фоточутливих транзисторів VT1 і VT2, а індуктивність реалізується індуктивною складовою повного опору на електродах стік-витік фоточутливого транзистора VT3. Розрахунки функції перетворення, яка відтворює залежність частоти генерації від потужності оптичного випромінювання, можна отримати на основі розв'язку системи рівнянь згідно перетвореної еквівалентної схеми (рис.4.49).

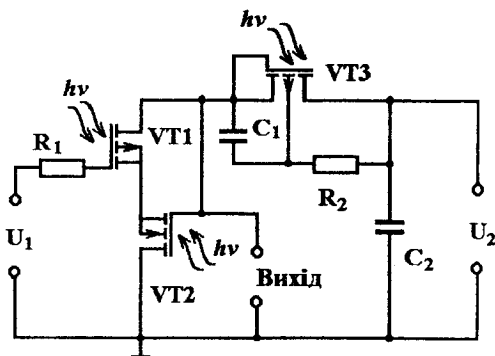


Рис.4.48. Схема фоточутливого перетворювача з активним індуктивним елементом

$$\begin{aligned}
U_2 &= (Z_{R2} + Z_{C1} + Z_{12} + Z_{11} + Z_{16})i_1 + Z_{R2}i_6 + Z_{C1}i_5 - Z_{12}i_3 + Z_{11}i_{11} + Z_1(I_{DS2} + I_{F4}) + Z_{16}i_2, \\
U_1 &= (Z_{R1} + Z_1 + Z_2 + Z_8 + Z_9 + Z_{14} + Z_{15} + Z_{16})i_2 + Z_2(i_{10} + I_{DS1} + I_{F1}) + Z_4i_3 + Z_9i_3 + \\
&+ Z_{14}i_{12} + Z_{14}(I_{bs2} + I_{F5} + I_{DS2} + I_{F4}) - Z_{14}(I_{bg2} + I_{F6}) + Z_{15}(i_2 + I_{bs2} + I_{F5} - I_{bg2} - I_{F6} + \\
&+ I_{DS2} + I_{F4}) + Z_{16}i_1, \\
0 &= (Z_7 + Z_5 + Z_6 + Z_8 + Z_9 + Z_{10} + Z_{12})i_3 + Z_5i_9 - Z_5(I_{bg1} + I_{F2}) + Z_5(I_{bs1} + I_{F3} + I_{DS1} + \\
&+ I_{F1}) + Z_6(I_{bs1} + I_{F3} - I_{bg1} - I_{F2} + I_{DS1} + I_{F1}) + Z_8i_2 + Z_9i_2 + Z_{10}(i_{11} + I_{DS2} + I_{F4} + I_{bs2} + \\
&+ I_{F5} - I_{bg2} - I_{F6}) - Z_{12}i_1, \\
0 &= (Z_{17} + Z_{18} + Z_{25})i_4 + Z_{18}i_7 + Z_{18}(I_{DS3} + I_{F7}) + Z_{18}(I_{bs3} + I_{F9}) - Z_{18}(I_{bg3} + I_{F8}) - Z_{25}i_5, \\
0 &= (Z_{24} + Z_{C1} + Z_{25} + Z_{23})i_5 - Z_{24}i_6 + Z_{C1}i_1 - Z_{25}i_4 + Z_{23}(-I_{DS3} - I_{F7} - I_{bs3} - I_{F9} + \\
&+ I_{bg3} + I_{F8} - i_8), \\
0 &= (Z_{22} + Z_{R2} + Z_{24} + Z_{21})i_6 + Z_{R2}i_1 - Z_{24}i_5 - Z_{21}i_8 + Z_{21}(I_{bg3} + I_{F8} - I_{bs3} - I_{F9} - I_{DS3} - I_{F7}), \\
0 &= (Z_{18} + Z_{20} + Z_{19})i_7 + Z_{18}i_4 + Z_{18}(I_{DS3} + I_{F7} - I_{bg3} - I_{F8} + I_{bs3} + I_{F9}) + Z_{20}i_8 - Z_{20}(I_{DS3} + \\
&+ I_{F7}) + Z_{20}(I_{bg3} + I_{F7}) - Z_{20}(I_{bs3} + I_{F9}) + Z_{19}(I_{DS3} + I_{F7}) - Z_{19}(I_{bg3} + I_{F8}) + Z_{19}(I_{bs3} + I_{F9}), \\
0 &= (Z_{21} + Z_{23} + Z_{20})i_8 - Z_{21}i_6 - Z_{21}(I_{bg3} + I_{F8}) + Z_{21}(I_{bs3} + I_{F9}) + Z_{21}(I_{DS3} + I_{F7}) - Z_{23}i_5 + \\
&+ Z_{23}(I_{bs3} + I_{F9}) - Z_{23}(I_{bg3} + I_{F8}) + Z_{23}(I_{DS3} + I_{F7}) + Z_{20}i_7 - Z_{20}(I_{DS3} + I_{F7}) - Z_{20}(I_{bs3} + \\
&+ I_{F9}) + Z_{20}(I_{bg3} + I_{F8}), \\
0 &= (Z_4 + Z_5 + Z_6)i_9 - Z_4(I_{DS1} + I_{F1}) - Z_4(I_{bs1} + I_{F3}) + Z_4(I_{bg1} + I_{F1}) + Z_4i_{10} + Z_5i_3 - \\
&- Z_5(I_{bg1} + I_{F2}) + Z_5(I_{bs1} + I_{F3}) + Z_5(I_{DS1} + I_{F1}) + Z_6i_3 + Z_6(I_{DS1} + I_{F1}) + Z_6(I_{bs1} + I_{F3}) - \\
&- Z_6(I_{bg1} - I_{F2}), \\
0 &= (Z_2 + Z_4 + Z_3)i_{10} + Z_2i_2 + Z_2(I_{bs1} + I_{F3}) - Z_2(I_{bg1} + I_{F2}) + Z_2(I_{DS1} + I_{F1}) + Z_4i_9 - \\
&- Z_4(I_{DS1} + I_{F1}) - Z_4(I_{bs1} + I_{F3}) + Z_4(I_{bg1} + I_{F2}) + Z_3(I_{DS1} + I_{F1}) + Z_3(I_{bs1} + I_{F3}) - \\
&- Z_3(I_{bg1} + I_{F2}), \\
0 &= (Z_{10} + Z_{11} + Z_{13})i_{11} + Z_{10}(i_3 + I_{DS2} + I_{F4} + I_{bs2} + I_{F5} - I_{bg2} - I_{F6}) + Z_{11}i_1 + Z_{13}i_{12} + \\
&+ Z_{11}(I_{DS2} + I_{F4} + I_{bs2} + I_{F5} - I_{bg2} - I_{F6}) + Z_{13}(-I_{bs2} - I_{F5} + I_{bg2} + I_{F6} - I_{DS2} - I_{F4}), \\
0 &= (Z_{13} + Z_{14} + Z_{15})i_{12} + Z_{13}(i_{11} - I_{DS2} - I_{F4} - I_{bs2} - I_{F5} + I_{bg2} + I_{F6}) + Z_{14}(i_2 + I_{bs2} + \\
&+ I_{F5} - I_{bg2} - I_{F6} + I_{DS2} + I_{F4}) + Z_{15}(i_2 + I_{bs2} + I_{F5} - I_{bg2} - I_{F6} + I_{DS2} + I_{F4}),
\end{aligned}$$

(4.103)

де

$$\begin{aligned}
Z_{R1} &= R1, \quad Z_1 = R_{G1}, \quad Z_3 = -j/(\omega C_{GD1}), \quad Z_4 = Z_K, \quad Z_5 = -j/(\omega C_{BD1}), \quad Z_7 = R_{D1}, \\
Z_8 &= R_{S1} + j\omega L_{S1}, \quad Z_{12} = R_{G2}, \quad Z_{11} = -j/(\omega C_{GD2}), \quad Z_{13} = Z_K, \quad Z_{15} = -j/(\omega C_{BD2}), \\
Z_2 &= \frac{R_{GS1}}{1 + \omega^2 R_{GS1}^2 C_{GS1}^2} - j \frac{R_{GS1}^2 \omega C_{GS1}}{1 + \omega^2 R_{GS1}^2 C_{GS1}^2}, \quad Z_6 = \frac{R_{B1}}{1 + \omega^2 R_{B1}^2 C_{B1}^2} - j \frac{R_{B1}^2 \omega C_{B1}}{1 + \omega^2 R_{B1}^2 C_{B1}^2}, \\
Z_{16} &= R_{D2}, \quad Z_9 = R_{S2} + j\omega L_{S2}, \quad Z_{17} = R_{G3}, \quad Z_{19} = -j/(\omega C_{GD3}), \quad Z_{20} = Z_K, \\
Z_{21} &= -j/(\omega C_{BD3}),
\end{aligned}$$

$$Z_{10} = \frac{R_{GS2}}{1 + \omega^2 R_{GS2}^2 C_{GS2}^2} - j \frac{R_{GS2}^2 \omega C_{GS2}}{1 + \omega^2 R_{GS2}^2 C_{GS2}^2}, Z_{14} = \frac{R_{B2}}{1 + \omega^2 R_{B2}^2 C_{BS2}^2} - j \frac{R_{B2}^2 \omega C_{BS2}}{1 + \omega^2 R_{B2}^2 C_{BS2}^2},$$

$$Z_{22} = R_{D3}, Z_{25} = R_{S3} + j\omega L_{S3}, Z_{R2} = R2, Z_{C1} = -j(\omega C_{C1}),$$

$$Z_{18} = \frac{R_{GS3}}{1 + \omega^2 R_{GS3}^2 C_{GS3}^2} - j \frac{R_{GS3}^2 \omega C_{GS3}}{1 + \omega^2 R_{GS3}^2 C_{GS3}^2}, Z_{23} = \frac{R_{B3}}{1 + \omega^2 R_{B3}^2 C_{BS3}^2} - j \frac{R_{B3}^2 \omega C_{BS3}}{1 + \omega^2 R_{B3}^2 C_{BS3}^2}.$$

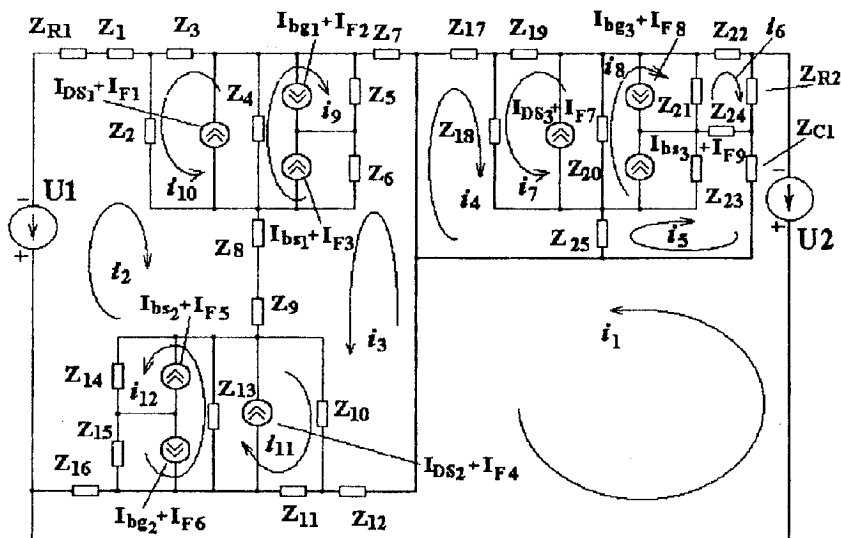


Рис. 4.49. Перетворена еквівалентна схема фоточутливого перетворювача з активним індуктивним елементом

Розв'язок системи рівнянь (4.103) отримано числовим методом на персональному комп'ютері в обчислювальному середовищі "Matlab 5.2". Функція перетворення описується рівнянням

$$F_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{C_d^3(P)R_d^4(P) + C_d^4(P)R_d^4(P) - L_{екв} C_d^3(P)R_d^4(P) + \sqrt{R_d^3(P)(C_d(P) - 1)^2 C_d^6(P)}}{LC_d^5(P)R_d^6(P)}}, \quad (4.104)$$

де  $L_{екв}$  - еквівалентна індуктивність коливального контуру, яка визначається на основі розв'язку системи рівнянь (4.103). Чутливість частотного перетворювача оптичного випромінювання визначається на основі (4.104)

$$\begin{aligned}
S_P = & -\frac{1}{4} \left( 2R_d(P) \left( \frac{\partial C_d(P)}{\partial P} \right) \sqrt{A_1} + 2C_d(P) \left( \frac{\partial R_d(P)}{\partial P} \right) \sqrt{A_1} + 2C_d^2(P) \left( \frac{\partial R_d(P)}{\partial P} \right) \sqrt{A_1} + \right. \\
& + R_d(P)C_d(P) \left( \frac{\partial C_d(P)}{\partial P} \right) \sqrt{A_1} - 2L_{\text{ext}}R_d(P) \left( \frac{\partial C_d(P)}{\partial P} \right) \sqrt{A_1} - 2L_{\text{ext}}C_d(P) \left( \frac{\partial R_d(P)}{\partial P} \right) \sqrt{A_1} + \\
& + 2R_d^5(P)C_d^3(P) \left( \frac{\partial C_d(P)}{\partial P} \right) + 2R_d^4(P)C_d^4(P) \left( \frac{\partial R_d(P)}{\partial P} \right) + 4R_d^4(P)C_d^5(P) \left( \frac{\partial R_d(P)}{\partial P} \right) + \\
& \left. + 3R_d^5(P)C_d^4(P) \left( \frac{\partial C_d(P)}{\partial P} \right) + 2R_d^4(P)C_d^6(P) \left( \frac{\partial R_d(P)}{\partial P} \right) + R_d^5(P)C_d^5(P) \left( \frac{\partial C_d(P)}{\partial P} \right) \right) / \left( C_d^3(P) * - \right. \\
& \left. * R_d^3(P) \pi L_{\text{ext}} \sqrt{A_1} \sqrt{\frac{R_d^4(P)C_d^3(P) + R_d^5(P)C_d^5(P) - L_{\text{ext}}R_d^4(P)C_d^3(P) + \sqrt{A_1}}{L_{\text{ext}}R_d^6(P)C_d^5(P)}} \right),
\end{aligned}
\tag{4.105}$$

де  $A_1 = R_d^8(P)C_d^6(P)(C_d(P)+1)^2$

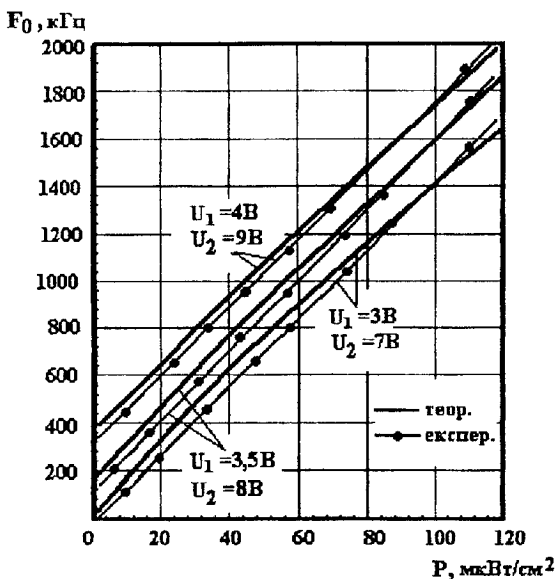


Рис.4.47. Розрахункові і експериментальні залежності частоти генерації від потужності оптичного випромінювання

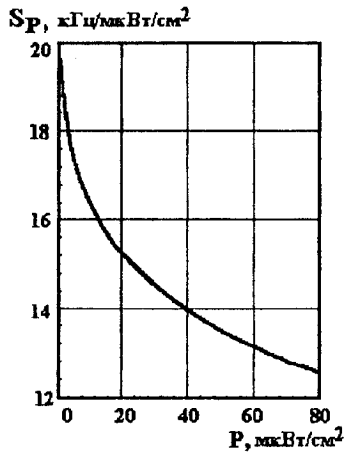


Рис.4.48.Розрахункова залежність чутливості від потужності оптичного випромінювання

На рис.4.47 подані розрахункові і експериментальні залежності частоти генерації від потужності оптичного випромінювання. Частота вимірювалась за допомогою частотоміра ЧЗ-35. Збільшення частоти генерації зв'язано із зменшенням індуктивності коливального контуру автогенератора, що обумовлено фотогенерацією нерівноважних носіїв заряду в області каналу а також в області р-п переходів стоку і витоку МДН-транзисторів. Залежність чутливості перетворювача від потужності оптичного випромінювання розрахована згідно (4.105) і складає  $15 \text{ кГц}/\mu\text{Вт}/\text{см}^2$  (рис.4.48).

#### 4.11. Оцінювання метрологічних характеристик оптичних перетворювачів

Визначення повної похибки в процесі вимірювання потужності оптичного випромінювання за допомогою частотного оптичного перетворювача проводиться згідно формули (3.128).

$\delta_1$  - похибка вимірювання, яка виникає у результаті нестабільності частоти генератора;

$\delta_2$  - похибка через неточну установку режиму живлення транзистора.

$\delta_3$  - похибка, яка виникає через нелінійність характеристики перетворювача.

Часткові похибки приладів, які використовуються в процесі вимірювання:

$\delta_4$  - похибка у результаті нелінійності амплітудної характеристики електронного частотоміра;

$\delta_5$  - похибка через власні шуми і зовнішні наводки на вхідне коло електронного частотоміра;

$\delta_6$  - похибка, яка виникає у результаті неточного калібрування і неточного визначення результату вимірювання по шкалі електронного частотоміра.

Оцінювання величини  $\delta_1$  визначається на основі формули (2.60). Оцінювання похибки  $\delta_2$ , яка зв'язана з неточною установкою режиму живлення досліджуваного перетворювача, потребує знання типової залежності температури від напруги живлення. Ця залежність отримується експериментально. Величина середньоквадратичної похибки при вимірюванні частоти через неточну установку режиму живлення розраховується згідно формули (3.52). Оцінювання похибки  $\delta_3$ , яка виникає через нелінійність характеристики перетворювача визначається формулою (3.48). Похибка  $\delta_4$  за рахунок нелінійності амплітудної характеристики подана у вигляді приведенної похибки  $\pm l_4$  у тих випадках, коли використовують стандартний вимірювальний прилад. Якщо вважати розподіл похибки рівновірогідним, то середньоквадратичну похибку при визначенні потужності оптичного випромінювання розраховують за виразом (3.50). Похибка  $\delta_5$ , яка виникає через власні шуми і сторонні наводки, оцінюється експериментальним шляхом. При використанні в електронному частотомірі середньовипрямленого значення задовільну точність для оцінки систематичної складової похибки  $\delta_5$  дає формула (3.51). Оцінка похибки  $\delta_6$  визначається характером шкали відлікового приладу, тобто електронного частотоміру, у якому вихід є цифровим, тому вона визначається із опису приладу [173].

Зробимо розрахунки повної похибки вимірювання потужності оптичного випромінювання, при цьому числові значення параметрів такі:

$T=40^\circ\text{C}$ ,  $f_0=1,4277\cdot 10^9$  Гц,  $U=3\text{В}$ ,  $l_U=\pm 1\%$ ,  $l_4=\pm 2\%$ ,  $M_{An}=0,01$ ,

$l_{An}=\pm 3\%$ ,  $\frac{dF_0}{dU}=0,5\cdot 10^6$  Гц/В,  $\frac{\Delta F_0}{F_H}=0,38\%$ .

Розрахунки дають такі значення часткових похибок:

$$\delta_1 = 0,4\% , \quad \delta_2 = 0,24\% , \quad \delta_3 = 0,1\% , \quad \delta_4 = 0,0081\% ,$$

$$M_5 = 10^{-4}\% , \quad \delta_5 = 10^{-4}\% , \quad \delta_6 = 0,2\% ,$$

$$\delta = \sqrt{(0,4)^2 + (0,24)^2 + (0,1)^2 + (0,0081)^2 + (10^{-4})^2 + (0,2)^2} = \pm 0,52\%$$

Граничне значення випадкової похибки:  $\pm 3\delta = \pm 1,56\%$ .



$$\delta_{\text{пов}} = 0,0001 \pm 1,56 \approx \pm 1,56\%$$

Статичні метрологічні характеристики розраховані згідно формул, які наведені у табл.3.1. Аналіз кривих (рис.4.49 і рис.4.50) показує, що адитивна похибка при вимірюванні потужності оптичного випромінювання складає  $\pm 0,146\%$ , а максимальне значення мультиплікативної похибки дорівнює  $\pm 0,42\%$ .

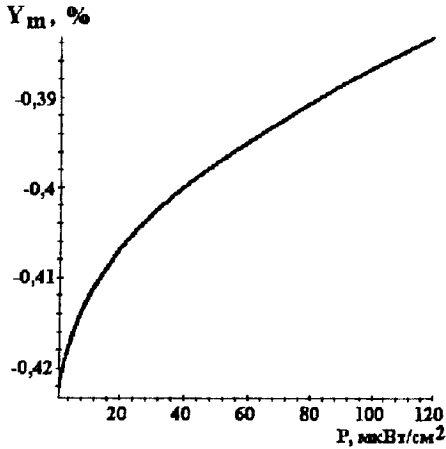


Рис.4.49. Мультиплікативна похибка

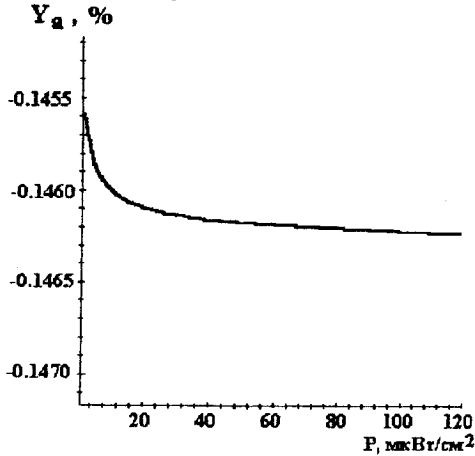


Рис.4.50. Адитивна похибка

## ЛИТЕРАТУРА

1. Новицкий П.В., Кноринг В.Г., Гутников В.С. Цифровые приборы с частотными датчиками. –Л.: Энергия, 1970. – 424 с.
2. Како Н. Яманэ Я. Датчики и микро-ЭВМ: Пер. с япон. -Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 120 с.
3. Агейкин Д.И., Трухачев Д.С. Датчики, на основе технологии микроэлектроники // Приборы и системы управления, 1983. №10. – С. 43-44.
4. Ваганов В.И., Трухачев Д.С., Чистяков Ю.Д. Микроэлектронные датчики //Приборы и системы управления, 1986. №11. – С. 45-46.
5. Jordan G.R. Sensor technologies of the future // Journal of Physics E.: Sci. Instruments, 1985. -Vol. 18. №9. – P.729-735.
6. Берман Л.С. Введение в физику варикапов. - Л.: Наука, 1966. – 160 с.
7. Осадчук В.С. Индуктивный эффект в полупроводниковых приборах. - К.: Вища школа, 1987. – 155с.
8. Овсюк В.Н. Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда. - Новосибирск: Наука, 1984. – 254 с.
9. Garwerick S.L., Senturia S.D. An 2HOS device for AC measurement of surface impedance with application to moisture monitoring //IEEE Trans. on Electron Devices, 1982. ED-29. № 1. – P. 90-94.
10. Горбань А.П. и др. Об использовании фотоэффектов в МДП системах с нестационарным слоем истощения в детекторах ионизированного излучения // Полупроводниковая техника и микроэлектроника. –К., 1973. Вып.11. – С.27-34.
11. Stepowicz V./J. Silicon photodiode as a photosensitive capacitance // Solid-State Electronics, 1977. Vol.20. №10. –P.817-823.
12. Полупроводниковые фотоприемники: ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра / И.Д. Анисимова и др.; Под ред. В. И. Стафеева. – М.: Радио и связь, 1984. – 216 с.
13. Осадчук В.С. и др. Исследование влияния светового излучения на параметры р-п перехода // Диэлектрики и полупроводники. –К.: Наукова думка, 1986. Вып.29. – С. 48-51.
14. Бузанова Л.К., Глиберман А.Я. Полупроводниковые фотоприемники. –М.: Энергия, 1976. – 63 с.
15. Sachenko A.V., et al. Photocapacitive effect in MIS structures. I. Theory // Physic status solid (a), 1974. Vol.21. №1. – P. 345-355.
16. Ковтонюк Н.Ф. Электронные элементы на основе структур полупроводник - диэлектрик. – М.: Энергия, 1976. – 184 с.
17. Зуев В.А., Попов В.Г. Фотоэлектрические МДП - приборы. –М.: Радио и связь, 1983. – 160 с.
18. Алимпиев В.Н., Баранов Л.И., Роках А.Г. Об индуктивных свойствах квазимонополярных полупроводников //Радиотехника и электроника, 1973. Т.18. №2. – С.2567-2574.

19. Васильева Е.А. и др. Отрицательный фотоемкостный эффект в монокристаллах сульфида кадмия // Физика и техника полупроводников, 1982. Т.16. Вып.1. – С.154-156.
20. Алимпиев В.Н., Гуральник И.Р. Об отрицательной емкости фоточувствительного полупроводника // Физика и техника полупроводников, 1984. Т.18. Вып.4. – С.676-679.
21. Абдуллаев Г.Б. и др. Реактивные свойства диффузионных кремниевых вентильных фотоэлементов // Изв. АН УзССР. Серия физ. техн. и мат. наук, 1970. №4. – С.65-70.
22. Jain F.S. Observation of an active photoinductive component in high intensity solar cells // Journal Applied Physics, 1980. Vol.51. №5. –P.2685-2692.
23. Осадчук В.С. и др. Исследование оптически управляемых индуктивных свойств некоторых транзисторов // Кинетика электронных процессов в примесных полупроводниках и полупроводниковых приборах. - Кишинев: Штиинца, 1987. – С.51-64.
24. Адирович Э.И. и др. Токи двойной инжекции в полупроводниках / Под ред. Е.И. Гальперина. – М.: Сов. радио, 1978. – 20 с.
25. Горяинов С.А. Перспективы использования полупроводниковых приборов и устройств с отрицательным сопротивлением в интегральных схемах // Полупр. электроника в техн. связи. Сб. статей под ред. Н.Ф., Николаевского. – М.: Радио и связь, 1986. Вып.26. – С.4-15.
26. Викулин И.М., Стафеев В.И. Полупроводниковые датчики. –М.: Сов. радио, 1975. – 104 с.
27. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. –М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.
28. Алфеев В.Н. Полупроводники, сверхпроводники и параэлектрики в криоэлектронике: Свойства и применение в криоэлектронных интегральных схемах и приборах структур на основе контактов полупроводников, сверхпроводников и параэлектриков. –М.: Сов. радио, 1979. – 408 с.
29. Lusenko V.S. et al. Temperature dependence of capacitance-voltage characteristics in implanted MOS-s fractures // Physic status solid (a), 1982. Vol. A-70. №2. – P. 719-728.
30. Горяинов С.А., Абезгауз И.Д. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением. –М.: Энергия, 1970. – 320 с.
31. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн. 1 / Пер. с англ. 2-е перераб. и доп. изд. – М.: Мир, 1984. – 456 с.
32. Шорыгин А.П., Толкачев Ю.В. Полупроводниковые датчики состава жидких и газообразных сред // Измерения, контроль, автоматизация. –М.: 1984. Т.51. №3. – С.3-13.
33. Diligenti A., et al. Pd - Si Schottky diodes as hydrogen sensing devices: capacitance-voltage characteristics // Solid - State Communications, 1983. Vol. 45. № 4. – P. 347-350.

34. Westcott A., at al. Humidity sensitive MIS structure // Journal Phys. E.: Sci. Instruments, 1985. Vol.18. №7. – P.577-580.
35. Осадчук В.С., Осадчук А.В. Исследование частотных преобразователей влажности на основе транзисторных структур с отрицательным сопротивлением // Proceedings of International Conference "ELECTRONICS-2000". – Kaunas, 2000. –P.119-123.
36. Патент України, №33118 А, по класу G01N 5/00. Напівпровідниковий датчик вологості / Осадчук В.С., Осадчук О.В., Осадчук Е.В. Бюл.№1, 2001.
37. Осадчук В.С, Осадчук О.В., Кадук Б.Г. Математична модель частотного перетворювача тиску на основі структури біполярного і польового транзисторів з від'ємним опором // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах, 2000. №1. – С.61-65.
38. Патент Российской Федерации, №2104619, кл. H04R 19/04. Электростатический микрофон / Осадчук В.С., Осадчук Е.В., Осадчук А.В. Бюл.4, 1998.
39. Патент України, №33119 А, по класу H04R 19/04. Напівпровідниковий електростатичний мікрофон / Осадчук В.С., Осадчук О.В., Осадчук Е.В. Бюл.№1, 2001.
40. Патент 3502884 США, МКИ<sup>2</sup> H01J 39/12. Method and apparatus for detecting light by capacitance change using semiconductor material with depletion layer / S.S. Perlman, B. Goldstein (USA), RCA Corporation (USA). №.603036; заявлено 24.03.66; опубл. 19.12.70; НКІ 250-211.
41. Патент 3665340 США, МКИ<sup>2</sup> H03B 7/06. Photosensitive solid oscillator / К. Kojima, Т.Аbe (Japan); Matsusita Denko Kabushiki Kaisha (Japan). №889236; заявлено 30.12.69; опубл. 23.05.72; Приоритет 5.01.69, №44-1264 (Япония).
42. Патент 3725820 США, МКИ<sup>2</sup> H03B 7/06. Photosensitive solid oscillator / К. Kojima, Т.Аbe (Japan); Matsusita Denko Kabushiki Kaisha (Japan). №218096; заявлено 17.01.72; опубл. 23.04.73; Приоритет 5.01.69, №44-1264 (Япония).
43. Патент 49-9597 Япония, МКИ<sup>2</sup> H01J5/00. Твердотельный фоточувствительный генератор / К.Козина, Т.Абэ (Япония); Мацусита дэнко к.к. (Япония). №46-54048; заявлено 30.04.69; опубл. 5.03. 74.
44. Патент 52-21359 Япония, МКИ<sup>2</sup> H01L 29/58, 31/10. Фоточувствительный полупроводниковый генератор / Т.Абэ и др. (Япония); Мацусита дэнко к.к. (Япония). №44-33831; заявлено 20.07.71; опубл. 9.06.77.
45. Патент 47-35687 Япония, МКИ<sup>2</sup> G06K. Фотоемкостный приемник оптического излучения / И. Накамура, С.Мацуда (Япония); Сяпу к.к. (Япония). №43-77492; заявлено 24.10.68; опубл. 7.09.72.
46. Дьяконов В.П. Лавинные полупроводниковые негатроны и их применение (обзор) // Приборы и техника эксперимента, 1973. №3. – С.7-20.
47. Викулин И.М. и др. Фотоприемник на однопереходном транзисторе

- //Приборы и техника эксперимента, 1974. №1. – С.187-189.
48. Месропова Н.С., Элизбарашвили О.А. Высокочувствительный детектор на фотодиакапах // АН ГрузССР. Инст. кибернетики. –Тбилиси, 1975. Деп. в ВИНТИ 5.05.75. №1225. –12 с.
49. Элизбарашвили О.А. Детектор слабых световых сигналов на фотодиодах, работающих в режиме фотодиакапа // Труды института кибернетики АН ГрузССР, 1977. Вып.3. – С.133-142.
50. Sher A., et al. Si and GaAs photocapacitive MIS infrared detectors // Journal Appl. Physics. 1980. Vol.51, №4. –P. 2137-2143.
51. Sun H.J., Gutmann R.J., Borrego J.M. Photoeffects in common-source and common-drain microwave GaAs MESFET oscillators // Solid-State Electron, 1981. Vol.24. №10. –P.935-940.
52. Lorigou B., et al. Optically frequency modulated GaAs oscillator // Electronic Letters, 1981. Vol. 17. №24. –P.901-902.
53. Sun H.J., Gutmann R.J., Borrego J.M. DC and pulse-light illuminated optical responses of microwave GaAs-MESFET oscillators // IEE Proceedings, 1984. Vol.131, Pt.1. №1. –P.31-37.
54. А.с. 798504 СССР, МКИ<sup>3</sup> G01J 1/44. Фотометр / Г.А.Сукач (СССР). №2755347; заявлено 17.04.79; опубл. 32.01.81. Бюл. №3.
55. Заявка 59-47249 Япония. МКИ<sup>2</sup> G01J 1/44. Приемник оптических сигналов / Фудзи дэнки сэйдо к.к. (Япония). №53-161469; заявлено 26.12.78; опубл. 17.11.84.
56. Кривонос А.И. Полупроводниковые датчики температуры. –М.: Энергия, 1974. – 184с.
57. Викулин И.М. и др. Частотные датчики на основе однопереходного транзистора // Радиотехника и электроника, 1973. Т.18. Вып.11. – С.2384 - 2389.
58. А.с. 1122903 СССР, МКИ<sup>3</sup> G01K 7/00. Преобразователь температуры в частоту / Е.П. Максимчук (СССР). №3468043; заявлено 9.07.82; опубл. 7.11.84, Бюл. №41.
59. Заявка 3310379 ФРГ, МКИ<sup>3</sup> G01K 7/34, H01L 29/86, 31/10. Verwendung einer Halbleiterdiode als Sensor / H. Shaffer (GEM), Siemens AG (GEM); заявлено 22.03.83; опубл. 11.10.84.
60. А.с. 1191756 СССР, МКИ<sup>3</sup> G01K 7/34. Полупроводниковый датчик температуры / М.Ф.Щербакова и др. (СССР). №3645883/24; заявлено 6.06.83; опубл. 15.11.85. Бюл. №42.
61. Chung W.S., Watanabe K. A linear temperature to frequency converter using an integral Colpitts oscillator // IEEE Trans. Instrument and Measurements, 1985. Vol.34. №4. Pt.1. – P.534-537.
62. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Реактивні властивості транзисторів і транзисторних схем. –Вінниця: «Універсум-Вінниця», 1999. – 275с.
63. Осадчук А.В. Фоточувствительные преобразователи на основе структур с отрицательным сопротивлением. –Винница: Континент, 1998. – 130с.

64. Ван дер Поль Б. Нелинейная теория электрических колебаний. –М.: Связь техиздат, 1935.
65. Осадчук О.В. Дослідження параметрів генератора на основі транзисторної структури з від'ємним опором // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах, 2000. №2. –С.55-60.
66. Ко W.H. Designing tunnel diode oscillators // Electronics. Vol.34, №6, 1961. –Р.68-72.
67. Семеновский В.К. Время переключения туннельного диода при запуске наклонным фронтом напряжения // Радиотехника и электроника, 1962. Т.7, №12. – С.2092-2094.
68. Мальшев В.А. Об аппроксимации вольт-амперной характеристики туннельного промежутка полиномами для квазилинейного анализа особенностей его работы. Радиотехника и электроника, 1965. Т.10, №9. – С.1635-1638.
69. Сидоров А.С. Теория и проектирование нелинейных импульсных схем на туннельных диодах. –М.: Сов. Радио, 1971. –262 с.
70. Грошковский Я. Генерирование высокочастотных колебаний и стабилизация частоты. –М.: Из-во иностранной литературы, 1953. –162 с.
71. Шитиков Г.Т. Стабильные диапазонные автогенераторы. –М.: Сов. Радио, 1965.
72. 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. Вып.11, 1964. –С.208-206.
73. Бенинг Ф. Отрицательное сопротивление в электронных схемах. –М.: Советское радио, 1975. – 286с.
74. Основы инженерной электрофизики. Часть 2. Основы анализа и синтеза электронных цепей. Под ред. П.А. Ионкина. –М.: Высшая школа, 1972. –633 с.
75. Капчинский И.М. Методы теории колебаний в радиотехнике. –М.: Госэнергоиздат, 1954.
76. Фомин Н.Н. Нелинейные искажения в генераторе на туннельном диоде. Полупроводниковые приборы и их применение. Под ред. Ю.И. Конева. Вып.18, 1967. – С.140-158.
77. Патент України, №24375 А, по класу H03В 7/00. Електрично керований генератор гармонійних коливань / Осадчук В.С., Осадчук О.В., Осадчук Е.В. 1998.
78. Патент України №34249 А, по класу H03В 7/00. Напівпровідниковий генератор електричних коливань / Осадчук В.С., Осадчук О.В., Ковальчук О.М, Семеренко М.М. Бюл.№1, 2001.
79. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Аналіз роботи генератора на основі транзисторної структури з від'ємним опором //Вісник Вінницького політехнічного інституту, 2000. №4. – С.97-103.

80. Осадчук В.С., Осадчук А.В. Исследование сверхвысоко частотного автогенератора // 8-я Международная конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Материалы конференции. Севастополь: Вебер, 1998. Том 1. – С.134-135.
81. Осадчук В.С., Осадчук А.В. Моделирование и экспериментальное исследование СВЧ генератора // «Контроль і управління в складних системах» (КУСС-99). Книга за матеріалами п'ятої Міжнародної НТК м. Вінниця, 1999. Том 1. – С.186-190.
82. Шитиков Г.Т. Стабильные автогенераторы метровых и дециметровых волн. –М.: Радио и связь, 1983. –256 с.
83. Стильбаньс Л.С. Физика полупроводников. –М.: Советское радио, 1967. –451с.
84. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. –М.: Наука, 1987. –519 с.
85. Ваганов В.И. Интегральные тензопреобразователи. –М.: Энергоатомиздат, 1983. – 136с.
86. Красильникова В.В. Моделирование тепловых режимов интегральных тензопреобразователей // Приборы и системы управления, 1991. №7. – С.16-17.
87. Красильникова В.В. Расчет температурного поля интегральных тензопреобразователей. Датчики на основе технологии микроэлектроники: материалы конференции. –М.: МДНТП им. Ф.Э. Дзержинского, 1986. – С.53-56.
88. Ваганов В.И., Носкин А.Б. Исследование зависимости характеристик интегральных тензопреобразователей от потребляемой мощности // Приборы и системы управления, 1983. №3. – С.26-28.
89. Bodea M., Jonescu M., Silard A., Visan H. Determinarea analitica a distribuțiilor stalonare de temperatura in circuitele monolitice // Automatica si Electronica, 1982. Vol.26, №1. –P.8-13.
90. Способ теплового контроля качества объёмных интегральных схем: А.С. СССР №1675908. Кл. G 06 F 15/46. / Осадчук В.С., Паламарчук Е.А., Стронский В.В., Яровенко А.Г., 1991. Бюл. №33.
91. Осадчук В.С., Осадчук О.В., Яровенко А.Г. Дослідження теплових режимів мікроелектронного частотного перетворювача магнітного поля // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах, 2000. №3. – С.47-51.
92. Черняев В.Н. Технология производства интегральных микросхем и микропроцессоров. –М.: Радио и связь, 1987. – 464 с.
93. Лыков А.В. Теория теплопроводности. –М.: Высшая школа, 1967. – 596 с.
94. Смирнов М.М. Дифференциальные уравнения в частных производных второго порядка. –М.: Наука, 1964. –205 с.
95. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. –М.: Наука, 1981. –718 с.

96. Потемкин В.Г. Система инженерных и научных расчетов Matlab 5.x. В двух томах. Том 1. –М.: Диалог-МИФИ, 1999. – 366 с.
97. Потемкин В.Г. Система MATLAB. Справочное пособие. –М.: Диалог – МИФИ, 1997. –350 с.
98. Кремниевые планарные транзисторы / Под ред. Я.А. Федотова. –М.: Советское радио, 1973. – 336 с.
99. Тугов Н.М., Глебов Б.А., Чарыков Н.А. Полупроводниковые приборы. –М.: Энергоатомиздат, 1990. –576 с.
100. Маллер Р., Кейминс Т. Элементы интегральных схем. –М.: Мир, 1989. –630с.
101. Antognetti P., Massobrio G. Semiconductor devices modeling with SPICE. Ncgraw-Hill, Inc. –New York, 1988. –391 p.
102. PSPICE User's guide. MicroSim Corporation. La Cadena Drive, Laguna Hills, 1989. –450 p.
103. Эрден-Груз Т. Основы строения материи. –М.: Мир, 1976. –436 с.
104. Киреев П.С. Физика полупроводников. –М.: Высшая школа, 1975. –583 с.
105. Разевиг В.Д. Применение программ P-CAD и Pspice для схемотехнического моделирования на ПЭВМ. Выпуск 2. Модели компонент аналоговых устройств. –М.: Радио и связь, 1992. –72 с.
106. Разевиг В.Д. Применение программ P-CAD и Pspice для схемотехнического моделирования на ПЭВМ. Выпуск 3. Моделирование аналоговых устройств. –М.: Радио и связь, 1992. –120 с.
107. Готра З.Ю. Технология микроэлектронных устройств. Справочник. –М.: Радио и связь, 1991. –528 с.
108. Каяцкас А.А. Основы радиоэлектроники. –М.: Высшая школа, 1988. – 464 с.
109. Чураков А.Я., Овсянников В.В. Датчики температуры с аналогом лямбда-диода // Электроника, 1989. №7. – С.23 - 25.
110. Ферри Д., Эйкерс Л., Гринич Э. Электроника ультрабольших интегральных схем: Пер. с англ. – М.: Мир, 1991. –327 с.
111. Березин А.С., Мочалкина О.Р. Технология и конструирование интегральных микросхем. – М.: Радио и связь, 1992. –320 с.
112. Осадчук В.С., Осадчук А.В. Математическая модель частотного преобразователя температуры // Elektronika ir Elektrotechnika, 2000. №3(26). –Р.33-38.
113. Осадчук О.В. Математична модель частотного перетворювача температури на основі біполярної транзисторної структури з від'ємним опором // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах, 1999. №4. – С.49-53.
114. Осадчук О.В. Математична модель температурного перетворювача на основі транзисторної структури з від'ємним опором // Вісник Вінницького політехнічного інституту, 1999. №3. – С.81-86.



115. Федотов Я.А. Основы физики полупроводниковых приборов. –К.: Вища школа, 1972. –506 с.
116. Спиридонов Н.С. Основы теории транзисторов. –К.: Техника, 1969. –299 с.
117. Электрические измерения. Под редакцией Е.Г. Шрамкова. –М.: Высшая школа, 1972. –518 с.
118. Мирский Г.Я. Электронные измерения. –М.: Радио и связь, 1986. –439 с.
119. Валитов Р.А., Сретинский В.Н. Радиотехнические измерения. –М.: Советское радио, 1970. –711 с.
120. Аронов В.Л., Федотов Я.А. Испытания и исследование полупроводниковых приборов. – М.: Высшая школа, 1975. –324 с.
121. Кухарчук В.В., Козловський А.В. Моделювання контролю залежності пускового моменту в функції кутового положення ротора // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах, 1999. №1. – С.17-23.
122. Кухарчук В.В., Кучерук В.Ю. Аналіз та практична реалізація мікропроцесорного засобу вимірювання кутової швидкості обертання електричних машин // Вісник вінницького політехнічного інституту, 1995. №2. – С.12-16.
123. Фотоприемники видимого и инфракрасного диапазонов. Под ред. Р.Дж. Клеа. –М.: Радио и связь, 1985. –326 с.
124. A.De Salles. Optical control of GaAs MESFET's // JEEE Transactions on microwave theory and techniques, 1983. Vol. MTT-31, №10. –P.812-820.
125. Simons R.N., Bhasin K.B. Analyses of optically controlled microwave (millimeter wave device structure) // JEEE – MMT-S Int. Microwave Symp. Baltimore, Md, June 2-4, 1986. Dig. №4. –P.544-551.
126. Simons R.N. Microwave performance of on optically controlled Al-GaAs/GaAs high electron mobility transistor and GaAs MESFET // JEEE transactions on microwave theory and techniques, 1986. Vol. MTT-35, №12. –P.1349-1355.
127. Gautier J.L., Pasquet D., Pouvil P. Optical effects on the static and dynamic characteristics of a GaAs MESFET // JEEE transactions on microwave theory and techniques, 1985. Vol. MTT-33, №9. –P.819-822.
128. Singh V.K., Chattopadhyay S.N., Pal B.B. Optically controlled characteristics in ion-implanted silicon MESFET // Solid-state Electronics, 1986. Vol.29, №7. –P.707-711.
129. Darling R.B., Uyemura J.P. Optical gain and large signal characteristics of illuminated GaAs MESFET's // JEEE journal of quantum electronics, 1987. Vol. QE-23, №7. –P.1160-1171.
130. Вендик И.Б., Гевоян,С.Ш., Хижа Г.С. Оптически управляемые полупроводниковые СВЧ устройства // Зарубежная радиоэлектроника, 1987. №9. –С.10-21.

131. Тарновський М.Г., Осадчук В.С., Осадчук О.В. Дослідження фотоемісії електронів з металу у напівпровідник при опромінюванні бар'єру Шоттки // Вісник Вінницького політехнічного інституту, 1998. №1. – С.110-117.
132. Тарновський М.Г., Осадчук В.С., Осадчук О.В. Дослідження оптичної чутливості арсенід-галієвих польових транзисторів із бар'єром Шоттки при умові власного поглинання випромінювання // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах, 1999, №3. – С.52-55.
133. Тарновський Н.Г., Осадчук В.С., Осадчук А.В. Исследование фотогальванического эффекта, наблюдаемого при облучении контакта металл-полупроводник в условиях полного поглощения излучения пленкой металла // Радиотехника и электроника, 1999. Том 44, №8. – С.1003-1009.
134. Осадчук В.С., Осадчук А.В. Исследование параметров частотного фоточувствительного преобразователя // Материалы международного симпозиума "Наука и предпринимательство - 98". Винница-Львов. Приложение Всеукраинского научно-технического журнала "Вибрация в технике и технологии". 1998. – С.292-296.
135. Тарновський Н.Г., Осадчук В.С., Осадчук А.В. Моделирование тока канала арсенид-галлиевых полевых транзисторов с барьером Шоттки // Elektronika ir Elektrotechnika, 1998. №4(17). – P.43-45.
136. Тарновський М.Г., Осадчук В.С., Осадчук О.В. Дослідження фотогальванічного ефекту у оптично керованому GaAs-ПТШ // Вісник Вінницького політехнічного інституту, 1998. №2. – С.109-116.
137. Тарновський Н.Г., Осадчук А.В. Моделирование емкостей арсенид-галлиевых полевых транзисторов с затвором Шоттки // Elektronika ir Elektrotechnika, 1999. №4(22). – P.27-31.
138. Тарновський Н.Г., Осадчук В.С., Осадчук А.В. Моделирование затворного перехода арсенид-галлиевых полевых транзисторов с затвором Шоттки // Микроэлектроника, 2000. Том 29, №4. – С.316-320.
139. Епифанов Г.И., Мома Ю.А. Физические основы конструирования и технологии РЕА и ЭВА. –М.: Советское радио, 1979. –216 с.
140. Шиллинг Г. Статистическая физика в полупроводниках. –М.: Мир, 1976. –432 с.
141. Смит Р. Полупроводники. –М.: Из-во иностранной литературы, 1962. – 467 с.
142. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. –М.: Высшая школа, 1977. –447 с.
143. Шалимова К.В. Физика полупроводников. –М.: Энергия, 1971. –311 с.
144. Гарбуни М. Физика оптических явлений. –М.: Советское радио, 1967. –496 с.

145. Носов Ю.П. Оптоэлектроника. –М.: Советское радио, 1977. – 230с.
146. Шевцов Э.А., Белкин М.Е. Фотоприемные устройства волоконно-оптических систем передачи. –М.: Радио и связь, 1992. –221 с.
147. Осадчук В.С, Осадчук А.В. Исследование частотного магнитного преобразователя на основе транзисторной структуры с отрицательным сопротивлением //Elektronika ir Elektrotechnika, 1999, №3(21). –P.12-16.
148. Осадчук В.С, Осадчук О.В. Математична модель частотного перетворювача деформації на основі біполярно-польової структури // Вісник Вінницького політехнічного інституту, 1999. №6. –С.82-88.
149. Баранов Л.И. К вопросу об индуктивном характере сопротивления диода с р-п переходом в пропускном направлении // Радиотехника и электроника, 1960. Т.5, №6. –С.1002-1005.
150. Dill H.G. Semiconductor inductive elements // Semiconductor Products, 1962. Vol.5, №4. –P.30-33.
151. Dutta Roy S.C. The inductive transistor // IRE Trans. on Circuit Theory, 1963. Vol.CT-10, №3. –P.113-115.
152. Dutta Roy S.C. A novel high-Q inductance and tuned oscillator for microminiature circuits // Proc. IEEE, 1964. Vol.52, №2. –P.214-215.
153. Einsele T. Uber die Traegheit des Flussleitwerts von Germaniumdioden //Z. angew. Phys, 1952. B4, №5. –S.183-185.
154. Kanai Y. On the Inductive Parts in the a.c. Characteristics of the Semiconductor Diodes // J. Phys. Soc., 1955. Vol.10. –P.719-720.
155. Ladany I. An Analysis of Inertial Inductance in a Junction Diode // IRE Trans. of Electron Devices, 1960. Vol.ED-7, №10. –P.303-310.
156. Vliet K.M., Min H.S. Current-voltage relations and equivalent circuits of transistors at high injections level // Solid State Electronics, 1974. Vol.17. –P.267-284.
157. Spenke E. Das induktive Verhalten von p-n Gleichrichter bei starken Durchlassbelastungen // Z. angew. Phys., 1958. Vol.10, №2. –P.65-88.
158. Yamaguchi Y. On the Inductive Reactance and Negative Resistance in the Transistor // Journal Physical Society of Japan, 1956. Vol.11. –P.717-718.
159. Одобецкий С.И., Осадчук В.С. Фотореактивный эффект в транзисторах со структурой металл-диэлектрик-полупроводник // Радиотехника и электроника. 1989. Т.34, №11. –С.2387-2393.
160. Shockley W. Theory of p-n Junction in the Semiconductors and Transistors with p-n Junctions // Bell Syst. Techn.J. 1949. V.28, №4. –P.435-489.
161. Dill H.G. Inductive semiconductor elements and their application in band-pass amplifiers // IRE Trans., 1961. Vol.Mil-5, №3. –P.239-250.
162. Носов Ю.П. Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме. –М.: Наука, 1968. –263 с.
163. Клетченков И.И., Шмырева А.Н. Полупроводниковые пленки и слоистые структуры. –К.: Наукова думка, 1977. –76 с.
164. Осадчук А.В. Исследование транзисторной структуры с отрицатель-

- ним сопротивлением // International Conference Materials "ELECTRONICS – 98", Kaunas, 1998. – P.15-20.
165. Коболд Р. Теория и применение полевых транзисторов. –Л.: Энергия, 1975. – 169 с.
166. Осадчук О.В. Мікроелектронні частотні перетворювачі на основі транзисторних структур з від'ємним опором. –Вінниця: «Універсум-Вінниця», 2000. – 303 с.
167. Osadchuk V.S., Osadchuk A.V. Modeling of the Frequency Converter of Optical Radiation with Active Inductive Element //Elektronika ir Elektro-technika, 2001. №1(30). –P.43-48.
168. Патент Российской Федерации, №2114490, кл. H01L 31/08. Полупроводниковый оптический датчик / Осадчук В.С., Осадчук Е.В., Осадчук А.В. Бюл.18, 1998.
169. Патент України, №24474 А, по класу H03C 3/36. Оптично керований генератор гармонійних коливань / Осадчук В.С., Осадчук О.В., Осадчук Е.В. 1998.
170. Патент України №33402 А, по класу G02B 27/00. Швидкодіючий перетворювач оптичних сигналів / Осадчук В.С., Розумовський П.Б., Осадчук О.В., Тарновський М.Г. Бюл.№1, 2001.
171. Osadchuk V.S., Osadchuk A.V. RESEARCH of the SUPERHIGH FREQUENCY OSCILLATOR With OPTICAL CONTROL // Proceedings 10<sup>th</sup> International Conference "Microcoll". 1999. Budapest, Hungary, March 20-24 1999. –P.311-314.
172. Осадчук В.С., Осадчук А.В. Моделирование и экспериментальное исследование СВЧ генератора // «Контроль і управління в складних системах» (КУСС-99). Книга за матеріалами п'ятої Міжнародної НТК м. Вінниця, 1999. Том 1. –С.186-190.
173. Измерения в электронике: Справочник / В.А. Кузнецов, В.А. Долгов, В.М. Коневских и др.; Под ред. В.А. Кузнецова. –М.: Энергоатомиздат, 1987. –512 с.

*Наукове видання*

**Осадчук Володимир Степанович  
Осадчук Олександр Володимирович  
Вербицький Володимир Григорович**

**ТЕМПЕРАТУРНІ ТА ОПТИЧНІ  
МІКРОЕЛЕКТРОННІ ЧАСТОТНІ  
ПЕРЕТВОРЮВАЧІ**

**Монографія**

Редактор Т. А. Ягельська

Оригінал-макет підготований авторами

Підписано до друку 10.12.2001  
Формат 29,7×42 1/4 Папір офсетний  
Гарнітура Times New Roman  
Друк різнографічний  
Ум. друк. арк. 11,76  
Наклад 100 прим.  
Зам. № 2001-276

Віддруковано в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі  
Вінницького державного технічного університету  
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95, ВДТУ, головний корпус,  
9-й поверх  
Тел.: (0432) 44-01-59