

Міністерство освіти і науки України
Вінницький національний технічний університет

В. С. Осадчук, О. В. Осадчук

**МІКРОЕЛЕКТРОННІ СЕНСОРИ
МАГНІТНОГО ПОЛЯ
З ЧАСТОТНИМ ВИХОДОМ**

Монографія

**Вінниця
ВНТУ
2013**

УДК 621.383; 621.317

ББК 32.854.2

О-72

Рекомендовано до друку Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України (протокол № 7 від 06.03.2013 р.)

Рецензенти:

Р. Л. Голяка, доктор технічних наук, професор

В. Ю. Кучерук, доктор технічних наук, професор

Осадчук, В. С.

О-72 Мікроелектронні сенсори магнітного поля з частотним виходом : монографія / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. – Вінниця : ВНТУ, 2013. – 264 с.

ISBN 978-966-641-530-4

В монографії проаналізовано сучасний стан перетворювачів магнітного поля, подано основи побудови мікроелектронних перетворювачів магнітного поля з частотним виходом на основі реактивних властивостей транзисторних структур з від'ємним опором. Розглянуто принципи побудови, електричні схеми і експериментальні дослідження основних параметрів мікроелектронних перетворювачів магнітного поля. Монографія розрахована на наукових та інженерно-технічних працівників, які займаються проектуванням і розробкою мікроелектронних перетворювачів магнітного поля, а також на аспірантів та студентів вищих технічних навчальних закладів.

УДК 621.383; 621.317

ББК 32.854.2

ISBN 978-966-641-530-4

© В. Осадчук, О. Осадчук, 2013

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	6
ВСТУП	8
1 АНАЛІЗ ІСНУЮЧИХ ПРИСТРОЇВ ПЕРЕТВОРЕННЯ ІНДУКЦІЇ МАГНІТНОГО ПОЛЯ	9
1.1 Магніторезистори.....	9
1.2 Сенсори на основі магнітодіодного ефекту.....	13
1.3 Сенсори на основі ефекту Холла	22
1.4 Конструкції вимірювальних перетворювачів магнітного поля на основі ефекту Холла	35
1.5 Магнітотранзистори.....	42
1.6 Магніточутливі інтегральні напівпровідникові перетворювачі магнітного поля.....	51
1.7 Оптичні та електромеханічні сенсори магнітного поля.....	61
2 ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ, ЩО ПРОТІКАЮТЬ У ПРОВІДНИКАХ І НАПІВПРОВІДНИКАХ ПРИ ДІЇ МАГНІТНОГО ПОЛЯ.....	64
2.1 Методика вимірювання магнітного поля в провідниках	64
2.2 Фізичний механізм взаємодії магнітного поля з напівпровідниками	69
2.3 Вплив магнітного поля на властивості напівпровідників. Ефект Холла.....	75
2.4 Вплив магнітного поля на електропровідність напівпровідників	80
3 МАГНІТОРЕАКТИВНИЙ ЕФЕКТ У НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУРАХ	88
3.1 Фізичні процеси, що протікають у біполярних магнітотранзисторах при дії магнітного поля.....	88
3.2 Фізичні процеси, що протікають у біполярних двоколекторних магнітотранзисторах при дії магнітного поля	92
3.3 Моделювання магнітореактивного ефекту в біполярних транзисторних структурах.....	96
3.4 Розподіл концентрації інжектованих носіїв заряду в базовій області при дії магнітного поля в біполярних магніточутливих структурах	106
3.5 Магнітореактивний ефект у польових транзисторах	112

4 МІКРОЕЛЕКТРОННІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ МАГНІТНОГО ПОЛЯ З МАГНІТОЧУТЛИВИМИ ЕЛЕМЕНТАМИ НА ОСНОВІ МАГНІТООПОРІВ І МАГНІТОДІОДІВ	124
4.1 Виведення функції перетворення і рівняння чутливості мікроелектронного перетворювача магнітного поля з магнітоопором.....	124
4.2 НВЧ перетворювач магнітного поля на біполярно-польовій транзисторній структурі з магнітоопором.....	133
4.3 Мікроелектронний частотний перетворювач магнітної індукції на основі двох біполярних транзисторів з магніторезистором	136
4.4 Виведення функції перетворення і рівняння чутливості магнітного перетворювача з магнітодіодом	140
4.5 Виведення функції перетворення і рівняння чутливості частотного перетворювача магнітної індукції на основі двох біполярних транзисторів з магнітодіодом	149
4.6 Розрахунок функції перетворення та рівняння чутливості частотного перетворювача магнітного поля на біполярній транзисторній структурі з активною індуктивністю і магнітодіодом	152
5 МІКРОЕЛЕКТРОННІ ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ МАГНІТНОГО ПОЛЯ З ЧУТЛИВИМИ ЕЛЕМЕНТАМИ НА ОСНОВІ СЕНСОРІВ ХОЛЛА	156
5.1 Виведення функції перетворення і рівняння чутливості магнітного частотного перетворювача на біполярно-польовій транзисторній структурі з сенсором Холла.....	156
5.2 Виведення функції перетворення і рівняння чутливості магнітного перетворювача на основі біполярного і двозатворного МДН транзисторів з сенсором Холла	161
5.3 Виведення функції перетворення і рівняння чутливості частотного магнітного перетворювача на основі біполярного і двозатворного МДН транзисторів з активним індуктивним елементом та сенсором Холла	163
5.4 Математичне моделювання частотних перетворювачів магнітного поля з сенсором Холла та активною індуктивністю.....	168
5.5 Математичне моделювання частотного перетворювача магнітного поля на основі біполярної транзисторної структури з сенсором Холла.....	175
5.6 Математичне моделювання частотного перетворювача магнітного поля на основі біполярної транзисторної структури	183

5.7 Математичне моделювання частотного перетворювача магнітного поля на основі біполярної транзисторної структури з сенсором Холла в активній індуктивності	185
6 МІКРОЕЛЕКТРОННІ ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ МАГНІТНОГО ПОЛЯ З МАГНІТОЧУТЛИВИМИ БІПОЛЯРНИМИ ТА ПОЛЬОВИМИ ТРАНЗИСТОРАМИ	189
6.1 Мікроелектронний частотний перетворювач магнітного поля на основі магніточутливого польового транзистора	189
6.2 Виведення функції перетворення і рівняння чутливості частотного магнітного перетворювача з магніточутливим біполярним транзистором	195
6.3 Математичне моделювання частотного перетворювача на біполярній магніточутливій структурі з активним індуктивним елементом.....	199
6.4 Мікроелектронний перетворювач магнітного поля на основі двоколекторного магнітотранзистора.....	203
6.5 Розрахунок функції перетворення та рівняння чутливості частотних перетворювачів на основі магніточутливого двоколекторного транзистора в біполярно-польовій транзисторній структурі	210
6.6 Визначення функції перетворення та рівняння чутливості частотних перетворювачів магнітного поля на основі двоколекторного магніточутливого біполярного транзистора з активним індуктивним елементом.....	216
7 РОЗРОБКА РЕКОМЕНДАЦІЙ З ПРОЕКТУВАННЯ МІКРОЕЛЕКТРОННИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ	224
7.1 Вибір критеріїв оцінювання технічного рівня розроблених перетворювачів	224
7.2 Рекомендації з проектування мікроелектронних частотних магніточутливих перетворювачів.....	226
7.3 Оцінювання метрологічних параметрів частотних перетворювачів магнітного поля	232
ЛІТЕРАТУРА	241

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

- μ_n і μ_p – рухливість електронів і дірок
 q – заряд електрона
 k – стала Больцмана
 ϵ_0 – абсолютна діелектрична стала
 ϵ_d – відносна діелектрична проникність підзатворного шару діелектрика товщиною d
 ϵ_H – відносна діелектрична проникність матеріалу напівпровідника
 S_B – площа р-п переходу області витоку
 ϕ_K – контактна різниця потенціалів
 N_a – концентрація акцепторної домішки
 I_{SS} – зворотний струм р-п переходу підкладки
 U_{be} , U_{bc} – відповідно напруга база-емітер і 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
 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 (β_F) від струму колектора в нормальному режимі
 I_{KR} – точка початку спаду залежності коефіцієнта підсилення струму в схемі з загальним емітером (β_R) від струму емітера в інверсному режимі
 NK – коефіцієнт, що обумовлює множник Q_b , який рівний 0,5
 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 %
 R_f – опір фоторезистора
 C_f – ємність фоторезистора
 C_{GD} – ємність затвор-стік транзистора VT2
 ω – кругова частота
 f – робоча частота
 Z – ширина каналу
 L – довжина каналу
 W – товщина бази

L_p – дифузійна довжина дірок
 T – температура
 S_T – крутизна транзистора
 g_0 – провідність каналу польового транзистора
 I_{30} – тепловий струм р-п переходу затвору польового транзистора
 m – коефіцієнт, який враховує ефект модуляції р-п переходу затвору польового транзистора
 ϕ_T – температурний потенціал
 U_0 – напруга відсічки польового транзистора
 I_{CH} – струм стоку насичення польового транзистора
 U_{BE} – напруга на електродах витік польового транзистора та емітер біполярного транзистора
 I_0 – тепловий струм колектор-база біполярного транзистора
 U_0 – ефективна порогова напруга (напруга відсічки)
 U_3^* – напруга на затворі в режимі насичення
 $L_{екв}$ і $C_{екв}$ – еквівалентні індуктивність і ємність коливального контуру генератора
 γ_T – температурний коефіцієнт напруги відсічки
 I_E, I_K – зовнішні струми електродів емітера і колектора біполярного транзистора
 I_{E0}, I_{K0} – теплові струми відповідно емітерного і колекторного переходів
 α_N – коефіцієнт передачі емітерного струму
 α_I – коефіцієнт передачі колекторного струму (інверсного включення)
 U_{EB}, U_{KB} – напруги, які прикладені відповідно до переходів емітер-база й колектор-база
 G_E і B_E – відповідно еквівалентні активна і реактивна складові провідності ТСВО
 БТ – біполярний транзистор
 БСІТ – біполярний статично індукований транзистор
 ВАХ – вольт-амперна характеристика
 ВО – від'ємний опір
 ГЕК – генератор електричних коливань
 ЗЗ – зворотний зв'язок
 МДН – метал-діелектрик-напівпровідник
 ПТ – польовий транзистор
 СІТ – статично індукований транзистор
 ТСВО – транзисторна структура з від'ємним опором

ВСТУП

Науково-технічний прогрес нерозривно пов'язаний з подальшим вдосконаленням засобів вимірювання, покращенням їх якості та автоматизації процесу вимірювання, створення нових засобів автоматичних приладів радіовимірювальної техніки, електроніки та автоматики.

Все більшого і більшого значення у теперішній технологічній час набувають сенсори. Сучасний стан розвитку промисловості вимагає точного виконання технології та широкого застосування автоматизації виробничих процесів. Стан вітчизняної економіки великою мірою визначається успішним розв'язанням питань створення та освоєння серійного випуску автоматичних засобів технічної діагностики машин та обладнання, контролю параметрів доквілля тощо. Сенсори ж є ключовим підходом для руху вперед автоматизації багатьох галузей промисловості, вдосконалення багатьох приладів і збільшення їх конкурентоспроможності [1, 2].

Подальший розвиток електронізації галузей народного господарства висуває нові вимоги до сенсорів: на зміну ненадійним, громіздким приладам повинні прийти сенсори сумісні з іншими виробами мікроелектроніки. До таких сенсорів ставляться вимоги: висока точність, однозначність, точність вимірювання, вибірковість, тобто здатність виділення сигналу на фоні інших зовнішніх факторів, низька вартість, багатофункціональність – здатність до одночасного контролю декількох різних впливів, працездатність у жорстких експлуатаційних умовах, надійність, довговічність [3–7].

Важливим різновидом вимірювальних перетворювачів є магнітні сенсори. Мікросхемні сенсори магнітного поля володіють високою чутливістю до вимірювальних параметрів, малою масою, габаритами, інформаційною та конструктивною і технологічною сумісністю з мікроелектронними засобами обробки інформації.

На їх основі створюються безколекторні електродвигуни постійного струму, схеми електронного запалювання автомобілів, пристрої синхронізації швидкості обертання електродвигунів, безіндукційні головки зчитування магнітних записів та інше.

Новим напрямком в розробці мікроелектронних перетворювачів магнітного поля є створення частотних перетворювачів на основі напівпровідникових структур з від'ємним опором.

Тому для реалізації переваг перетворення «магнітне поле – частота» необхідно розробити елементи теорії магнітореактивного ефекту в польових транзисторних структурах, що зроблено у ході науково-дослідної роботи і результати подано у монографії.

1 АНАЛІЗ ІСНУЮЧИХ ПРИСТРОЇВ ПЕРЕТВОРЕННЯ ІНДУКЦІЇ МАГНІТНОГО ПОЛЯ

Магнітні вимірювання знаходять практичне застосування при дослідженні властивостей матеріалів, випробуванні магнітних деталей і елементів, у магнітній дефектоскопії, при вивченні магнітних полів Землі, при вимірюванні і контролі магнітних полів в установках атомної і ядерної фізики та інше.

Основними величинами, що характеризують магнітне поле, є магнітний потік, магнітна індукція і напруженість магнітного поля. Магнітні матеріали оцінюють за їхніми характеристиками і параметрами – статичними і динамічними.

Вимірювані магнітні величини звичайно попередньо перетворюються в електричні, більш зручні для вимірювання. Перетворювачі магнітних величин в електричні будуються на основі явищ електромагнітної індукції, ядерного магнітного резонансу, гальваномагнітного і деяких інших.

На даний час у всіх галузях вимірювальної техніки (окрім телеметрії) використовуються виключно такі структури, в яких вихідною величиною є величина струму або напруги. Це приводить до значних похибок вимірювання, втрат інформації в каналі між виходом перетворювача і входом підсилювально-перетворювальної апаратури, малих потужностей вихідного сигналу перетворювачів, їх низькою заводськостю і швидкодією. З іншого боку, видатні досягнення мікроелектронної технології в основному були реалізовані у засобах обробки інформації та обчислювальної техніки, в яких значна номенклатура функціональних елементів вийшла на 7–8 рівень інтеграції із застосуванням базових технологічних процесів.

Важливою різновидністю вимірювальних перетворювачів є магнітні сенсори. Мікросхемні сенсори магнітного поля володіють високою чутливістю до вимірювальних параметрів, малою масою, габаритами, інформаційною та конструктивною і технологічною сумісністю з мікроелектронними засобами обробки інформації.

Тому основною задачею є вибір первинних вимірювальних перетворювачів магнітного поля як чутливих елементів частотних мікроелектронних перетворювачів магнітного поля. Проблематика цих питань розглядається у цьому розділі.

1.1 Магніторезистори

Магніторезисторні елементи діють за законом електродинаміки, відповідно до якого на рухливих носіях зарядів у магнітному полі діє си-

ла Лоренца, що змушує електрони рухатися по скривлених траєкторіях, тобто подовжуючи шлях струму і збільшуючи опір матеріалу. Ступінь відхилення електронів залежить від їхньої рухливості; вона максимальна в напівпровідниках, таких як антимонід індію, у якого рухливість складає $78000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ у порівнянні з $50 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ для металів. Магніторезистори виготовляють з антимоніду індію чи арсеніду індію, що має рухливість $24000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Магніторезистори чутливі до загального магнітного поля, а не до швидкості його зміни. Це важливо для переносних сенсорів, що можуть рухатися з невизначеною швидкістю.

На рис. 1.1 показана магніторезистивна характеристика. Де H_0 – ефективне поле анізотропії в металі, що являє собою суму розмагнічувального поля анізотропії і поля анізотропії, що виникає в елементарному процесі осадження матеріалу. Під час відсутності зовнішнього поля уздовж елемента довжини в точці O утвориться доменна намагніченість. З ростом поля опір зростає доти, поки на ділянці b елементи не повернуться на 45° щодо елемента довжини. Подальше зростання поля приводить до насичення на ділянці c . Магніторезистор може працювати в точці O чи на ділянці b за допомогою зовнішнього магніту, що створює зсув. На ділянці b прилад має лінійну характеристику.

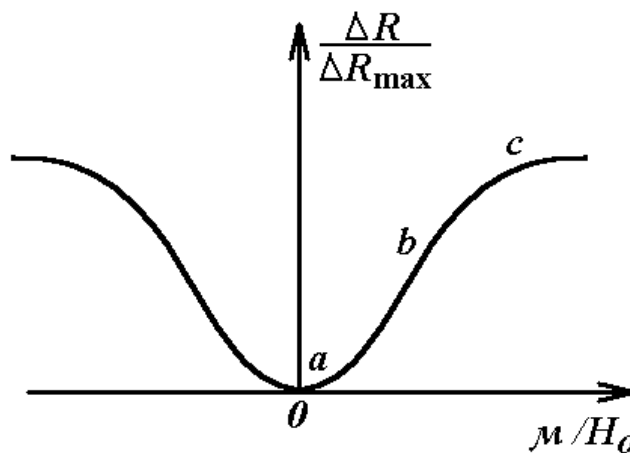


Рисунок 1.1 – Основна магніторезистивна характеристика [8]

Магніторезистивний ефект зростає зі зменшенням відношення довжини до ширини (l/W) приладу (рис. 1.2). Для одержання високого внутрішнього опору за відсутності магнітного поля і великої зміни опору з ростом магнітного поля кілька приладів з низькими відношеннями l/W можуть з'єднуватися послідовно. Це може бути зроблене нанесенням металевої плівки на довгий шматок напівпровідника і травленням частини її поверхні до утворення растра з короткозамкнутими провідними перемичками (рис. 1.3 а). Коли прикладається ма-

гнітне поле лінії струму повертаються на холлівський кут θ (рис. 1.3 б).

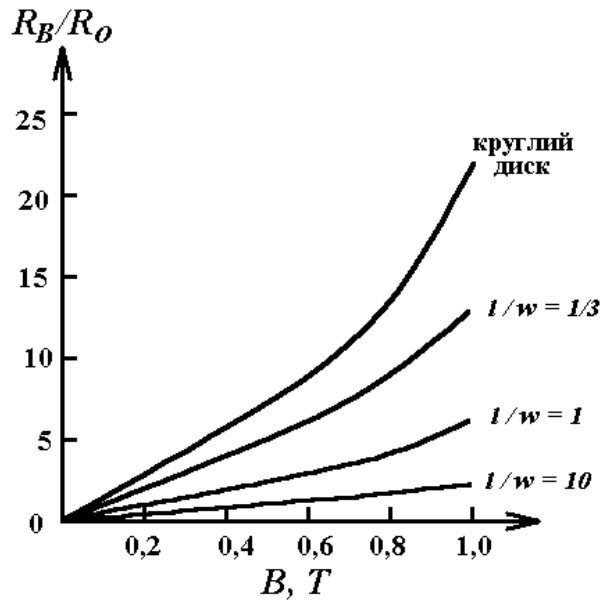


Рисунок 1.2 – Магніторезистивні криві для приладів різної геометрії [8]

Оскільки поверхні металевих провідників еквіпотенціальні, струм повертається по них до протилежної сторони кристала, а в кожній наступній напівпровідниковій секції знову тече під кутом θ . Внутрішній опір пристрою можна змінювати в широких межах вибором відношення l/W .

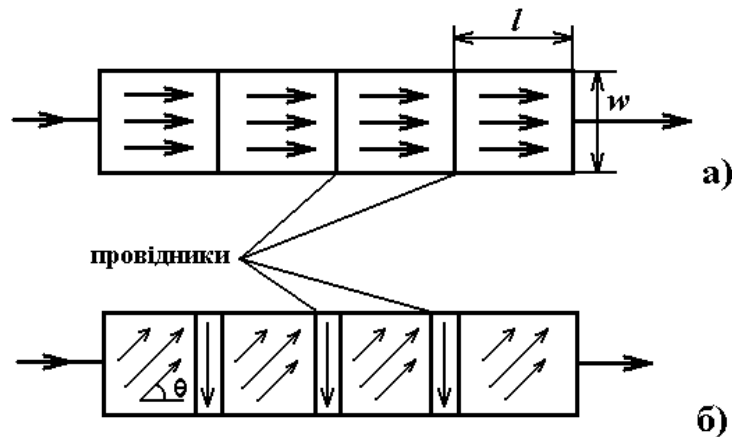


Рисунок 1.3 – Лінії струму в растровому магніторезистивному елементі: а – без магнітного поля; б – у магнітному полі [8]

Замість застосування зовнішніх металевих короткозамкнених ліній поперек напівпровідникового матеріалу може бути отриманий матеріал з паралельно-орієнтованими кристалами на основі металевого антимоніду нікелю. Ці кристали діють як внутрішні короткозамкнуті лінії. Без магнітного поля лінії струму розташовуються під прямим ку-

том до екіпотенціальних поверхонь металевих кристалів, проте під дією прикладеного поля лінії струму повертаються на холлівський кут θ і утворюють зигзагоподібні траєкторії в матеріалі (рис. 1.4).

Магніторезистори виконують осадженням плівки товщиною близько 25 мкм з антимоніду індію або антимоніду нікелю на підкладку товщиною 0,1 мм. Плівка має форму меандра; опір при відсутності магнітного поля може варіюватися зміною розмірів цього меандра і числа петель.

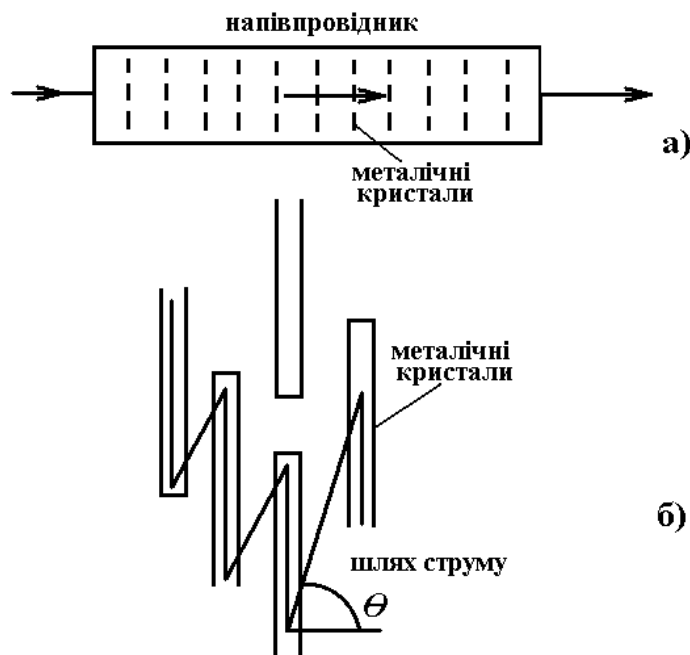


Рисунок 1.4 – Напівпровідник із внутрішніми короткозамкненими металічними кристалами: а – шлях струму за відсутності магнітного поля; б – шлях струму у магнітному полі [8]

Плівка ізолюється від підкладки, яка може бути виготовлена з магнітного матеріалу з тонким ізолюючим покриттям з немагнітного матеріалу, наприклад кераміки чи пластмаси.

Опір залежить від напрямку магнітного поля, як показано на рис. 1.5. Максимальна зміна опору має місце, коли кристали антимоніду нікелю паралельні один одному, а магнітне й електричне поля спрямовані під кутом один до одного. Температурний відгук магніторезисторів залежить від матеріалу легуючих домішок. Як правило, опір зменшується з температурою і падіння опору відбувається швидше після прикладення магнітного поля, так що відношення опору в магнітному полі до опору під час відсутності поля зменшується з температурою.

Магніторезистори мають низькі шуми, якщо тільки в матеріалі не виникають тріщини через помилковий монтаж. Оскільки пристрій має

об'ємний опір, він не підлягає впливу поверхневих ефектів і характеризується дуже малим старінням. В основному старіння відбувається через псування епоксидних смол, які застосовуються, щоб вмонтувати пристрій у корпус чи прикріпити напівпровідник до підкладки.

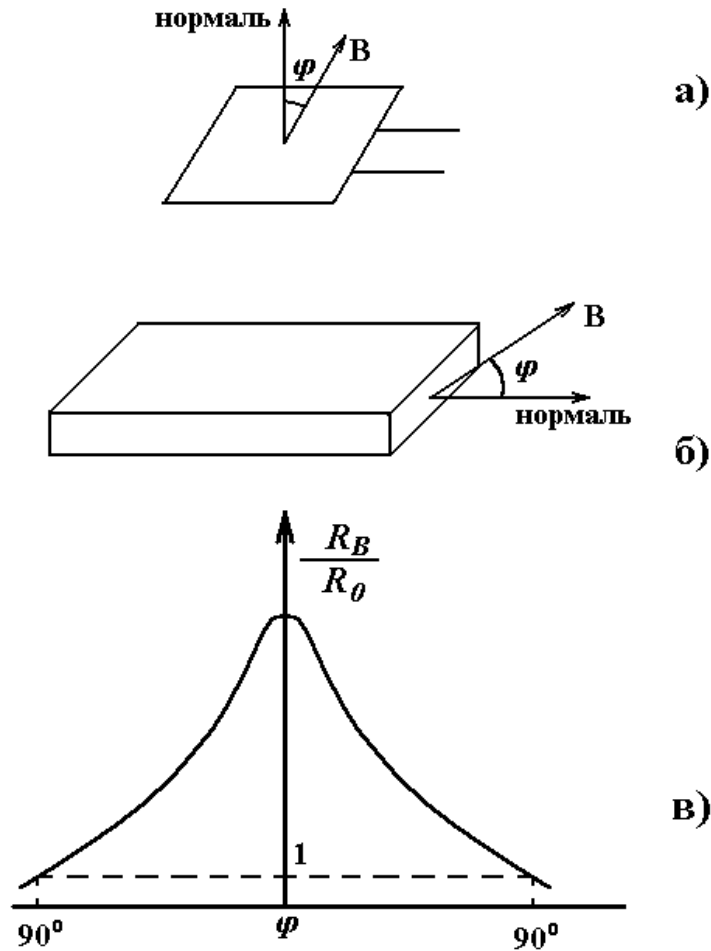


Рисунок 1.5 – Вплив напрямку магнітного поля на магніторезистор: а і б – напрямки поля; в – крива опору [8]

1.2 Сенсори на основі магнітодіодного ефекту

Магнітодіодним ефектом прийнято називати різку зміну електричного опору напівпровідникового діода з довгою базою, увімкненого в пряму напрямку, у результаті дії на діод поперечного магнітного поля [9]. Для пояснення цього ефекту розглянемо явища, що виникають у діоді, зображеному на рис. 1.6.

Він має р-п-перехід, тобто контакт напівпровідників з електронною і дірковою провідністю в одному монокристалі. Перехід у цьому випадку несиметричний – концентрація рівноважних носіїв у р-області значно більша, ніж у п-області, тобто п-область є більш високоомною, ніж р-область.

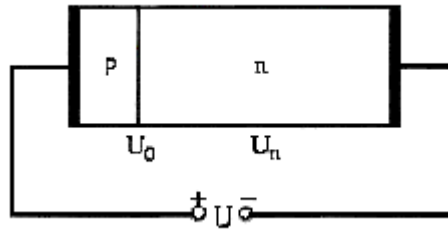


Рисунок 1.6 – Структура магніодіода

Під час приєднання до р-напівпровідника позитивного полюса зовнішнього джерела живлення, а до n-напівпровідника – негативно-го відбувається інжекція дірок із р-області в n-область. Внаслідок цього в обох частинах р-n-переходу почне відповідно зростати концентрація електронів і дірок. Якщо рівень інжекції достатньо високий, то провідність n-області буде визначатися концентрацією нерівноважних носіїв. Інжектвані дірки дифундують від р-n-переходу всередину n-напівпровідника на деяку відстань L , яка називається дифузійною довжиною. На цій відстані концентрація нерівноважних носіїв зменшується внаслідок рекомбінації в e раз. При високих рівнях інжекції [7]

$$L = \sqrt{\frac{2 \cdot b \cdot D_{eff} \cdot \tau}{b + 1}},$$

де $b = \mu_n / \mu_p$ – відношення рухливостей електронів і дірок; τ – час життя носіїв; D_{eff} – коефіцієнт спільної дифузії.

Внесок нерівноважних носіїв струму в електропровідність n-області сильно залежить від значення дифузійної довжини. Чим менше L , тим менша концентрація нерівноважних носіїв струму в n-напівпровіднику і тим більший його опір.

Якщо розташувати досліджуваний діод в поперечному магнітному полі, то коефіцієнт дифузії D_{eff} нерівноважних носіїв струму зменшиться внаслідок викривлення траєкторії руху носіїв під дією сили Лоренца. Вплив магнітного поля тут особливо значний, оскільки при спільній дифузії нерівноважних електронно-діркових пар практично відсутнє поле Холла, яке могло б частково компенсувати викривлення траєкторії. Тому поперечне магнітне поле викликає зменшення дифузійної довжини, а отже, і зростання опору n-області. Вплив зменшення L на зростання опору довгої n-області досягає максимуму при деякому значенні співвідношення d/L , де d – довжина n-області. Для германію, наприклад, оптимальне значення $d/L = 4 \dots 6$.

Отже, при дії поперечного магнітного поля на діод (рис. 1.6), через який протікає достатньо великий прямий струм, дифузійна довжина

інжектіваних у n-напівпровідник дірок зменшується. Це, у свою чергу викликає збільшення опору n-напівпровідника і, як наслідок, перерозподіл напруги U_0 (що спадає на p-n переході) і напруги U_n (що спадає на n-області): U_n , зростає, а U_0 зменшується, причому $U_0 + U_n = \text{const}$. Зменшення напруги на p-n-переході призведе до зменшення інжекції дірок із p-n-переходу і до нового збільшення опору n-напівпровідника. Останнє викликає новий перерозподіл напруги, нове зменшення інжекції і т. д. У результаті мале початкове зменшення дифузійної довжини в магнітному полі призводить до дуже сильного зменшення прямого струму через діод (внаслідок різкого зменшення середньої концентрації нерівноважних носіїв струму).

При розташуванні діода з довгою базою у магнітному полі паралельно його подовжній осі, інжектівані в базу електрони і дірки починають обертатися навколо осі в перпендикулярній площині [10]. При цьому відбувається утворення згустків плазми, що чергуються зі збідненими областями. Якщо на бічних гранях діода встановити два симетричних зонди (типу холлівських контактів), то обертання згустків і збіднених областей плазми в перпендикулярній площині приведе до появи змінної ЕРС між зондами. Коливання струму, що протікає через діод симетричної структури, при цьому не відбувається, тому що перерозподіл плазми в перпендикулярній площині не змінює сумарної концентрації і загального опору. При порушенні симетрії розподілу вихідної концентрації носіїв заряду щодо осі (змінюючи швидкості поверхневої рекомбінації на одній грані, бічним підсвічуванням і т. д.) виникнення змінної ЕРС на поперечних зондах супроводжується виникненням коливань струму, що протікає через діод.

У довгих діодах прямий струм визначається нерівноважною провідністю базової області. Розподіл носіїв у базовій області залежить від рухливості й ефективного часу життя. У магнітному полі внаслідок ефекту магнітоопору зменшується рухливість носіїв і, отже, сильно зменшується провідність діода. Ефект магнітоопору за рахунок зміни інжекції підсилюється в десятки і сотні разів. Магніточутливість довгих діодів, названих магнітодіодами, у багато разів перевищує магніточутливість магніторезисторів так само, як фоточутливість інжекційних фотодіодів перевищує фоточутливість звичайних фотодіодів і фоторезисторів [11].

Магнітне поле в магнітодіодах не тільки зменшує рухливість, але і викривляє лінії струму, тому що в них концентрації електронів і дірок практично однакові і поле Холла відсутнє. Подовження ліній струму приводить до зменшення глибини проникнення нерівноважних носіїв і додаткового зменшення модуляції провідності базової області інжектіваними носіями, тобто до підвищення магніточутливості.

Скривлення ліній струму підвищує концентрацію носіїв з однієї грані і знижує з іншої. Оскільки ефективний час життя носіїв у тонких пластинках визначається поверхневою рекомбінацією, то перерозподіл носіїв приводить до зміни ролі поверхневої рекомбінації й ефективного часу життя. Роль рекомбінації на грані, до якої відхиляються носії, зростає, проте рекомбінація на другій грані майже перестає відігравати роль.

Якщо швидкості рекомбінації на гранях однакові, то ефективний час життя зменшується і відповідно струм такого магнітодіода в магнітному полі зменшується. Якщо швидкість рекомбінації на одній грані багато менша, ніж на іншій (рис. 1.7), то при відхиленні носіїв до цієї грані роль рекомбінації на другій грані з високою швидкістю рекомбінації різко зменшується. Ефективний час життя при такій полярності магнітного поля буде зростати, тому струм магнітодіода також буде зростати. При протилежному напрямку магнітного поля буде спостерігатися звичайний магнітодіодний ефект – струм різко убуває з ростом магнітного поля (рис. 1.8 а).

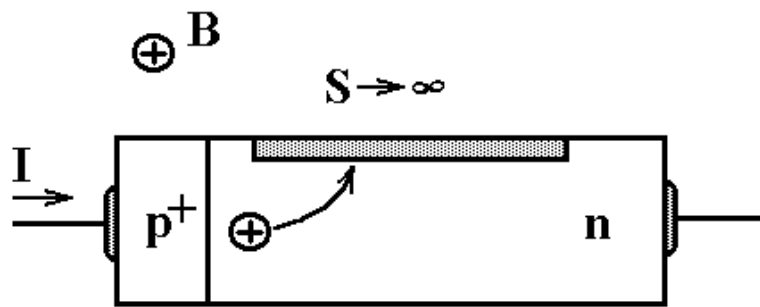


Рисунок 1.7 – Структура магнітодіода з областю високої швидкості рекомбінації S на одній грані [11]

У довгих діодах з від’ємним опором (S -діодах) магнітне поле, що знижує концентрацію нерівноважних носіїв унаслідок магнітодіодного ефекту, приводить до зростання напруги зриву і різкого підвищення напруги при заданому струмі після зриву (рис. 1.8 б). При досить великій напруженості магнітного поля область від’ємного опору може цілком зникнути. Магніточутливість S -магнітодіодів набагато більша, ніж звичайних магнітодіодів.

Основною характеристикою магніторезисторів і магнітодіодів, а також деяких інших гальваноманітних приладів є вольтова магніточутливість. Вона дорівнює відношенню зміни напруги на зразку до добутку струму через нього і зміни індукції магнітного поля, яка приводить до цієї зміни напруги:

$$\gamma_H = \Delta U / (\Delta BI).$$

У германієвих і кремнієвих магнітодіодах $\gamma_H = 30 \dots 90 \text{ В}/(\text{А} \cdot \text{Т})$. Чутливість магнітодіодів можна змінювати в структурі з польовим МДН-електродом на бічній грані. Зміна напруги на цьому електроді змінює поверхневий потенціал напівпровідника, а відповідно і швидкість поверхневої рекомбінації.

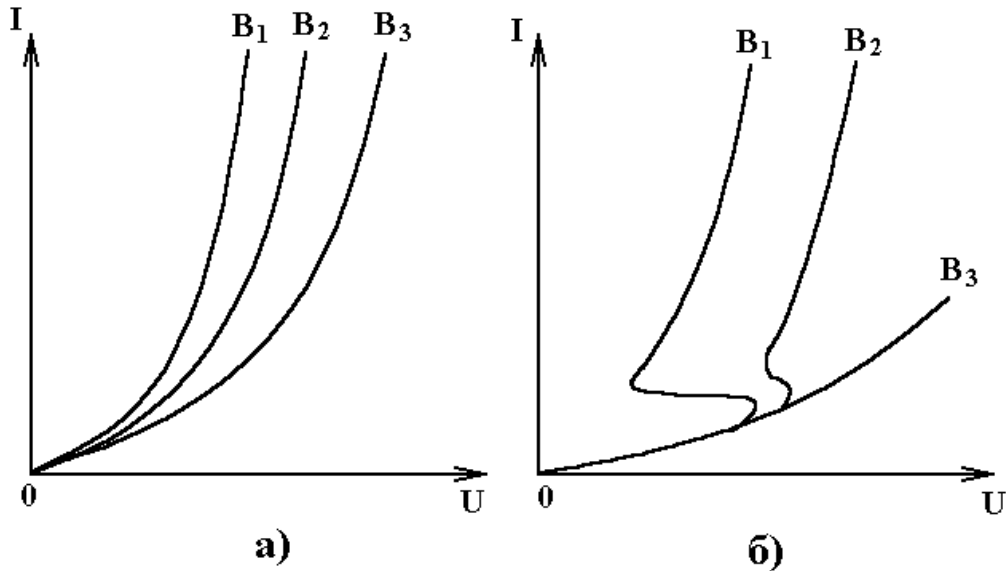


Рисунок 1.8 – Вплив магнітного поля на вольт-амперні характеристики довгого діода (а) і S-діода (б) у прямому зміщенні при $B_3 > B_2 > B_1$ [8]

У якості магніточутливих діодів можуть використовуватися і світло-діоди, причому в залежності від індукції магнітного поля може змінюватися як інтенсивність, так і довжина хвилі випромінювання. Наприклад, при довжині бази $W < L$ (L – довжина дифузійного зсуву інжекттованих носіїв заряду) частина носіїв рекомбінує у базі з випромінюванням, а інші рекомбінують на контакті до бази без випромінювання. Скривлення траєкторії руху носіїв у поперечному магнітному полі приведе до того, що довжина шляху носіїв у базі збільшиться і число носіїв, рекомбінованих у шарі W , зросте. Відповідно зросте й інтенсивність випромінювання.

Якщо за базу світлодіода з $W > L$ узяти напівпровідник із плавно змінною шириною забороненої зони, наприклад зі зменшуваною E_g при віддаленні від р-п переходу, то ширина спектра випромінювання

$$\Delta \nu = (E_{gg} - E_{gL}) / h,$$

де E_{gg} – ширина забороненої зони бази біля межі р-п переходу; E_{gL} – на відстані L від неї. У поперечному магнітному полі L зменшується,

що приводить до відповідного збільшення E_{gL} і зменшення ширини спектра випромінювання. Магніточутливі світлодіоди особливо зручні при передачі інформації про напруженість магнітного поля по оптичному каналу зв'язку, оскільки відпадає необхідність у перетворенні електричного сигналу в оптичний.

При розташуванні діода з довгою базою у магнітному полі паралельно його подовжній осі, інжектвані в базу електрони і дірки починають обертатися навколо осі в перпендикулярній площині [11]. При цьому відбувається утворення згустків плазми, що чергуються зі збідненими областями. Якщо на бічних гранях діода встановити два симетричних зонди (типу холлівських контактів), то обертання згустків і збіднених областей плазми в перпендикулярній площині приведе до появи змінної ЕРС між зондами. Коливання струму, що протікає через діод симетричної структури, при цьому не відбувається, тому що перерозподіл плазми в перпендикулярній площині не змінює сумарної концентрації і загального опору. При порушенні симетрії розподілу вихідної концентрації носіїв заряду щодо осі (змінюючи швидкості поверхневої рекомбінації на одній грані, бічним підсвічуванням і т. д.) виникнення змінної ЕРС на поперечних зондах супроводжується виникненням коливань струму, що протікає через діод.

У роботі [12] розглядається магнітодіод, конструкція якого представлена на рис. 1.9. Магнітодіод містить пластину з напівпровідникового матеріалу з S-подібною вольт-амперною характеристикою. До пластини примикають інжектований і омичний лінійні контакти. З метою підвищення чутливості до магнітного поля, один з контактів виконаний у вигляді рівнобедреного трикутника з вершиною, спрямованою в глибину бази магнітодіода.

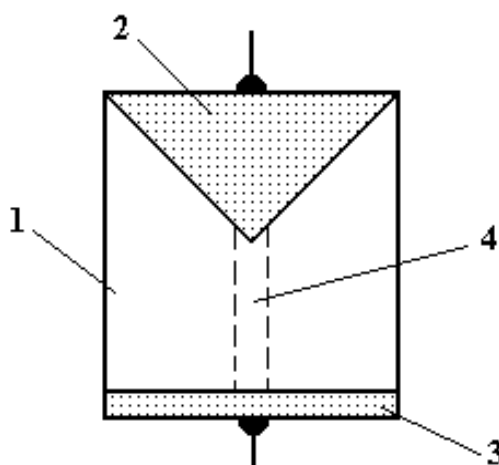


Рисунок 1.9 – Конструкція магнітодіода: 1 – пластина з напівпровідникового матеріалу (кремній, германій, арсенід галію); 2, 3 – контакти; 4 – шнур високої густини струму

Зменшення рухливості носіїв заряду відбувається за рахунок накладення магнітного поля, що викликає збільшення опору бази з відповідним перерозподілом прикладеної до діода напруги між р-n переходом і товщею бази. При цьому зменшення напруги на р-n переході сприяє зменшенню інжекції, концентрації інжекттованих у базу носіїв і, їхнього часу життя. Що приводить до нового збільшення опору бази і зменшенню струму через діод (тобто підвищення напруги на діоді при заданому струмі через нього).

На рис. 1.10 показана одна із структур інтегрального магніодіода, виготовленого з використанням типової МОП технології.

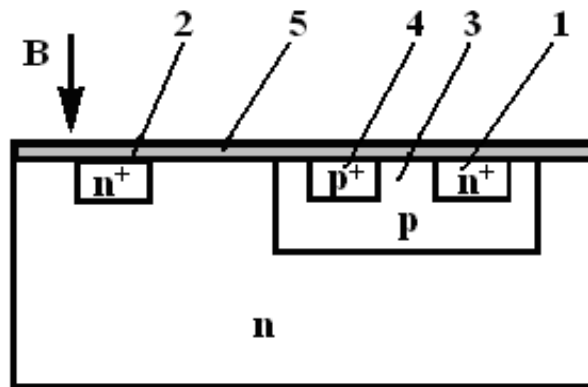


Рисунок 1.10 – Структура магніодіода

Область емітера 1 і контакт до колектора 2 магніодіода реалізовані на основі n+ областей стоку-витоку n-МОП транзистора, базова область 3 формується на основі дифузійної області кишень р-типу, контакт до базової області 4 – на основі р+ областей стоку-витоку р-МОП транзистора, колектором є підкладка n-типу.

В цій конструкції межа розділу оксид-кремній 5 грає роль поверхні з низькою швидкістю рекомбінації, а зворотно зміщений р-n перехід база-колектор – роль поверхні з високою швидкістю рекомбінації носіїв заряду.

Відмітні особливості цього приладу: магніточутливий елемент ефективно працює при високому рівні інжекції; корисний сигнал знімається між електродами емітер-база [12].

У роботі [13] запропонована оригінальна конструкція магніодіода, виготовленого за технологією «кремній на сапфірі» (КНС).

На рис. 1.11 показаний один з варіантів структури такого приладу. Електрони і дірки з n+ і р+ областей інжектуються в слабо леговану n-область, де вони дрейфують під впливом електричного поля.

Поверхня розділу (Si-SiO₂) в пластині має низьку швидкість рекомбінації S, в порівнянні з швидкістю рекомбінації S₂ нижньої межі ро-

зділу ($\text{Si-Al}_2\text{O}_3$). Магнітне поле в площині відхиляє носії заряду до однієї з площин і у вольтамперній характеристиці відбуваються відповідні зміни. Прилад має високу магнітну чутливість; проте є і деякі недоліки.

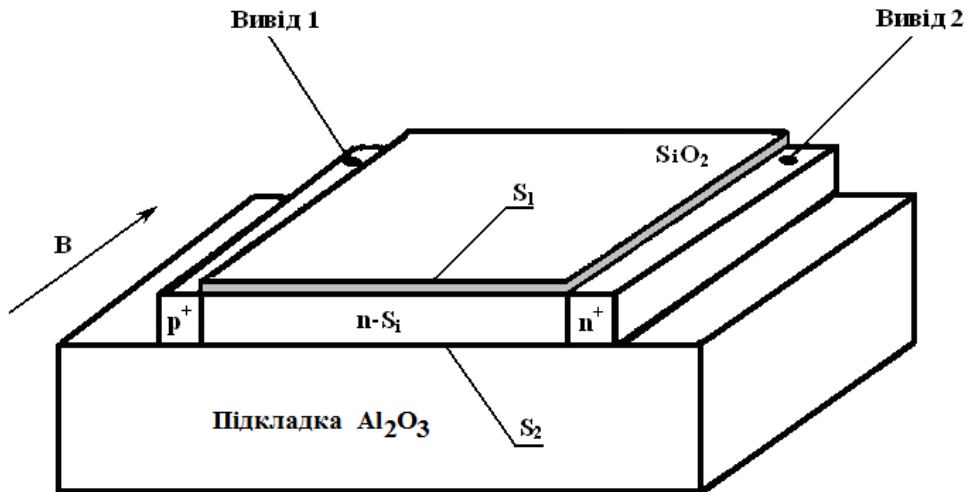


Рисунок 1.11 – Структура магнітодіода, виготовленого за технологією «кремній на сапфірі»

Основним недоліком вважається сильна нелінійність енергетичної характеристики чутливості, яка залежить від напрямку впливального магнітного поля. Додаткові проблеми створює велика залежність параметрів приладу від температури [13].

З появою халькогенідного напівпровідникового скла були розроблені магнітодіоди, що мають специфічні характеристики [14].

Дія магнітодіодів заснована на використанні оригінальних властивостей халькогенідного скла. Шари халькогенідного напівпровідникового скла, якщо їх помістити між металевими електродами, мають симетричні вольтамперні характеристики з ділянками негативного опору, що розділяють два можливі стійкі стани – високоомний і низькоомний. При певних складах халькогенідного скла такі структури після переходу в низькоомний стан залишаються в ньому і після зняття напруги зсуву, тобто в них спостерігається ефект «пам'яті». Перепад опорів у високоомному і низькоомному стані може перевищувати 3...4 порядки при відношенні порогової напруги до залишкової до 10...50 разів. Ефекти перемикавання і «пам'яті» визначаються об'ємними процесами і не пов'язані з існуванням р-п або гетеропереходів.

На рис. 1.12 показана структура магнітодіода з аморфно-кристалічним гетеропереходом, реалізована на базі структур вітчиз-

няних магнітодіодів типу КД303. На рис. 1.13 наведена вольтамперна характеристика такого діода [14].

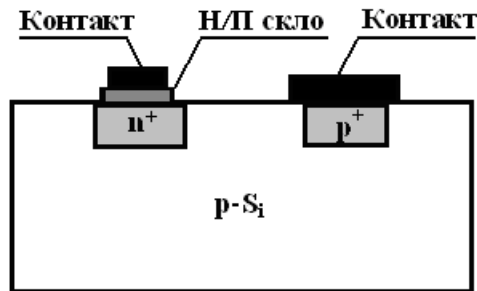


Рисунок 1.12 – Структура магнітодіода з аморфно-кристалічним гетеропереходом: на базі КД303А – КД303Ж

Порогова напруженість електричного поля, що забезпечує перемикання приладу в провідний стан, складає $10^5 \dots 10^6$ В/см. Час перемикання – близько 10^{-9} с при часі затримки близько 10^{-6} с. Напряга перемикавання, залишкова напруга і опір структури в низькоомному стані сильно залежать від індукції керуючого магнітного поля. Вольтамперні характеристики таких магнітодіодів на основі КД304А-1– КД304Ж-1 симетричні і показані на рис. 1.13.

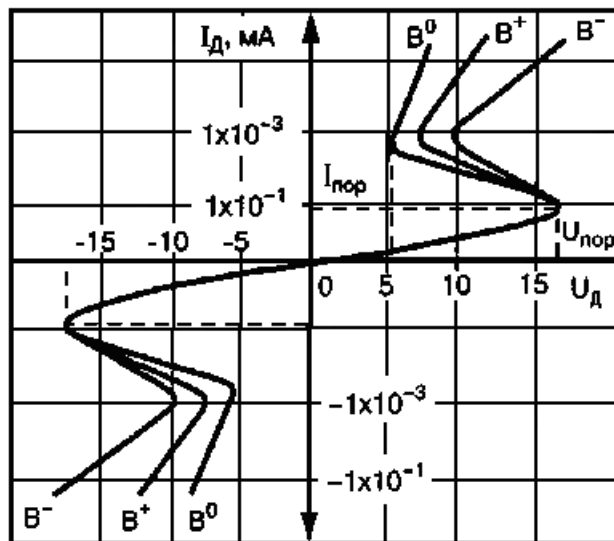


Рисунок 1.13 – Симетричні ВАХ магнітодіода з пороговим перемиканням при відсутності магнітного поля В і в полі з $B = 0,3$ Тл

Головним недоліком магнітодіодів є низька температура експлуатації – до $+85$ °С.

1.3 Сенсори на основі ефекту Холла

Хоча ефект Холла спостерігається у низці матеріалів, він не дуже сильно проявляється в провідниках, так що всі серійні прилади виготовляються з напівпровідників. Рис. 1.14 пояснює їхній принцип дії. Якщо тонка пластина напівпровідника (товщиною h) поміщується в магнітне поле B , а струм I тече уздовж неї так, що електричне поле складає прямий кут з магнітним полем, то на бічних торцях пластини виникає напруга. Значення цієї напруги Холла в розімкненому колі визначається виразом [8]

$$V_0 = R_H IB / h, \quad (1.1)$$

де R_H – називається постійною Холла для матеріалу і розраховується за формулою

$$R_H = [nq]^{-1}, \quad (1.2)$$

де n – концентрація електронів у матеріалі; q – заряд електрона.

У напівпровіднику $n = 10^{22} \text{ м}^{-3}$, майже в 107 разів менша ніж у провідниках, так що з виразів (1.1) і (1.2) видно, що у напівпровідників напруга Холла відповідно більша. Ефективна довжина l і ширина W холлівської пластини повинні бути такими, щоб $l/W = 2 \dots 3$, оскільки для менших значень цього відношення напруга Холла буде меншою, ніж по (1.1). Пластина повинна бути якомога тонша (малі h).

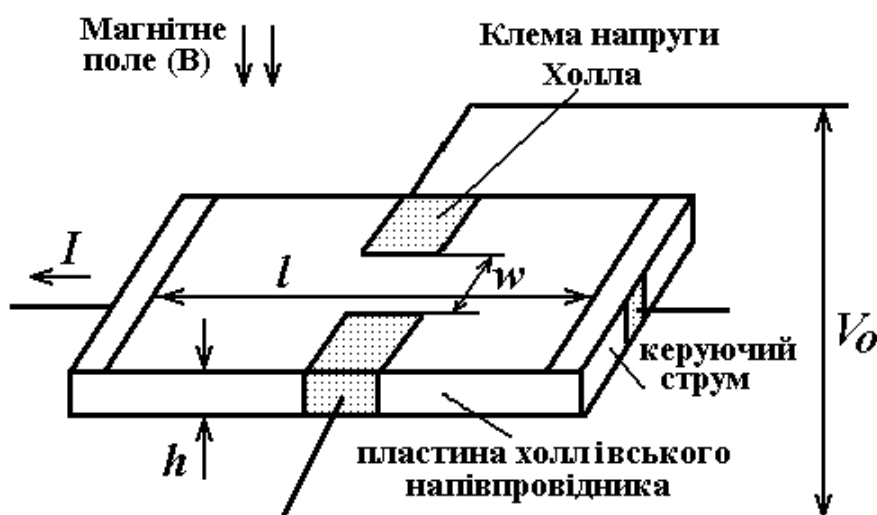


Рисунок 1.14 – Принцип роботи перетворювача на ефекті Холла [8]

Матеріали, які використовуються для перетворювачів Холла, повинні мати високу рухливість електронів і широку заборонену зону. В основному використовуються два матеріали: арсенід індію і фосфід-арсенід індію. Легований арсенід індію має електронну концентрацію $(5-7) \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, рухливість при кімнатній температурі $20000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ і постійну Холла $100 \text{ см}^3/^\circ\text{C}$. Фосфід-арсенід індію має приблизно в два рази меншу рухливість, але ширшу заборонену зону і може працювати при вищих температурах. Антимонід індію також іноді використовується для перетворювачів Холла, але він має високий температурний коефіцієнт R_H , порядку $2 \text{ \%}/^\circ\text{C}$ [8].

Напівпровідникова холлівська пластина виготовляється за однією із трьох технологій. У першому методі пластина напівпровідника відрізається від бруска матеріалу і травиться до одержання товщини $5 \dots 100 \text{ мкм}$. Потім вона приклеюється до підкладки шаром $1 \dots 2 \text{ мкм}$ епоксидною смолою, що заповнює тріщини і забезпечує гарний тепловідвід. У другому методі напівпровідниковий матеріал осаджується з парів на підкладку товщиною $2 \dots 3 \text{ мкм}$. Цей прилад зручний для використання при дуже низьких і дуже високих температурах. У третьому варіанті шар арсеніду галію товщиною близько 10 мкм вирощується методом епітаксії з газової фази напівізолюючого арсеніду галію. При цьому виходить прилад з високою стабільністю і низьким температурним коефіцієнтом, дуже зручний для прецизійних вимірювань.

Підкладка для пластин Холла повинна бути твердою при малій товщині, мати високий питомий опір, а також високу теплопровідність, щоб відводити тепло, яке генерується в пластині Холла. Температурні коефіцієнти розширення підкладки і холлівської пластини повинні бути погоджені. У приладах на ефекті Холла найчастіше використовуються берилій і алюміній.

Електричний контакт може бути припаяний до пластини Холла, хоча звичайно метал напилюється на напівпровідник і потім сплавляється з ним при нагріванні. Електричні контакти розташовуються уздовж торців пластини Холла, так що лінії струму – паралельні прямі. Матеріал, який використовується для контактів Холла, має більш високу провідність, ніж напівпровідник, що викликає скривлення ліній струму поблизу холлівських електродів і приводить до нелінійності відношення між V і V_0 в співвідношенні (1.1). Нелінійність можна зменшити, якщо довжина електрода буде складати менш 10 \% довжини холлівської пластини, чи якщо генератор Холла буде навантажений лінеризуючим опором R_L . Це однак зменшує чутливість S – пристрою, що визначається виразом [8]

$$S = V_0 [IB]^{-1}. \quad (1.3)$$

Постійна Холла R_H змінюється зі зміною температури і напруженості магнітного поля, однак ці зміни незначні для полів аж до 15 Тл (5 Тл для антимоніду індію). Перетворювач Холла не боїться сильних магнітних полів, але з ростом поля збільшується його внутрішній опір, так що керуючий струм повинен підтримуватися нижче граничного значення, щоб уникнути руйнування пристрою.

Напруга Холла зменшується з навантаженням, а оптимальна лінійність досягається при значенні навантажувального опору R_L , який приводиться в специфікації приладу. Можна прийняти, що генератор Холла має внутрішній опір R_1 на клеммах електричного струму і R_2 – на клеммах холлівської напруги. Опір R_1 вимірюється між керуючими електродами, коли ланцюг Холла розімкнутий. У специфікації даються значення опору при $B = 0 (R_{10})$ і крива залежності R_1 від напруженості магнітного поля. Опір R_2 визначається як опір, вимірюваний між контактами Холла при розімкнутому керуючому колі. Він також є функцією B і визначається при $B = 0 (R_{20})$.

Як результат процесів, використовуваних при виготовленні холлівських сенсорів, на холлівську напругу накладається мала резистивна складова. При $B=0$ напруга визначається як $R_0 I$, де I – керуючий струм, R_0 резистивна нульова компонента сенсора Холла. Напруга, обумовлена R_0 , може бути компенсована в пристрої на ефекті Холла за допомогою зовнішнього ланцюга.

Провідники від холлівських електродів утворюють індуктивну петлю площею A_0 , що не може бути цілком компенсована. Якщо магнітний потік змінюється зі швидкістю dB/dt , то навіть при нульовому керуючому струмі I у петлі буде індукуватись напруга

$$E = A_0 dB / dt, \quad (1.4)$$

де A_0 – називається індуктивним нульовим компонентом сенсорів Холла, а E , як правило, має значення 500 мкВ при полі, рівному 1 Тл і частоті 50 Гц.

Для пояснення фізичного механізму ефекту Холла розглянемо явища, які відбуваються при дії магнітного поля на напівпровідник, по якому проходить струм густини j , зумовлений напруженістю електричного поля E_1 зовнішнього джерела [6]. Напруженість B магнітного поля перпендикулярна напрямку струму, отож у напівпровіднику ви-

никає електричне поле, напрямок якого перпендикулярний як до струму I_1 , так і до магнітного поля. Величина напруженості цього електричного поля E_H пропорційна густині струму j у напівпровіднику і індукції магнітного поля B , в якому перебуває напівпровідник

$$E_H = R_H j, \quad (1.5)$$

де R_H – коефіцієнт пропорційності (стала Холла); $B = \mu_1 H$ – магнітна індукція; μ_1 – магнітна стала напівпровідника.

Розглянемо механізм виникнення ефекту Холла спочатку на прикладі домішкового напівпровідника електронного типу провідності, в якому струм здійснюється тільки електронами (рис. 1.15).

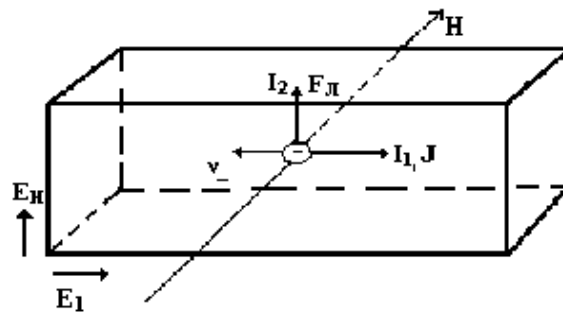


Рисунок 1.15 – Виникнення поля Холла у напівпровіднику з електронною провідністю

При існуванні струму в електронному напівпровіднику електрони провідності рухаються з певною середньою швидкістю v_0 у напрямку, протилежному напрямку струму. Якщо такий напівпровідник розташувати у магнітному полі H , яке перпендикулярне струму, то на електрони провідності буде діяти сила Лоренца F_L , напрямок якої перпендикулярний до їх швидкості v і напруженості магнітного поля H (див. рис. 1.15). Оскільки заряд електронів від'ємний, то під дією сили Лоренца вони відхиляються від напрямку струму у сторону, яка протилежна напрямку вектора $[\vec{v} \cdot \vec{B}]$ (див. рис. 1.15). Внаслідок цього електрони будуть накопичуватись на одній з граней напівпровідника, яка перпендикулярна вектору $[\vec{v} \cdot \vec{B}]$. Виникає струм I_2 . Біля протилежної грані напівпровідникового зразка з'являється некомпенсований позитивний заряд. Між позитивними і негативними зарядами у напівпровіднику з'являється електричне поле E_H , яке протидіє відхиленню електронів під дією сили Лоренца. Процес накопичення зарядів різних знаків на протилежних гранях напівпровідника продовжується до тих пір, поки напруженість Холлівського поля не досягне значення, при якому сила qE_H , яка діє на електрони не врівноважить силу Лоренца

$$qE_H = q[\vec{v} \times \vec{B}], \quad (1.6)$$

після цього встановиться стаціонарний процес, при якому електрони рухаються паралельно граням пластини, як і при відсутності магнітного поля.

Якщо врахувати, що вектори v та B взаємно перпендикулярні, то з (1.6) маємо

$$E_H = vB. \quad (1.7)$$

Густина струму, який проходить через напівпровідник, дорівнює

$$j = qnv, \quad (1.8)$$

звідки швидкість електронів

$$v = j/qn. \quad (1.9)$$

При підстановці (1.9) у (1.7) отримаємо

$$E_H = \frac{1}{qn} jB. \quad (1.10)$$

Рівняння (1.9) збігається з рівнянням (1.5), тому можна записати

$$R_H = \frac{1}{qn}. \quad (1.11)$$

Коефіцієнт R_H дістав назву коефіцієнта Холла, який іноді ще називають «стала Холла», що не зовсім вірно, оскільки R_H навіть для певного матеріалу не є постійною величиною, а залежить від низки чинників, наприклад температури та індукції.

Вираз (1.11) отримано для напівпровідника з електронною провідністю. Для напівпровідникового матеріалу зі змішаною провідністю, електрони та дірки будуть відхилятися магнітним полем до однієї і тієї ж грані зразка, тому що під дією зовнішнього електричного поля E_1 ці заряди будуть рухатись в протилежні сторони. Внаслідок цього, області напівпровідника, які збагачуються і збіднюються носіями заряду, отримають значно менші за величиною електричні заряди у порівнянні з напівпровідником з такою ж величиною електропровідності, але з одним типом носіїв заряду. Це пояснюється тим, що протилежні за знаком заряди носіїв в означених вище областях частково або повністю компенсують один одного. У цьому випадку електричне поле Холла є значно слабшим у порівнянні із домішковим напівпровідником. Його значення в цьому випадку буде визначатися виразом [7]

$$E_H \sim \frac{\alpha \cdot (\beta^2 \cdot n - p)}{q \cdot (\beta \cdot n + p)} jB, \quad (1.12)$$

де $\beta = \mu_n / \mu_p$ – відношення рухливостей електронів та дірок; n і p – відповідно концентрація електронів і дірок; α – стала, яка залежить від механізму розсіювання носіїв заряду.

Дослідження ефекту Холла дозволяє кількісно визначити концентрацію і рухливість носіїв заряду.

З (1.5) визначимо сталу Холла

$$R_H = \frac{E_H}{jB}. \quad (1.13)$$

Підставляючи значення густини струму $j = I / ab$, де I – повний струм через переріз напівпровідника ab , а також значення напруженості холлівського поля, яке дорівнює градієнту потенціалу $\Delta U/a$, отримаємо

$$R_H = \frac{\Delta U \cdot B}{I \cdot B}. \quad (1.14)$$

Аналіз (1.14) показує, що сталу Холла можна визначити експериментальним шляхом, тому що всі величини, які визначають праву частину (1.14), можна виміряти експериментально. З другого боку, на основі (1.12) можна визначити концентрацію носіїв заряду, якщо відоме значення R_H .

При використанні відомої формули для електропровідності напівпровідникового матеріалу $\sigma = qn\mu$ і (1.2) отримаємо вираз

$$R_H \sigma = \mu, \quad (1.15)$$

тобто з відомих значення R_H і σ можна визначити рухливість носіїв заряду.

Слід зазначити, що отримані результати при розгляді ефекту Холла є приблизними, тому що рух носіїв заряду уздовж струму з однаковою швидкістю, яка дорівнює середній швидкості їх направленої руху, не є точним. В дійсності, різні носії заряду мають не однакові швидкості руху уздовж струму, причому їх розподіл за швидкостями є нерівномірним, він залежить від механізму розсіювання зарядів, а також від ступеня виродженості електричного заряду. Тому чисельник у формулі (1.12) має значення, яке відрізняється від одиниці. Отже

$$R_H = \frac{\alpha}{qn}, \quad (1.16)$$

де α є величиною, яка залежить від характеру розподілу носіїв заряду за швидкостями, а також від механізму розсіювання носіїв заряду.

Розглянемо та проаналізуємо існуючі на даний час перетворювачі індукції магнітного поля на основі ефекту Холла.

Конструкція первинних сенсорів магнітного поля подана у роботах [15–25]. Так, для прикладу, у роботі [15] подано магнітний сенсор для вимірювання трьох компонентів (B_x , B_y , B_z) магнітного поля, який подано на рис. 1.16. Сенсор Холла вміщує в себе активну зону провідності першого роду (9), до якої під'єднано контакти (1–4 та 5–8). Завдяки сукупності різних компонентів електронних потенціалів (V_1 , V_2 , V_3 , V_4) представлених на активних контактах (1–4), що приєднуються до електронної схеми, вже схема вирізняє три сигнали (V_x , V_y , V_z), які пропорційні трьом компонентам (B_x , B_y , B_z) магнітного поля.

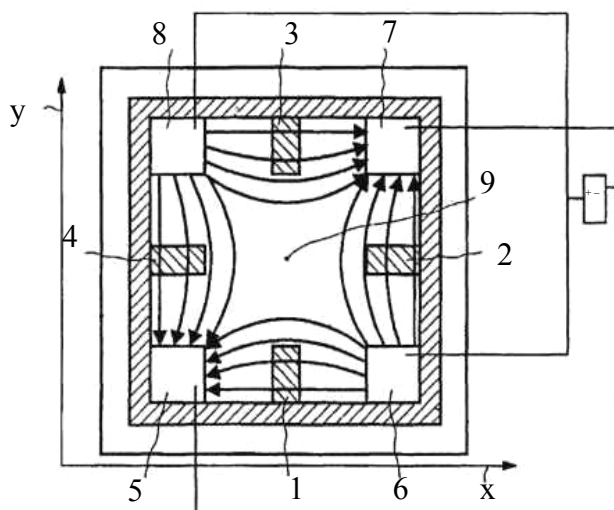


Рисунок 1.16 – Схема сенсора магнітного поля

Використання первинних сенсорів, на основі ефекту Холла, подано у роботах [20–32]. В цих роботах автори пропонують використати холлівський сенсор як чутливий елемент для електронних компасів.

Оскільки на даний час існують ускладнення проведення вимірювань в умовах радіаційного випромінювання, то потрібно визначити шляхи розв'язання проблеми підвищення точності радіаційних магнітометричних пристроїв. В роботі [28] розглянуто цю проблему в умовах дестабілізуючих факторів на підставі функціонально інтегрованого магнітометричного перетворювача (ФІММП). Основною відмінністю магнітометричних пристроїв, що використовують ФІММП, є можливість корекції функції перетворення. Корекція базується на формуванні навколо перетворювача Холла (ПХ) тестового магнітного поля відомої величини. Це поле формується мініатюрним соленоїдом, у по-

лі якого знаходиться перетворювач Холла. Функцію перетворення вимірювального кола знаходять шляхом вимірювання компоненти холлівської напруги, обумовленої тестовим магнітним полем. Саме відсутність впливу радіації на тестове поле мікросолоноїда, забезпечує високу радіаційну стабільність магнітометричних пристроїв. При дослідженні використовувалися радіаційно стійкі ПХ на підставі мікрокристалів InSb. При цьому чутливість ПХ при $I_H = 20$ мА складала $S=30$ мВ/Тл. При температурі термостабілізації 50 °С, нестабільність температури ФІММП складала $0,3$ °С. Індукція тестового поля підмагнічування складала $B \approx 6,2$ мТл при струмі в мікросолоноїді $I = 50$ мА. На основі ФІММП створені вимірювальні зонди з похибкою не більшою $0,05$ %.

У роботі [29] описуються два види холлотронів (I і II) на основі епітаксіальної структури $n\text{GaAs} - i\text{GaAs}$, які відрізняються матеріалом напівізолюючих підкладок з монокристалічного GaAs. Для створення I виду використовувалися підкладки з напівізолюючого GaAs, що легований Cr, а для II – підкладки з напівізолюючого GaAs, легovanого In. Необхідно відзначити, що активні шари приладової структури були отримані методом рідинної епітаксії в установці горизонтального типу на підкладках обох видів, що мають діаметр 35 ± 5 мм. У нелегованих епітаксіальних плівках n-типу провідності, товщиною $d = 4$ мкм, концентрація вільних електронів $n = 1,5 \cdot 10^{16}$ см⁻³, рухливість носіїв заряду $\mu = (5000 \dots 6000)$ см²/(В·с). Приладова структура виконана у вигляді симетричного хреста з розмірами активної області $0,95 \times 0,3$ мм². Встановлено, що опори приладів змінюються з індукцією відповідно до виразу $R_0(1 + MB^2)$, що відображує магніторезистивний ефект. Для холлотронів виду I магніторезистивний коефіцієнт дорівнює $M = 0,28$ Тл⁻², а для виду II – $0,058$ Тл⁻².

Найбільш важливою характеристикою холлотронів є температурна стабільність. Напруга Холла V_x й опір приладів R обох видів досліджувалися в температурному інтервалі від -190 °С до $+190$ °С. Крім того, термостабільність приладу виду II при високих температурах краща – температурний коефіцієнт при 150 °С майже на порядок менший. Температурні коефіцієнти холлівської напруги для трьох температур розглянутих приладів, мають такі значення (табл. 1.1).

Таблиця 1.1 – Значення TKV_x, K^{-1} холлотронів

	-50 °С	20 °С	150 °С
I	$6,8 \cdot 10^{-4}$	$5,4 \cdot 10^{-4}$	$5,8 \cdot 10^{-4}$
II	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$8,7 \cdot 10^{-5}$

никає електричне поле, напрямок якого перпендикулярний як до струму I_1 , так і до магнітного поля. Величина напруженості цього електричного поля E_H пропорційна густині струму j у напівпровіднику і індукції магнітного поля B , в якому перебуває напівпровідник

$$E_H = R_H j, \quad (1.5)$$

де R_H – коефіцієнт пропорційності (стала Холла); $B = \mu_1 H$ – магнітна індукція; μ_1 – магнітна стала напівпровідника.

Розглянемо механізм виникнення ефекту Холла спочатку на прикладі домішкового напівпровідника електронного типу провідності, в якому струм здійснюється тільки електронами (рис. 1.15).

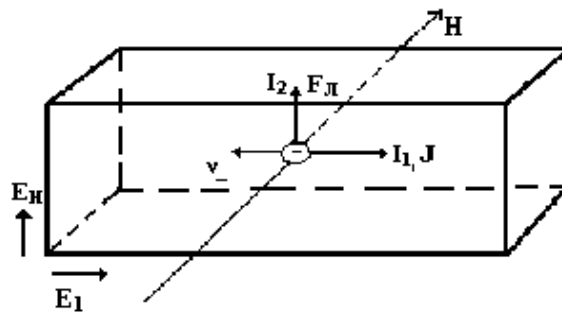


Рисунок 1.15 – Виникнення поля Холла у напівпровіднику з електронною провідністю

При існуванні струму в електронному напівпровіднику електрони провідності рухаються з певною середньою швидкістю v_0 у напрямку, протилежному напрямку струму. Якщо такий напівпровідник розташувати у магнітному полі H , яке перпендикулярне струму, то на електрони провідності буде діяти сила Лоренца F_L , напрямок якої перпендикулярний до їх швидкості v і напруженості магнітного поля H (див. рис. 1.15). Оскільки заряд електронів від'ємний, то під дією сили Лоренца вони відхиляються від напрямку струму у сторону, яка протилежна напрямку вектора $[\vec{v} \cdot \vec{B}]$ (див. рис. 1.15). Внаслідок цього електрони будуть накопичуватись на одній з граней напівпровідника, яка перпендикулярна вектору $[\vec{v} \cdot \vec{B}]$. Виникає струм I_2 . Біля протилежної грані напівпровідникового зразка з'являється некомпенсований позитивний заряд. Між позитивними і негативними зарядами у напівпровіднику з'являється електричне поле E_H , яке протидіє відхиленню електронів під дією сили Лоренца. Процес накопичення зарядів різних знаків на протилежних гранях напівпровідника продовжується до тих пір, поки напруженість Холлівського поля не досягне значення, при якому сила qE_H , яка діє на електрони не врівноважить силу Лоренца

струмів від 0 до 50 А складала не більш 1 % у діапазоні температур $-60...+80\text{ }^{\circ}\text{C}$.

На рис. 1.17 представлена схема вимірювача миттєвих значень магнітних полів за допомогою сенсорів Холла [33]. Метою винаходу було підвищення швидкодії вимірювача, що містить джерело імпульсного струму 1 і строб-імпульсу; сенсор Холла 2; реєстратор (АЦП) 3; джерело опорної напруги 4; операційні підсилювачі (ОП) 5, 6, 7, 9, 14; лінію затримки 8; резистори 10, 11, 12, 15; керований ключ 13.

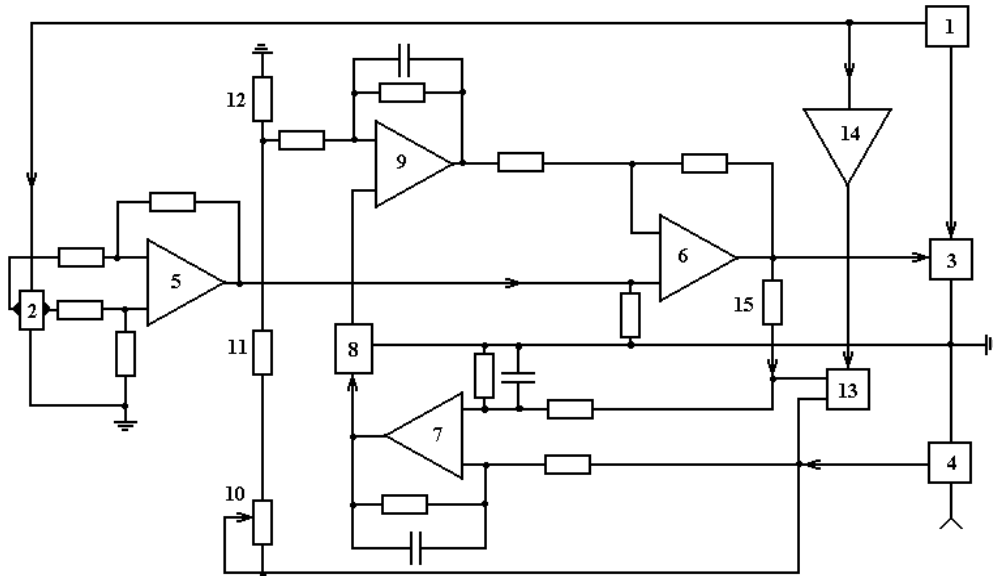


Рисунок 1.17 – Схема вимірювача миттєвих значень магнітних полів за допомогою сенсорів Холла [33]

Перший вихід джерела 1 імпульсного струму з'єднаний із входом сенсора Холла 2, а вихід ДХ поданий на вхід підсилювача 5. Вихід якого зв'язаний із входом підсилювача 6, а вихід останнього – з реєстратором 3. Вихід підсилювача 6 через резистор 15 з'єднаний із неінвертованим входом підсилювача 7, який через керуючий нормально розімкнутий ключ 13 з'єднаний із інвертованим входом підсилювача 7 і виходом джерела 4 опорної напруги. Вхід керування ключем 13 через підсилювач 14 з'єднаний з першим виходом джерела 1 імпульсного струму. При цьому вихід підсилювача 7 через лінію затримки на час τ з'єднаний із неінвертованим входом підсилювача 9. Інвертований вхід якого з'єднаний із джерелом 4 опорної напруги через резистори 10, 11, 12. Крім того вихід підсилювача 9 з'єднаний із інвертованим входом підсилювача 6. На рис. 1.18 наведена функціональна схема магнітометра, що містить сенсор Холла 1, підсилювач 2, блок гальванічної розв'язки (трансформатор) 3, джерело 4 живлення сенсора Холла. Найв-

ність схеми вимірювання з позитивним зворотним зв'язком забезпечує підвищення чутливості пристрою, а вибором параметрів сенсора Холла і коефіцієнта зворотного зв'язку в магнітометрі забезпечується умова відсутності самозбудження для визначеного діапазону полів.

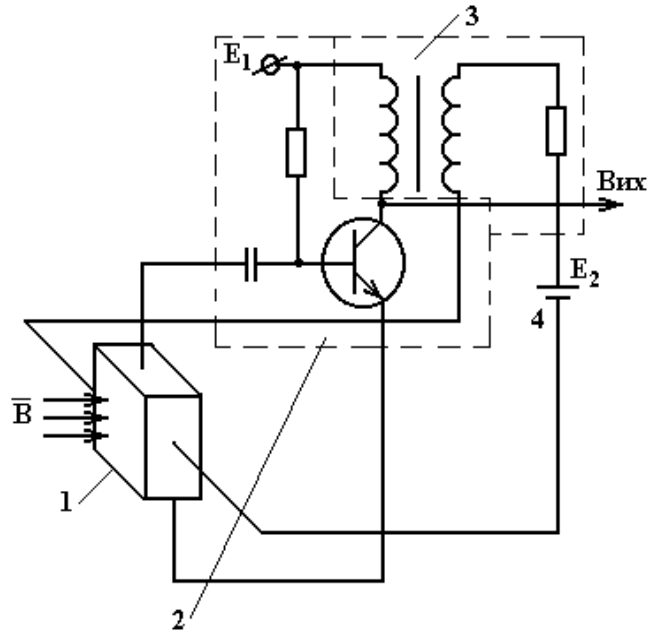


Рисунок 1.18 – Функціональна схема магнітометра: 1 – сенсор Холла; 2 – підсилювач; 3 – блок гальванічної розв'язки (трансформатор); 4 – джерело живлення сенсора Холла

У роботах [33–38] розглядаються цифрові вимірювачі магнітної індукції, що мають подібний принцип роботи. На рис. 1.19 наведена блок-схема цифрового вимірювача. Необхідно відзначити, що цей винахід відноситься до техніки магнітних вимірювань і може бути використаний для прецизійних вимірювань у широкому діапазоні постійних магнітних полів. Підвищення точності вимірювання є метою винаходу. Розглянутий пристрій містить сенсор Холла 1, перемикач 2, джерело живлення 3, синхронний детектор 4, перетворювач 5 напрямок–кількість імпульсів, блок 6 керування лінеаризацією, логічний блок 7 додавання і вирахування імпульсів, накопичувальний лічильник 8, генератор 9 імпульсів, лічильник 10, дешифратор 11, блок керування операцією 12, що складається з елементів І 13–15, тригерів 16 і 17; підсилювач-обмежник 18, реверсивний лічильник 19, двійково-десятковий дешифратор 20, цифровий індикатор 21.

Робота пристрою відбувається в два такти вимірювання. У першому такті відбувається вимірювання вихідного сигналу сенсора Холла

1 з першої пари протилежних електродів, а в другому такті вимірювання – із другої пари протилежних електродів сенсора Холла 1.

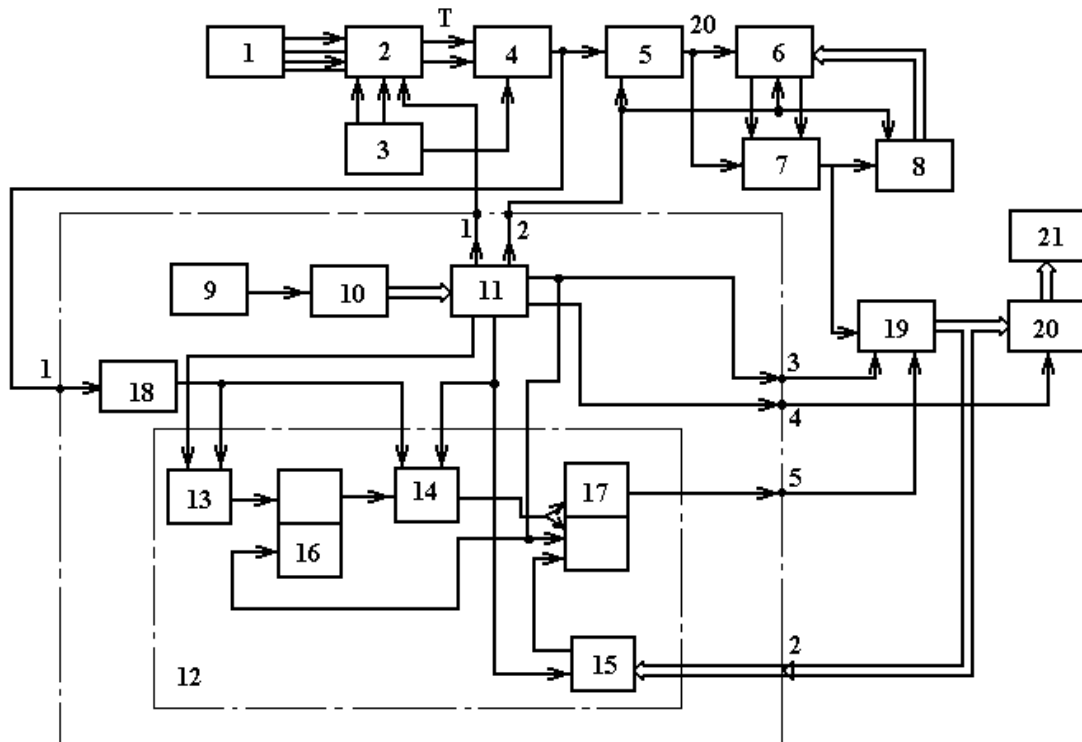


Рисунок 1.19 – Блок-схема цифрового вимірювача магнітної індукції: 1 – сенсор Холла; 2 – перемикач; 3 – джерело живлення; 4 – синхронний детектор; 5 – перетворювач напрямок–кількість імпульсів; 6 – блок керування лінеаризацією; 7 – логічний блок додавання і підрахунку імпульсів; 8 – накопичувальний лічильник; 9 – генератор імпульсів; 10 – лічильник; 11 – дешифратор; 12 – блок керування операцією; 13–15 – елементи I; 16, 17 – тригери; 18 – підсилювач-обмежувач; 19 – реверсивний лічильник; 20 – двійково-десятковий дешифратор; 21 – цифровий індикатор

Розглянемо сенсори магнітної індукції з частотним виходом на основі аналога негatrona [31]. На рис. 1.20 і рис. 1.21 представлені їхні схеми і частотні характеристики. При цьому напрямку індукції обраний таким, щоб з її збільшенням частота зростала. При зміні напрямку індукції на зворотний і з її збільшенням частота зменшується, характер залежності зберігається.

У сенсорі, представленому на рис. 1.20, використані два додаткових конденсатори С2 і С3, цей сенсор відрізняється малою кількістю транзисторів. В другому сенсорі (рис. 1.21) немає додаткових конденсаторів, але використовується шість транзисторів. Він має найвищу чутливість частоти до магнітної індукції. Коли вихідна частота в першого сенсора змінюється в межах 3 % при збільшенні магнітної інду-

кції до 0,4 Тл, то в другого сенсора (рис. 1.21) при збільшенні індукції до 0,4 Тл частота змінюється на 25 %.

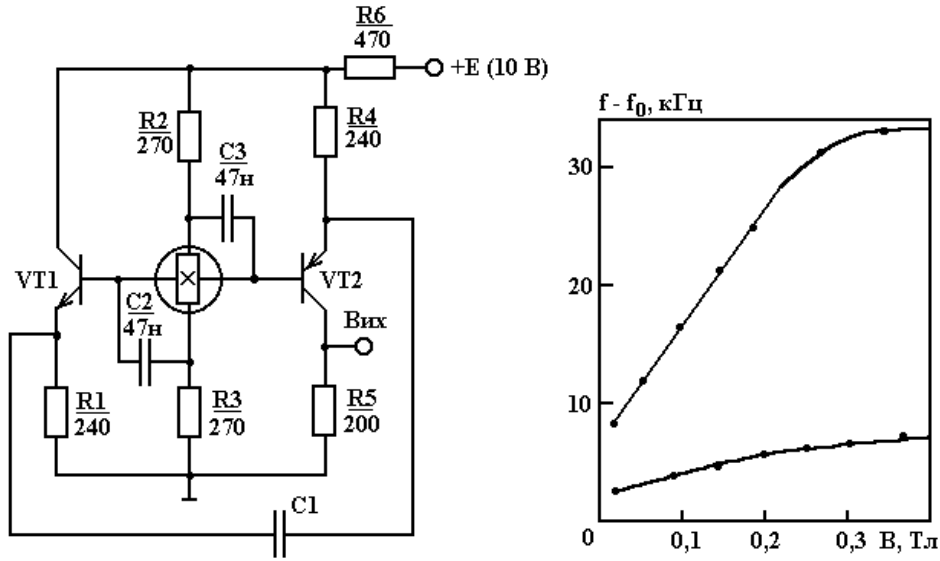


Рисунок 1.20 – Схема сенсора магнітної індукції з частотним виходом на основі аналога негatrona (I тип): 1 – $C1=15$ нФ; $f_0 = 527$ кГц; $\gamma = 85$ кГц/Т; 2 – $C1=0,91$ нФ; $f_0 = 4619$ кГц; $\gamma = 15,6$ кГц/Т

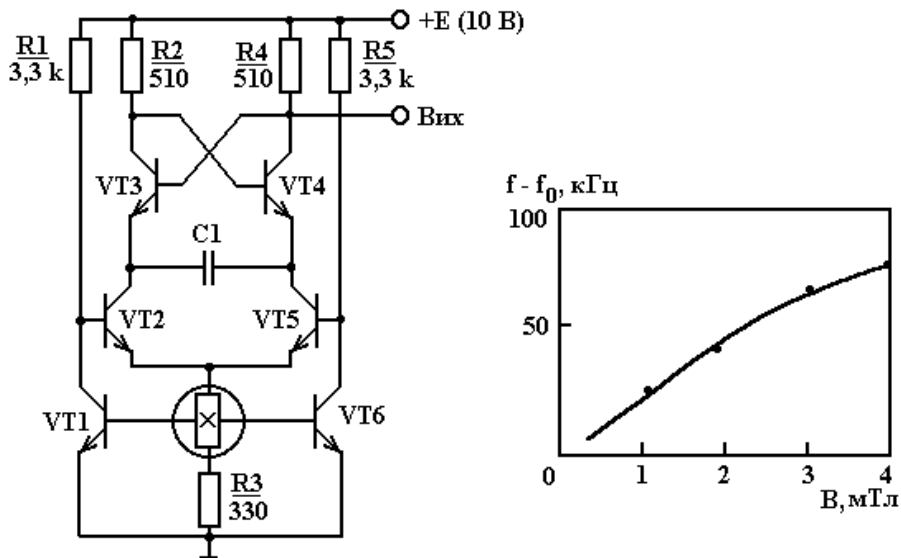


Рисунок 1.21 – Схема сенсора магнітної індукції з частотним виходом на основі аналога негatrona (II тип): $C1=1000$ пФ; $f_0 = 290$ кГц

Відзначимо, що в порівнянні з відомими сенсорами з частотним виходом, автогенераторні сенсори на основі аналога негatronів наділені простотою і реалізуються у вигляді мікросхем [31].

При проектуванні магнітоелектронних приладів на даних сенсорах слід враховувати вплив максимального струму керування на парамет-

ри та характеристики сенсорів Холла та їх залежність від температури навколишнього середовища.

1.4 Конструкції вимірювальних перетворювачів магнітного поля на основі ефекту Холла

Розглянемо вимірювальний перетворювач магнітного поля, що містить напівпровідникову робочу область квадратної форми, яка обмежена по периметру зовнішньою ізолюючою областю, а в кутах робочої області сформовано чотири струмові контакти, між якими по сторонах сформовано чотири потенційні контакти, в центрі робочої області вимірювального перетворювача сформовано внутрішню ізолюючу область.

На рис. 1.22 схематично подано вид зверху та вид збоку вимірювального перетворювача магнітного поля, де 1 напівпровідникова робоча область; 2 – зовнішня ізолююча область; 3, 4, 5, 6 – чотири струмові контакти; 7, 8, 9, 10 – чотири потенційні контакти; 11 – внутрішня ізолююча область.

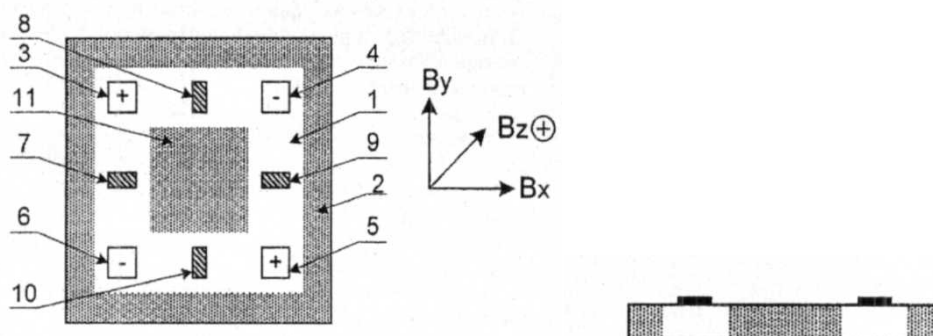


Рисунок 1.22 – Вимірювальний перетворювач магнітного поля

Перетворювач живлять джерелом постійного струму, причому одну пару взаємно протилежних струмових виводів (наприклад 3 та 5) під'єднують до одного полюса джерела живлення (наприклад плюсового), а іншу пару (відповідно 4 та 6) – до іншого полюса джерела живлення (відповідно від'ємного).

Враховуючи, що товщина плівок високоефективних перетворювачів Холла становить одиниці мікрометрів, а розмір області розтікання без використання внутрішньої ізолюючої області може мати значення порядку ста мікрометрів, чутливість вимірювального перетворювача до складових поля B_x , B_y буде на декілька порядків меншою ніж до складової поля B_z . Така різниця чутливостей до різних складових поля, в свою чергу, приводить до значної перехресної чутливості.

Введення внутрішньої ізолюючої області дозволяє обмежити до мінімального значення розмір області розтікання струму (10 мкм і менше). При виготовленні вимірювального перетворювача на тонких напівпровідникових плівках (10 мкм і менше), його чутливість до складових поля B_x , B_y при введенні внутрішньої ізолюючої області зростає в 10 раз і більше, а перехресна чутливість зменшується в декілька разів.

Однак недоліком такого перетворювача є неможливість вимірювання високочастотних магнітних полів.

Розглянемо вимірювальний перетворювач, який містить сформований на підкладці перетворювач Холла з двома струмовими та двома потенційними виводами (перший перетворювач Холла) та петлю електромагнітної компенсації з двома виводами, додатково вводять сформований на тій же підкладці другий перетворювач Холла, струмові виводи якого є спільними з струмовими виводами першого перетворювача Холла, а геометрія потенційних виводів є дзеркально симетричною петлі електромагнітної компенсації, причому товщина активного шару другого перетворювача Холла є меншою ніж активного шару першого перетворювача Холла.

Схема вимірювального перетворювача магнітного поля подана на рис. 1.23, де I – перший перетворювач Холла; II – другий перетворювач Холла; III – петля електромагнітної компенсації; IV – підкладка. Перетворювачі Холла формують в плівці напівпровідникового матеріалу, яка осаджена на поверхні діелектричної підкладки.

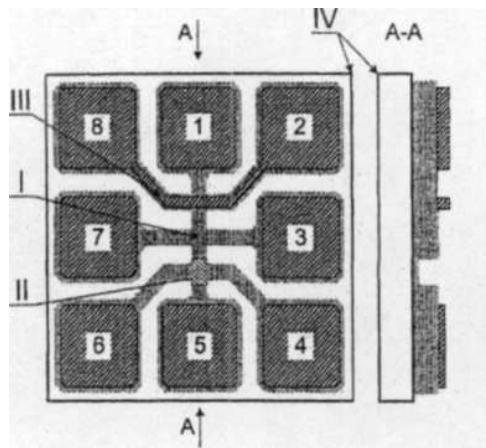


Рисунок 1.23 – Схема вимірювального перетворювача магнітного поля

Всі виводи завершуються контактними площадками (1–8), через які вимірювальний перетворювач під'єднують до схеми живлення та обробки сигналу. Контактні площадки та петлю електромагнітної компенсації формують в плівці металу, яка, в свою чергу, осаджена на плівці напівпровідникового матеріалу. Вимірювальний перетворювач

магнітного поля має 8 виводів, серед яких: 1, 5 – струмові виводи (спільні для першого та другого перетворювачів Холла); 3, 7 – потенційні виводи першого перетворювача Холла; 4, 6 – потенційні виводи другого перетворювача Холла; 2, 8 – виводи петлі електромагнітної компенсації.

Геометрія потенційних виводів другого перетворювача Холла II є дзеркально симетричною до геометрії потенційних виводів петлі електромагнітної компенсації III. Товщина активного шару другого перетворювача Холла II є меншою ніж активного шару першого перетворювача Холла I.

В смузі частот магнітного поля 1...2 МГц, що на порядок більша ніж в аналогах, забезпечується підвищення точності вимірювання в декілька раз.

Однак недоліком цього перетворювача є неможливість вимірювати магнітне поле, вектор індукції якого є паралельним до площини напівпровідникової області, що обмежує його функціональні можливості.

Розглянемо вимірювальний перетворювач магнітного поля, який містить сформовану на підкладці область напівпровідникового шару та з'єднані з цією областю два струмові виводи та декілька потенційних виводів, що мають по одному потенційному виводу під'єднаному до кожного струмового виводу, а всі виводи перетворювача розміщені на підкладці лише по одній стороні області напівпровідникового шару.

На рис. 1.24 зображена схема вимірювального перетворювача магнітного поля, який має такі елементи: I – підкладка; II – напівпровідниковий шар; III – пара струмових виводів (контактні площадки 6, 7); IV – потенційні виводи, кількість яких визначає кількість точок вимірювання просторового розподілу магнітного поля і може бути довільною (контактні площадки 1, 2, 3, 4, 5); V – пара потенційних виводів (контактні площадки 8, 9), які під'єднані до відповідних струмових виводів.

Всі виводи перетворювача розміщені на підкладці лише по одній стороні області напівпровідникового шару. Активною областю вимірювального перетворювача є напівпровідниковий шар II в зоні під'єднання до нього потенційних виводів IV. Цю активну область формують на краю підкладки I.

Тому, на відміну від найближчого аналога, в якому вихідні сигнали (Холлівські напруги) формуються на парах потенційних виводів в диференційній формі, вихідні сигнали вимірювального перетворювача формуються на потенційних виводах IV відносно опорних напруг. Ці опорні напруги отримують шляхом ділення різниці напруг, яка формується на парі потенційних виводів V.

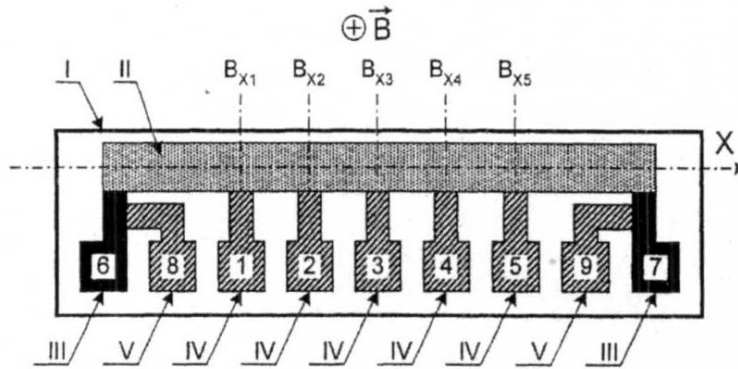


Рисунок 1.24 – Схема вимірювального перетворювача магнітного поля

Опорні напруги V_{g9}/k служать для компенсації паразитних складових вихідних сигналів i , таким чином, забезпечують виділення корисних складових, які несуть інформацію про величини індукцій магнітного поля $B_{X1}, B_{X2}, \dots, B_{nX}$ (див. рис. 1.24).

Таким чином, при дослідженні приповерхневих магнітних полів на мінімально можливих відстанях, наприклад 50 мкм від мікрооб'єктів чи об'єктів з зернистою (доменною) структурою, запропонований вимірювальний перетворювач дозволяє підвищити в декілька разів точність вимірювання розподілу магнітного поля.

Однак, його конструкція є досить складною і передбачає технологію твердотільних кремнієвих інтегральних схем і, зокрема, – бокову та поверхневу ізоляції напівпровідникової робочої області. Ця проблема звичайно вирішується використанням слабологованих напівпровідникових шарів, що погіршує температурну стабільність параметрів перетворювача. Натомість проста технологія мезоструктур, яка використовується для виготовлення масових та високоякісних перетворювачів Холла на основі багатокомпонентних напівпровідників GaAs, InSb чи InSn, є непридатною для виготовлення вертикальних перетворювачів Холла.

Розглянемо вимірювальний перетворювач, що містить сформований на підкладці напівпровідниковий шар, в якому сформована робоча область прямокутної форми, на поверхні якої розміщено три струмові контакти, перший з яких є центральним і розміщений посередині робочої області, а два інші є боковими і розміщені на краях робочої області, між струмовими контактами розміщено два потенційні контакти, а конструкція перетворювача в цілому є симетричною відносно центра напівпровідникової області, а потенційні контакти винесені за межі робочої області таким чином, що кожний потенційний контакт розміщено на поверхні додатково сформованої в напівпровідниковому

шарі допоміжної області, яка з'єднана з робочою областю проміжною областю, сформовані в напівпровідниковому шарі, причому товщина проміжних областей є меншою за товщину робочої області.

На рис. 1.25 а зображена схема вимірювального перетворювача магнітного поля та його переріз А-А (рис. 1.25 б), де 1 – підкладка, 2 – напівпровідникова робоча область; 3 – центральний струмовий контакт; 4, 5 – бокові струмові контакти; 6, 7 – потенційні контакти; 8, 9 – допоміжні області; 10, 11 – проміжні області. Товщина проміжних областей 10, 11 є меншою за товщину робочої області 2. Там же представлено три ортогональні проекції B_x , B_y та B_z вектора індукції магнітного поля. Проекції B_x , B_y знаходяться в площині вимірювального перетворювача, а проекція B_z є перпендикулярною до цієї площини.

Вимірювальний перетворювач під'єднують до джерела живлення, типово джерела постійного струму. Для цього центральний струмовий контакт 3 під'єднують до першого виводу джерела живлення, а бокові струмові виводи 4, 5 з'єднують разом та під'єднують до другого виводу джерела живлення. Таким чином, струм у робочій області перетворювача розподіляється порівну та тече у взаємно протилежних напрямках відносно струмового виводу.

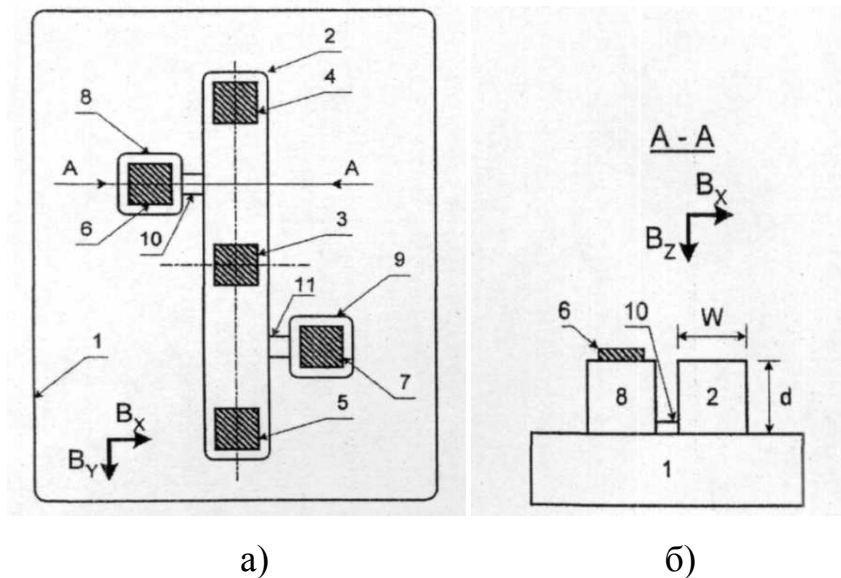


Рисунок 1.25 – Конструкція (а) і переріз (б) вимірювального перетворювача

Принциповою відмінністю вимірювального перетворювача від найближчого аналога є те, що в першого вимірюють різницю потенціалів між нижніми поверхнями робочої області, а в аналога – між верхніми. В свою чергу, відсутність контактів до верхньої поверхні робочої області у вимірювального перетворювача дає можливість не вико-

ристовувати в ньому поверхневої ізоляції робочої області, а бокову ізоляцію сформувати на базі простої технології мезоструктур.

Тому, при умові, що інші конструктивні та електрофізичні параметри є однаковими, цей вимірювальний перетворювач характеризується принаймні в десять раз вищою чутливістю ніж відомий перетворювач – найближчий аналог. Крім того, базуючись на багатокомпонентних напівпровідниках, вимірювальний перетворювач характеризується мінімальною температурною нестабільністю та ширшим температурним діапазоном функціонування. Використовуючи широкозонний напівпровідник GaAs можна розширити температурний діапазон функціонування вимірювального перетворювача до 250 °С, що приблизно на 100 °С більше, ніж у відомому перетворювачі.

Однак, недоліком такої об'єднаної конструкції є її низька просторова роздільна здатність та її складність. Низька просторова роздільна здатність обумовлена тим, що вертикальні та горизонтальний перетворювачі не можуть бути суміщеними між собою в єдину просторову область. Це є причиною неможливості вимірювання всіх трьох проекцій B_x , B_y та B_z вектора індукції магнітного поля в єдиній просторовій точці, а отже – низької точності результатів вимірювання. Складність конструкції вимірювального перетворювача, в свою чергу, обумовлює значні його розміри та низьку надійність роботи.

Розглянемо перетворювач, який містить сформовані на підкладці та перехрещені між собою дві прямокутні напівпровідникові області вертикальних перетворювачів Холла, які утворюють хрестоподібну геометричну фігуру з зоною перехрещення та чотири рівновеликими взаємно перпендикулярними плечами, а на поверхні напівпровідникових областей сформовано вісім контактів – по одному струмовому та одному потенційному контакту до кожного плеча, причому струмові контакти розміщені на периферії плечей і є рівновіддаленими від зони перехрещення, а потенційні контакти розміщені між струмовими контактами та зоною перехрещення і також є рівновіддаленими від останньої, в зоні перехрещення сформовано напівпровідникову область горизонтального перетворювача Холла, причому двома його струмовими контактами є два струмові контакти одного з вертикальних перетворювачів Холла, а двома його потенційними контактами є два потенційні контакти іншого вертикального перетворювача Холла. Другою відмінною ознакою вимірювального перетворювача є те, що товщина напівпровідникової області горизонтального перетворювача Холла відрізняється від товщини напівпровідникових областей вертикальних перетворювачів Холла.

На рис. 1.26 зображена схема вимірювального перетворювача магнітного поля, де 1 – підкладка; 2, 3, 4 та 5 – чотири плеча хрестоподіб-

ної фігури, яка утворена перехрещенням двох напівпровідникових областей вертикальних перетворювачів Холла; 6, 7, 8 та 9 – струмові контакти; 10, 11, 12 та 13 – потенційні контакти; 14 – напівпровідникова область горизонтального перетворювача Холла.

Плечі 2, 4 та контакти 6, 8, 10, 12 формують перший вертикальний перетворювач Холла, а плечі 3, 5 та контакти 7, 9, 11, 13 – другий вертикальний перетворювач Холла. Перший перетворювач призначений для вимірювання проекції B_x вектора індукції магнітного поля, а другий – для вимірювання проекції B_y . Принцип вимірювання магнітного поля перетворювачів Холла полягає у формуванні різниці напруг на потенційних виводах при відхиленні носіїв заряду в напівпровідниковій області під дією сили Лоренца.

Функціонування вимірювального перетворювача магнітного поля передбачає два режими живлення. Перший режим забезпечує функціонування вертикальних перетворювачів Холла, а другий – горизонтального.

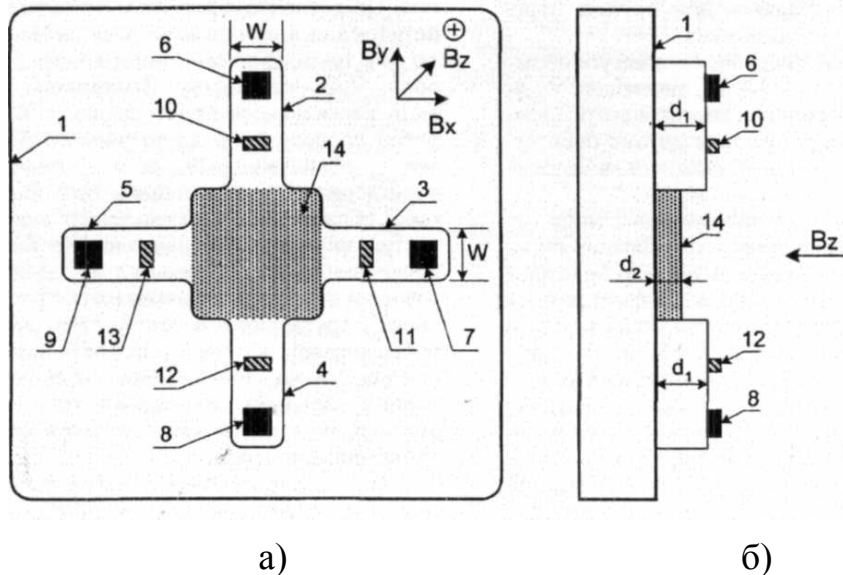


Рисунок 1.26 – Конструкція вимірювального перетворювача (а), вид згори і вид збоку (б)

Традиційні сучасні технології виготовлення дозволяють реалізувати розміри напівпровідникових областей перетворювача порядку декількох мікрометрів. Проте, розмір кожної контактної площадки типово становить сто мікрон і більше. Отже, суттєве зменшення кількості контактних площадок у вимірювального перетворювача є ключовим моментом подальшої мініатюризації вимірювальних зондів.

Крім того, зменшення кількості виводів вимірювального перетворювача дозволяє зменшити кількість проводів між вимірювальним зондом та схемою обробки сигналу, а також, підвищити надійність експлуатації перетворювача.

1.5 Магнітотранзистори

Ідея використання транзисторів як перетворювачів, які чутливі до магнітного поля, була відома давно [34, 36–49]. Звичайний біполярний транзистор – це напівпровідникова структура р-п-р і п-р-п типу з контактами до кожної з цих областей. В більшості випадків один р-п-перехід (емітер) вмикається в прямому напрямку і є джерелом нерівноважних носіїв заряду. Другий р-п перехід (колектор) вмикається в зворотному напрямку. Опір колектора модулюється нерівноважними носіями заряду, інжекттованими з емітера. Центральний шар напівпровідника називається базою. Коефіцієнт підсилення транзистора визначається коефіцієнтом перенесення β , коефіцієнтом інжекції γ_i і коефіцієнтом підсилення колектора α_k (відношення зміни струму колектора до зміни струму неосновних носіїв, які дійшли до колектора): $h_{21} = \beta \cdot \gamma_i \cdot \alpha_k$.

У звичайному біполярному транзисторі, наприклад р-п-р типу, інжекттовані з емітера носії рухаються симетрично відносно осі транзистора. Основна їхня частина проходить шлях, який дорівнює товщині бази W_0 . Магнітне поле приводить до відхилення траєкторій руху інжекттованих носіїв від початкового напрямку приблизно на кут Холла ϕ . Оскільки товщина бази набагато менша розмірів емітера і колектора, то практично всі носії, що пройшли базову область, потрапляють у колектор. Однак середній шлях, який пройдено носіями в базовій області, трохи зростає, що приведе до збільшення їхньої частки, яка прорекомбінувала у базовій області. Коефіцієнт передачі струму зменшиться. При оцінюванні магніточутливості таких магнітотранзисторів можна приблизно вважати, що зросла ефективна товщина бази [36]

$$W \approx W_0 \sec \phi \approx W_0 (1 + \mu^2 B^2 / 2).$$

Кут Холла звичайно малий, тому і магніточутливість «звичайних» транзисторів мала.

Для збільшення магніточутливості транзисторів необхідно, щоб викривлення траєкторії руху інжекттованих носіїв приводило не тільки до збільшення W , але і до відхилення частини носіїв від колектора.

Для цього можна, наприклад, використовувати таку ж структуру транзистора, але із збільшеною довжиною бази. За рахунок дифузії потік інжекттованих носіїв на шляху до колектора розширюється. Геометричні розміри емітера і колектора завжди можна вибрати такими, щоб ΔI дорівнювала різниці $I_K - I_E$ і всі носії попадали в колектор (приблизно $I_K = I_E + 2W_0$). Магнітне поле викривлює траєкторію руху інжекттованих носіїв так, що частина носіїв, що раніше попадала в колектор, відхиляється від нього. Таким чином, у цій структурі магнітне поле приводить до додаткового порівняно зі «звичайним» транзистором зменшення ко-

ефіцієнта передачі струму. Останній ефект збільшується зі зменшенням розмірів емітера і колектора.

Щоб носії, що відхиляються магнітним полем, не накопичувалися в базовій області, необхідно, щоб швидкість поверхневої рекомбінації, особливо біля колектора, була високою.

Одночасно зі зменшенням коефіцієнта передачі струму в поперечному магнітному полі відбувається збільшення опору бази r_B , як і в магнітодіоді. Обидва ці ефекти можуть змінювати I_K в одному напрямку. При живленні бази від джерела з постійною напругою на базі

$$I_B = U_B / r_B \quad \text{і} \quad I_K = h_{21E} I_B = h_{21E} U_B / r_B.$$

Збільшення r_B і зменшення h_{21E} в поперечному магнітному полі приводить до істотнішого зменшення I_K , ніж при дії тільки одного з цих факторів. Відповідно магніточутливість підвищується [6].

Подальший розвиток ідеї збільшення магніточутливості біполярних «торцевих» транзисторів реалізовано в двоколекторному магнітотранзисторі (ДМТ) з горизонтальними колекторами [50]. ДМТ – це звичайний біполярний р-п-р транзистор, колектор в якому поділено на дві частини (рис. 1.27 а). Його принцип дії такий. При ввімкненні ДМТ за схемою зі спільним емітером і резисторами навантаження в колах колекторів (мостова схема), коли відсутнє магнітне поле, інжектвані емітером носії заряду (дірки) приблизно порівну розподіляються між колекторами. Струми обох колекторів будуть однаковими, і різниця потенціалів між ними буде дорівнювати нулю. У поперечному магнітному полі B^+ відбувається перерозподіл інжектованих зарядів між колекторами, при цьому струм колектора К2 збільшується, а струм колектора К1 зменшується, що спричиняє розбалансування мостової схеми. Це приводить до зміни напруги між колекторами. При цьому із зростанням магнітного поля напруга збільшується. Коли змінюється напрям магнітного поля (B^-), струм колектора К2 зменшується, а струм колектора К1 збільшується і, відповідно, змінюється знак напруги U між колекторами.

Поряд з вказаним перерозподілом інжектованих носіїв заряду між колекторами відбувається також зміна ефективної товщини бази. При цьому в розглянутій конструкції у магнітному полі відбувається зменшення ефективної товщини бази лівої частини колектора і, відповідно, збільшення правої частини, тобто струм колектора К1 збільшується, а струм К2 – зменшується. Цей ефект протилежний ефекту перерозподілу носіїв заряду і приводить до зменшення магніточутливості ДМТ.

Цей недолік усувають ДМТ з «вертикальними» колекторами [38], в яких омичний контакт до бази і емітер розміщені з різних боків від колекторів.

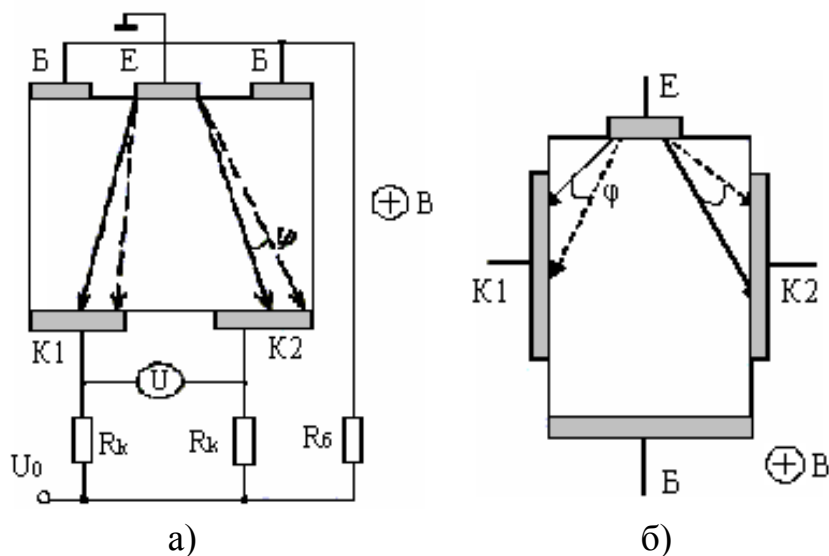


Рисунок 1.27 – Структури двоколекторних магнітотранзисторів

Структура двоколекторного планарного магнітотранзистора подана у роботі [38]. В цій роботі визначалась абсолютна чутливість структури S за формулою

$$S = \frac{V_B - V_0}{RB},$$

де V_B та V_0 – покази вольтметра при ввімкненому та вимкненому магнітному полі; B – індукція цього поля ($B=0,3$ Тл). Було отримано значення $S \approx 200$ мкА/Тл.

У роботі [40] представлено магніточутливий біполярний транзистор. Цей сенсор зроблений на напівпровідниковій пластинці, яка містить дві області базових контактів, між якими розташовані дві області вимірювальних колекторів. Між ними на однаковій відстані розташована область емітера. Навколо областей емітера, колекторів та підконтактних областей базових контактів виконана ізолююча область на товщину, рівну або більшу глибини області емітера, а під ізолюючою областю виконано низькоомну область першого типу провідності. Контакти до областей емітера, колекторів та підконтактних областей базових контактів виконані таким чином, що границі контактів вікон до всіх цих областей збігаються з краями ізолюючої області. На рис. 1.28 показана схема структури цього транзистора, де 1 – базова область пластини, 2 – ізолююча область, 3 – підконтактні області базових контактів, 4 – область колектора, 5 – область емітера, 6 – низькоомна область першого роду провідності, 7 – контакти.

Цей винахід може бути використано для вимірювання магнітних полів у вигляді датчика в магнітокеруючих схемах електронної автоматики або в якості чутливого елемента в інтегральних магнітокеруючих схемах.

Як вказувалось вище, інтерес представляють дослідження впливу радіації на характеристики магніточутливих елементів як з погляду роботи елементів в умовах радіаційного опромінення, так і з погляду спрямованої зміни параметрів елементів шляхом їхнього опромінення.

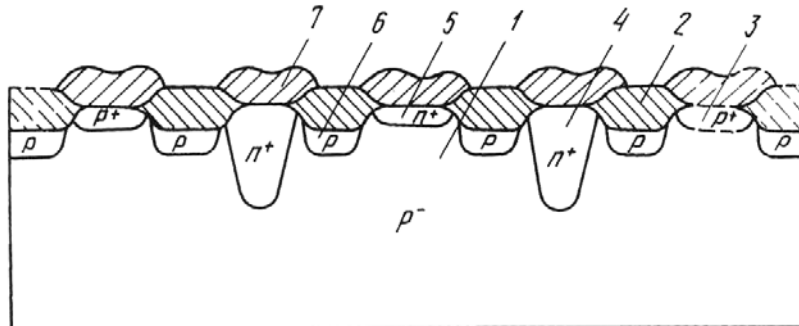


Рисунок 1.28 – Структура біполярного магніточутливого транзистора

У роботі [41] розглядається залежність чутливості магнітотранзисторів з високоомного кремнію від впливу радіації. При опроміненні напівпровідника важкими частками – нейтронами або протонами, а також гама-випромінюванням спостерігається зменшення часу життя неосновних носіїв. Крім того, при опроміненні поверхні напівпровідника гамма-випромінюванням дозою до 10^7 Р, магніточутливість збільшується в 3 рази, а при опроміненні потоком нейтронів до $5 \cdot 10^{12}$ н/см² вона зменшується в 2 рази. З цього випливає, що гамма-випромінювання дозою до 10^7 Р може використовуватися як технологічний спосіб підвищення чутливості магнітотранзисторів.

Для створення малогабаритних і екологічно безпечних промислових систем керування виробництвом, використовуються інтегральні напівпровідникові сенсори магнітного поля (ІНДМП) [42]. Особлива увага приділяється ІНДМП, формованим у єдиному технологічному циклі з виготовленням інтегральних схем без застосування додаткових операцій. Основна частина, що реєструє, ІНДМП являє собою диференціальну пару біполярних n-p-n транзисторів, виготовлених за стандартною технологією формування НВІС КМОН – схем із самосполученим полікремнієвим електродом затвора. Таку магніточутливу конструкцію, активні області якої розташовані вздовж однієї осі (вісь структури) симетрично по дві сторони від загального емітера, прийнято називати бічним магнітотранзистором (БМТ). Включення БМТ здійснюється за мостовою схемою. Перерозподіл носіїв заряду і зміна струмів у колекторах: – збільшення в одному і зменшення в іншому – виникає при впливі магнітного поля вектор індукції B якого перпендикулярний осі структури БМТ. Це приводить до розбалансу мостової схеми і появи між колекторами вихідного сигналу $U_{ВИХ}$, що лінійно і полярно зміню-

ється при зміні величини і напрямку вектора B . У порівнянні з іншими магніточутливими транзисторними структурами, структури БМТ мають високий ступінь стабільності вихідного сигналу при зміні параметрів зовнішнього середовища (температура, тиск, випромінювання та інше). Розглянута магніточутлива структура являє собою стандартну структуру БМТ, що розміщена в «кишені» р-типу провідності (10^{16} см^{-3}). При цьому додатково сформовано омичний контакт до початкової кремнієвої підкладки (10^{15} см^{-3}), що разом з «кишенею» являє собою несиметричний n-p перехід. У цій конструкції ДМП закладена функціональна можливість керування дрейфом вихідного сигналу $U_{\text{вих}}$, обумовленого впливом підвищеної температури зовнішнього середовища, як при дії магнітного поля, так і при його відсутності [42].

У роботі [43, 44] описані принципи дії і наведені основні електромагнітні характеристики магніточутливих транзисторів, у яких сила струму, що протікає, залежить від зовнішнього магнітного поля. На рис. 1.29 представлено схематичне зображення магнітотранзистора і показано теоретичну та експериментальну залежності $h_{21B}(B)$ для n-p-n МТ із кремнію р-типу з $\rho = 20 \text{ кОм}\cdot\text{см}$.

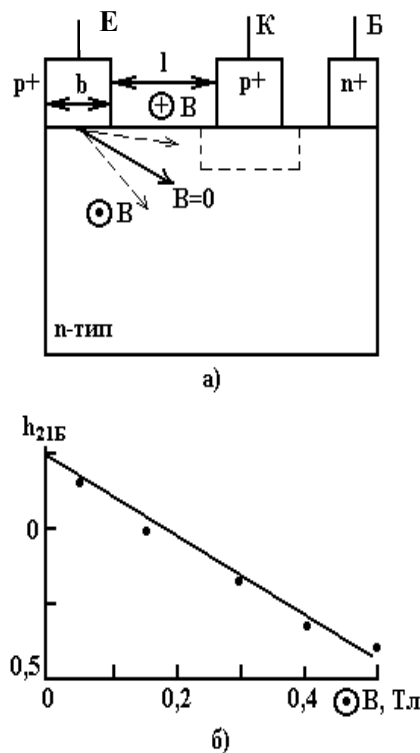


Рисунок 1.29 – Схематичне зображення одноколекторного магнітотранзистору р-п-п типу: Е – емітер; К – колектор; Б – база; пунктиром позначена область об'ємного заряду колекторного р-п-переходу (а); залежність коефіцієнта передачі струму h_{21B} від величини магнітної індукції B для магнітотранзистора n-p-n типу (б)

Найбільша магніточутливість спостерігається при включенні МТ як двополюсника (коло «емітер–колектор») з відключеною базою. На рис. 1.30 показана залежність $I(B)$ при різній напрузі на МТ при двополюсному включенні. З рис. 1.17 видно, що з ростом напруги і струму магніточутливість збільшується, це пояснюється збільшенням h_{21B} із ростом струму.

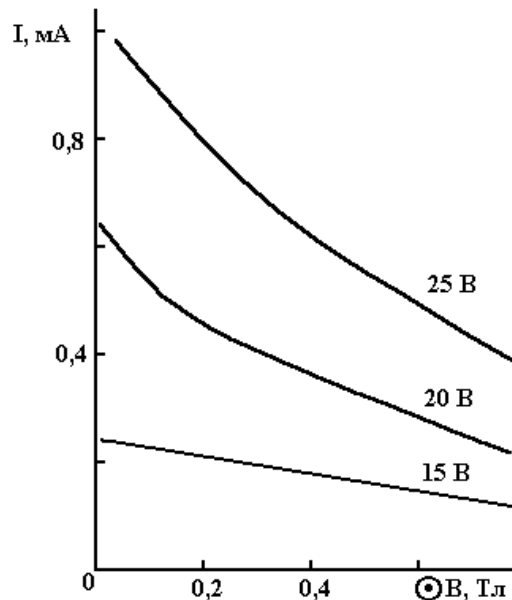


Рисунок 1.30 – Залежність сили струму, що протікає через магнітотранзистор, від величини магнітної індукції при різній напрузі

В даний час магнітотранзистори знаходять широке застосування в якості безконтактних магнітокеруючих перемикачів струму. На їхній основі створюються безколекторні електродвигуни постійного струму, пристрої синхронізації швидкості обертання електродвигунів, схеми електронного запалювання автомобілів, безіндукційні головки зчитування магнітних записів та інше.

У роботі [44–47] описані конструкції польових транзисторів з магніточутливістю, що перевищує чутливість сенсора Холла на один – два порядки, виготовленого з аналогічного матеріалу. Польовий магнітотранзистор ПМТ відрізняється від звичайного тим, що в його каналі є додаткові бічні омичні контакти для виводу ЕРС Холла. Технологічна складність виготовлення холлівських електродів до каналу є недоліком ПМТ. Конструкція ПМТ, у якій як сенсор Холла використаний затвор польового транзистора, позбавлена цього недоліку. На рис. 1.31 представлена структура ПМТ, що містить два транзистори, загальною в якій є область затвора [44].

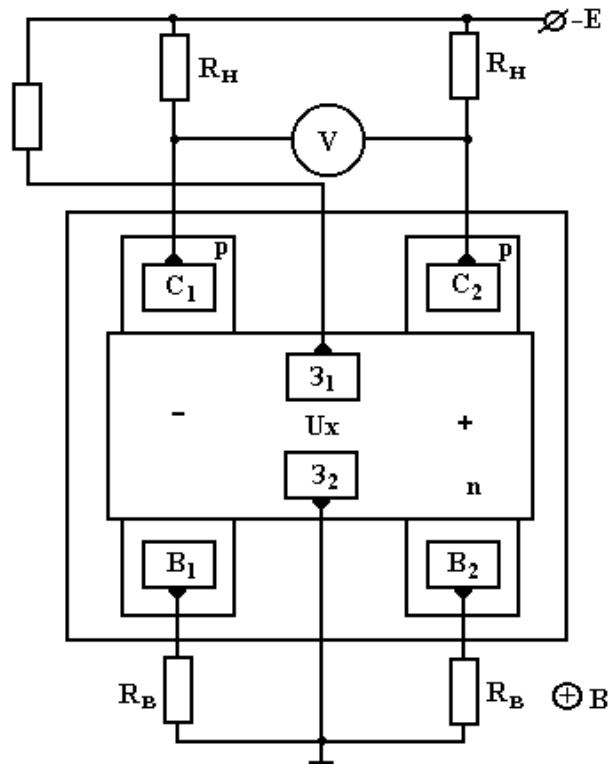


Рисунок 1.31 – Структура двоканального польового магнітотранзистора з сенсором Холла в якості затвора

У розглянутій конструкції ПМТ ЕРС Холла підсилюється в gR_H раз. Якщо в звичайних польових транзисторах $g=5\ldots 10$ мА/В, а R_H порядку $10\ldots 20$ кОм, то коефіцієнт підсилення може скласти $50\ldots 200$. Описана конструкція ПМТ працює так само, як два звичайних польових транзистори. Основною різницею є те, що ЕРС Холла, яка виникає в загальному затворі, змінює потенціали лівої і правої частин затвора в протилежних напрямках, що приводить до відповідної зміни струмів і напруг між стоками. Відзначимо, що на відміну від одноканального, у двоканальному ПМТ транзистори діють як підсилювальні елементи, у результаті чого магніточутливість підвищується на один – два порядки. При цьому розглянута конструкція ПМТ має більшу термостабільність вихідного сигналу, оскільки температурні зміни струмів двох каналів взаємно компенсуються.

На рис. 1.32 представлена експериментальна залежність вихідної напруги двоканального ПМТ від індукції. Вихідний сигнал дорівнює 1,4 В, а це майже в 70 разів більше. За рахунок росту опору каналів (ефект магнітоопору) і відповідного збільшення напруги на стоках, при великих магнітних полях чутливість збільшується, що приводить до росту крутості характеристики.

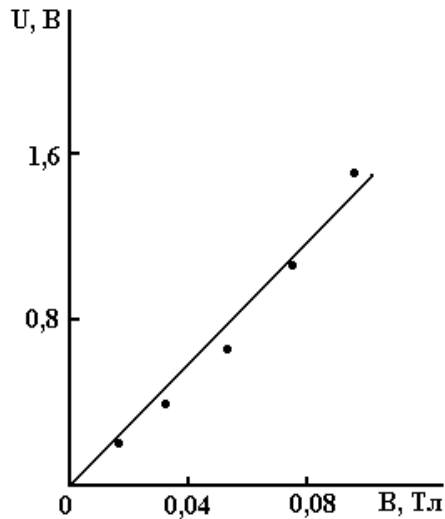


Рисунок 1.32 – Залежність вихідного сигналу від індукції магнітного поля

У роботах [48–50] розглянуто двоколекторний біполярний транзистор. Так у [48] подано ряд вольт-амперних характеристик. Показано, що у транзистора поріг спрацювання залежить від рівня легування бази та карману та від розмірів транзистора. При зміні струму емітера змінюється знак відносної чутливості по струму. Максимальна чутливість по струму 2000 мА/Тл.

У роботах [51–53] розглянуто сенсори на основі тонкої феромагнітної плівки. У квазістатичному наближенні досліджена планарна конструкція сенсора слабких магнітних полів на основі нерегулярного кільцевого мікросмушкового резонатора, що містить анізотропну магнітну плівку [51]. На рис. 1.33 показана найпростіша конструкція мікросмушкового плівкового сенсора, здатного одночасно вимірювати дві компоненти магнітного поля, орієнтованого в площині підкладки.

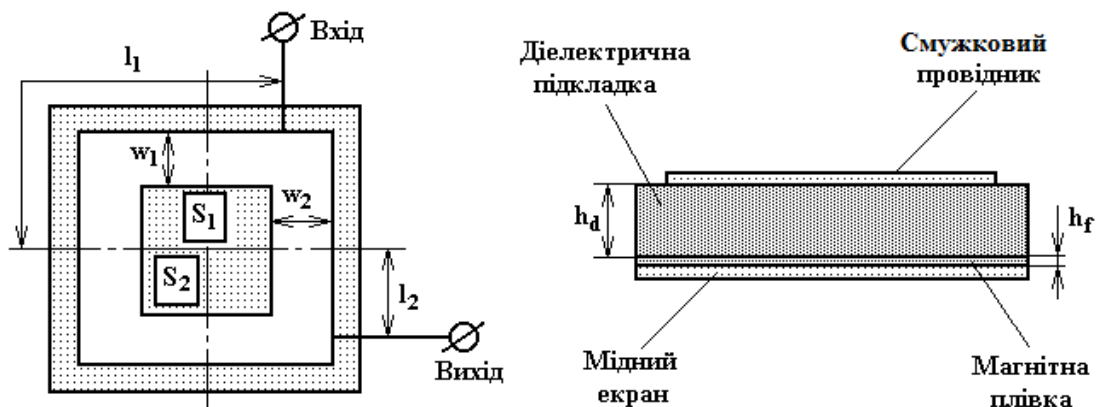


Рисунок 1.33 – Конструкція мікросмушкового двокомпонентного сенсора магнітних полів

Сенсор являє собою мікросмужковий резонатор кільцевого типу, що виконаний на діелектричній підкладці товщиною h_d . Нерегулярний смужковий провідник резонатора має форму прямокутної рамки. Ширини відрізків ліній, що її утворюють, складають w_1 , w_2 , а розміри внутрішнього вікна – S_1 і S_2 .

При цьому магнітна плівка товщиною h_f виконана на нижній стороні підкладки і закрита шаром міді – екраном, що є заземленою основою сенсора. До суміжних сторін смужкового провідника мікросмужкового резонатора на відстані l_1 і l_2 від горизонтальної осі кондуктивно підключені вхідна і вихідна лінії передачі. На вхід сенсора подається високочастотний сигнал, а на виході реєструється рівень потужності, яка пройшла. Відзначимо, що вимірювання полів здійснюється шляхом реєстрації рівня НВЧ потужності, яка пройшла на резонансних власних частотах двох перших мод коливань мікросмужкового резонатора сенсора. Сенсору притаманні всі основні переваги мікросмужкових конструкцій: мініатюрність, технологічність у виробництві, а також висока чутливість при вимірюванні слабких магнітних полів, і лінійні залежності сигналів від вимірюваного поля аж до $H_v = 1 - 5E$. Розглянутий сенсор здатний вимірювати і порівняно великі магнітні поля. При цьому, мікросмужкові сенсори, що працюють на феромагнітному резонансі, мають високу чутливість і практично позбавлені магнітного гістерезису. Дослідження показали, що чутливість сенсора і лінійність його сигналів у заданому діапазоні вимірюваних полів легко регулюється конструктивними параметрами, характеристиками тонкої магнітної плівки, а також зовнішнім постійним магнітним полем, що зміщує [51].

Двокомпонентні матричні перетворювачі, що створені для візуалізації магнітного поля показано в роботах [54–57].

Сенсор для вимірювання магнітного поля, що містить польовий транзистор, виконаний з убудованим каналом у вигляді витоку, затвора, стоку і симетрично розташованих на бічних гранях каналу першого і другого омичних контактів. З метою підвищення магніточутливості, затвор і стік виконані у вигляді першого і другого затворів і першого і другого стоків, причому перший омичний контакт з'єднаний із другим затвором, а другий омичний контакт з'єднаний з першим затвором, перший і другий стоки з'єднані з вихідними контактами. На рис. 1.34 представлена схема сенсора для вимірювання магнітного поля.

Напівпровідникові сенсори мають низку переваг, до яких відноситься простота конструкцій, низька вартість, мала маса та габарити, невелика споживана потужність, тощо. Однак такі сенсори мають низку недоліків. Наприклад, висока робоча температура, що негативно

впливає на характеристики сенсорів, низька селективність та мала часова стабільність. Але інтенсивні дослідження щодо покращення параметрів сенсорів та нових перспективних напівпровідникових матеріалів та приладів продовжуються.

Новим напрямком в розробці і створенні напівпровідникових магнітних перетворювачів є дослідження частотних перетворювачів магнітної індукції на основі транзисторних структур з від'ємним опором [58, 59].

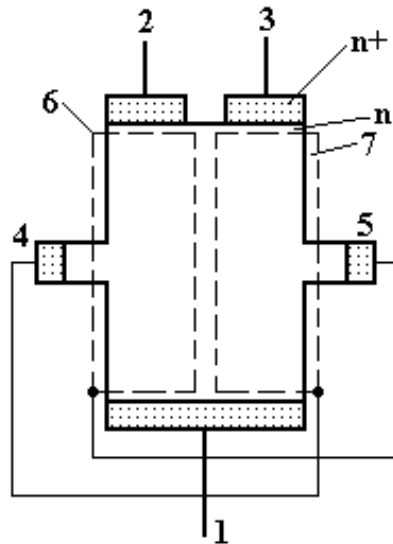


Рисунок 1.34 – Схема сенсора для вимірювання магнітного поля:
1 – витік; 2, 3 – перший і другий стоки; 4, 5 – перший і другий омичні контакти; 6, 7 – перший і другий затвори

1.6 Магніточутливі інтегральні напівпровідникові перетворювачі магнітного поля

Серед первинних перетворювачів фізичних величин можна виділити поширений та такий, що неперервно розвивається клас перетворювачів – інтегральні напівпровідникові перетворювачі магнітного поля [60].

Інтегральні напівпровідникові датчики знаходяться зараз в центрі наукових та прикладних досліджень. Кремній вже давно вніс революційні зміни в наші уявлення про мікроелектроніку, а зараз вимагає по-новому глянути на роботу перетворювачів. Це відноситься і до перетворювачів магнітного поля: інтегральні магніточутливі датчики можуть тепер виготовлюватись за допомогою стандартних методів технології інтегральних схем без залучення додаткових технологічних операцій, наприклад мікрообробки або осадження тонких плівок, необхідних для отримання більшості механічних та хімічних датчиків [61].

Кожна область застосування висуває специфічні вимоги до параметрів інтегральних магнітних перетворювачів, наприклад до їх чутливості та роздільної здатності. Вибір типу магнітних перетворювачів залежить від низки вимог, котрі можуть широко змінюватись від одного застосування до іншого. Наведемо перелік деяких технічних параметрів, які необхідно враховувати при виборі перетворювача магнітного поля [62, 63]: наявність необхідної технології, заводська собівартість, зовнішні впливи в процесі роботи датчика (температура, вологість та хімічні речовини, механічні напруження, вібрація), геометрія перетворювача, чутливість, рівень вихідного сигналу, відношення сигнал/шум, роздільна здатність по магнітному полю, лінійність, температурний коефіцієнт чутливості, залишковий сигнал, температурна залежність залишкового сигналу, споживана потужність, габарити, маса, стабільність, надійність, строк служби. Більшість із перерахованих вище параметрів важливі і для багатьох інших типів перетворювачів, а також для аналогових інтегральних схем.

В основу роботи всіх кремнієвих магніточутливих перетворювачів покладено гальваномагнітні ефекти, обумовлені дією сили Лоренца на носії заряду, що рухаються в напівпровідниковому матеріалі [64]. Сила Лоренца визначається виразом $F=qvxB$, де q – заряд електрона, v – швидкість електрона та B – магнітна індукція.

Враховуючи співвідношення $B=\mu\mu_0H$, де $\mu\mu_0$ – магнітна проникність матеріалу перетворювача, можна виділити два основних класи перетворювачів магнітного поля [7]:

1. Перетворювачі магнітного поля на основі матеріалу із високою магнітною проникністю феромагнетиків, які забезпечують значне підвищення чутливості, оскільки у них $\mu \gg 1$. Прикладами можуть слугувати перетворювачі на магніторезистивному ефекті в тонких плівках NiFe, на ефекті магнітострикції в нікелевій оболонці оптичного волокна.

2. Перетворювачі магнітного поля на основі матеріалів із низькою магнітною проникливістю (діа- та парамагнетиків). Ці матеріали, у яких $\mu \approx 1$, не забезпечують помітного підвищення чутливості. До цього класу відносяться всі магніточутливі перетворювачі на гальваномагнітних ефектах в напівпровідниках (наприклад: Si, GaAs, InSb).

В оптоелектронних магніточутливих перетворювачах проміжним носієм сигналу служить оптичне випромінювання. Дія магнітооптичних перетворювачів заснована на фарадеївському обертанні площини поляризації лінійно поляризованого оптичного випромінювання, яке викликано впливом сили Лоренца на зв'язані електрони. Мінімальні значення магнітної індукції, що реєструються за допомогою таких перетворювачів складають менше ніж 1 нТл.

Тонкоплівкові або дротяні магніточутливі перетворювачі виготовляють із феромагнітних матеріалів. В тонкоплівкових датчиках найчастіше використовується сплав із малою магнітострикцією. Найбільш зручний ефект магніторезистивного переключення анізотропних плівок NiFe або NiCo.

Напівпровідникові магніточутливі перетворювачі працюють на гальваномагнітних ефектах, наприклад ефекті Холла, відхиленні носіїв, магнітоопорі та магнітоконцентрації, обумовлені впливом сили Лоренца на носіїв заряду. Величина цих ефектів, наприклад в напівпровідниковому матеріалі n-типу, визначається значенням добутку рухливості електронів та магнітної індукції. Таким чином, висока рухливість електронів є вирішальною умовою для отримання високої чутливості. Варто зазначити, що напівпровідники n-типу кращі за напівпровідники p-типу, оскільки дірки мають значно меншу рухливість. Але рухливість не єдиний суттєвий параметр напівпровідникових магніточутливих перетворювачів. Так, наприклад, мала ширина забороненої зони InSb (0,2 eV) та InAs (0,4 eV) – недолік цих матеріалів, оскільки вона обумовлює переважно власний характер провідності при кімнатній температурі і такі матеріали можуть використовуватись тільки для магніторезистивних датчиків. За шириною забороненої зони Si (1,12 eV) та GaAs (1,42 eV) можна вважати переважними матеріалами [65].

Сучасні магніточутливі перетворювачі можна класифікувати також і за типом вихідного сигналу, а також чутливості первинного і вторинного елементів, а також по типу інтеграції та по технології виготовлення.

Унікальною властивістю кремнію та арсеніду-галію є те, що ці матеріали піддаються дешевим груповим методам виготовлення, що дозволяє інтегрувати один або декілька чутливих елементів на одному кристалі із допоміжними колами та схемами обробки сигналу. Для їхнього виготовлення можуть використовуватись високонадійні стандартні технології [66–70].

Розглянемо інтегральні магніточутливі датчики на основі перетворювачів Холла. В таких датчиках перетворювач Холла – основний елемент, який визначає їх характеристики. В ідеальному випадку це ізольована область на кристалі слабо легovanого напівпровідника, який має довжину (в напрямку протікання струму) l , ширину a і товщину d , із двома вхідними та двома вихідними контактами [71–73].

В КМДН інтегральних магніточутливих датчиках перетворювачі Холла формуються найчастіше в p-кармані імплантацією бора, а в біполярних – імплантацією фосфору в n-карман епітаксійного шару. Підвищення чутливості таких датчиків досягають на схованих шарах p⁺-типу, які зменшують товщину активної області. Збільшити значення

постійної Холла можна також при використанні в якості робочої області елемента Холла інверсного шару польового транзистора МДН-структури [74]. МДН-транзистор при цьому працює в тріодному режимі або в області насичення, і товщина інверсного шару неоднорідна вздовж осі протікання струму стік-витік (максимальна у витіку і мінімальна у стоку), тому максимальна напруга Холла в таких перетворювачах спостерігається біля контакту стоку. Відносна чутливість за напругою внаслідок зменшення рухливості μ в області інверсного шару біля поверхні може бути меншою відносно чутливості перетворювачів Холла із робочою областю в об'ємі напівпровідника. В той самий час робочі струми МДН-датчиків знижені до 1...10 мкА, відносна чутливість за струмом, збільшена більш ніж на три порядки в порівнянні з об'ємними. Через нерівномірності напруги Холла вздовж осі протікання струму в МДН-датчиках доцільно створювати багатостокові структури, в яких стоковий контакт сумісний із вихідними контактами (рис. 1.35) [75–78].

Живлення датчика здійснюється від двох джерел рівної величини, що підключені до стоків, а напруга Холла виділяється на стоках диференціальним підсилювачем. Як вже зазначалось, чутливість інтегральних датчиків Холла сильно залежить від форми чутливої області і співвідношення l/a . Звичайно елементи Холла мають хрестоподібну форму [79], що полегшує зняття вихідної напруги. В роботі [80] показано, що для триелектродного МДН-перетворювача із розділеним стоком необхідно обирати співвідношення l/a близьким до 0,8. При концентрації домішок в підкладці біля $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, довжині каналу 28 мкм, відстані між розділеними стоками 8 мкм і товщині затворного окислу 0,12 мкм чутливість такого датчика досягала 0,6 В/Тл [81].

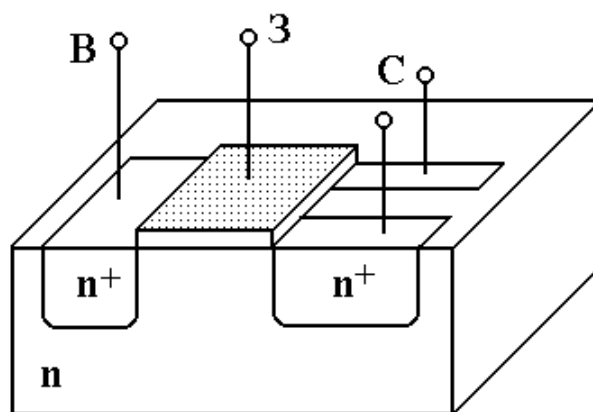


Рисунок 1.35 – Багатостокава структура магніточутливого МДН датчика

Поверхневий інверсійний шар, або канал, може з успіхом служити в якості дуже тонкого холлівського елемента; такий елемент техноло-

гічно та електричне є сумісним із польовим МДН транзистором. В таких приладах використовується ефект Холла або відхилення носіїв в інверсному шарі.

Датчик Холла на основі МДН структури являє собою МДН польовий транзистор із звичайними областями витоку, стоку і каналу, над яким зверху розташовано затвор, але, крім того він має дві області холлівських контактів, які отримують шляхом дифузії одночасно із областями стоку та витоку. Положення холлівських контактів описується їх відстанню від витоку.

За умов роботи в лінійній області МДН датчик еквівалентний об'ємному датчику Холла. В об'ємному датчику можна керувати густиною заряду за допомогою ефекту поля р-n переходу, а в МДН датчику – за допомогою ефекту поля МДН структури.

Однак робота в лінійному режимі означає малі напругу та струм стоку, через що холлівська напруга є незначною. Саме через це, як було зазначено вище, МДН датчик повинен працювати при підвищеній напрузі, тобто в тріодному режимі (трохи нижче напруги відсікання) або навіть в області насичення. При цьому виникає такий додатковий ефект, коли $U_c < U_{нас}$ товщина каналу виявляється значно меншою, а його опір – значно більшим біля стоку, ніж біля витоку. В результаті шунтуючі ефекти біля витоку виявляються значно сильнішими, ніж біля витоку. Таким чином оптимальне положення холлівських контактів повинне бути ближче до області стоку. З іншого боку, по мірі того, як у наближується до L , зростає залишкова напруга, обумовлена похибками суміщення. Тонка область каналу замість об'ємного не дає ніякого виграшу для відносної чутливості за напругою і навіть навпаки, призводить до зменшення чутливості. Крім того, через поверхневу рекомбінацію зростає шум типу $1/f$. З міркувань зручності, для МДН датчиків Холла обирається $U_s = U_c$. При такому зсуві прилади із збагаченням працюють в режимі неглибокого насичення, а прилади із збідненням – в тріодному режимі, але близькому до насичення.

МДН датчик Холла розроблений фірмою Судзукі [47], є частиною кремнієвої інтегральної схеми для безконтактного перемикання клавішної панелі. Цей n-канальний датчик із збідненням та розташований на тому самому кристалі підсилювача виконані за технологією n-МДН із кремнієвими затворами. Залишкову напругу, яка обумовлена п'єзоопором, вдається зменшити за допомогою відпалу. Залишкова напруга, яка вноситься взаємним зсувом холлівських електродів, виявляється досить малою завдяки вибору порівняно великих розмірів елемента.

Інша конструкція магніточутливого польового транзистора, яка запропонована в роботі [71], дозволяє усунути ефекти короткого за-

микання за будь-яких значень коефіцієнта форми. Це досягається за рахунок того, що звичайні області стоку та витоку замінюють на так звані розподілені джерела струму, які інжектують струм безпосередньо в холлівський елемент малої довжини, при цьому забезпечується рівномірний розподіл струму по ширині елемента. Оскільки джерела струму мають досить високий вихідний опір, елемент Холла поводить ся так, ніби його довжина була нескінченно великою, навіть при $W/L \gg 1$, але фактична довжина каналу є досить малою, так що можна створювати сильні електричні поля при звичайних напругах живлення. Датчик такого типу із $W/L=10$, $L=10$ мкм було виготовлено методами стандартної технології КМДН із подвійним шаром полікремнію [60]. Розподілені джерела струму було реалізовано в вигляді одного двозатворного n-МДН транзистора. Для такого датчика отримане граничне значення чутливості 10 В/Гл.

Розглянемо інтегральні магніточутливі перетворювачі на основі активних первинних елементів. Активні магніточутливі елементи, на відміну від перетворювачів Холла, характеризуються підвищеною чутливістю, тому інтегральні магніточутливі перетворювачі на їх основі часто мають спрощену структуру і включають лише елементи навантаження або термокомпенсації. При чому велика кількість перетворювачів, що випускаються промисловістю, містить на кристалі тільки інтегральний чутливий елемент.

Основні принципи роботи магнітотранзисторів досить добре відомі [81, 83]. В магніточутливих транзисторах, які працюють як звичайні біполярні транзистори, необхідно враховувати деякі ефекти: відхилення під дією сили Лоренца неосновних носіїв заряду, що рухаються в базі та основних носіїв заряду в області слаболегованого колектора і дія сили Холла на основні носії заряду, що рухаються в базовій області. Цей ефект призводить до додаткового відхилення неосновних носіїв заряду, а також модуляції коефіцієнтів інжекції емітера та переносу неосновних носіїв заряду.

Ці ефекти мають місце при слабкому або середньому рівні інжекції. При сильному рівні інжекції переважає магнітоконцентраційний ефект, що проявляється в збільшенні опору базової області із зростанням магнітного поля.

Сучасні магнітотранзистори можна класифікувати за такими ознаками: принципами роботи, напрямком максимальної чутливості, конструктивно-технологічним виконанням [31]. Останні поділяють на вертикальні інтегральні магніточутливі транзистори на основі ефекту відхилення основних носіїв заряду в колекторі, які за структурою та технологією близькі до звичайних планарно-епітаксійних n-p-n транзис-

торів та горизонтальні інтегральні магніточутливі транзистори, аналогічні за конструкцією боковим p-n-p транзисторам.

Вертикальні магніточутливі транзистори, які розроблені в Дельфтському університеті (Нідерланди), призначені для вимірювання індукції МП, спрямованого паралельно до площини кристалу в одному або двох напрямках [81, 83]. В роботі [21] повідомляється про створення інтегрального магніточутливого перетворювача із трикоординатною чутливістю, основою для якого слугує вертикальний чотириколекторний магнітотранзистор (рис. 1.36). Перетворювач виконано за стандартною технологією біполярних інтегральних схем на пластинах р-типу із схованими шарами n^+ -типу та епітаксійними n-типу товщиною до 10 мкм. Роботу приладу засновано на відхиленні в шарі колектора основних носіїв заряду, які інжектуються в напрямку Z, та основних носіїв заряду, що інжектуються в напрямку Y, до бокових колекторів вздовж осі X. Чутливість перетворювача в напрямку осі Z забезпечується наявністю пари додаткових колекторних контактів, що створює спільно із емітерною та базовою областями вертикальний магнітотранзистор. Друга пара колекторів вводиться для підвищення чутливості колекторів до магнітного поля вздовж осі Z та відмінності її значень по осях X та Y. МТ з розмірами не більшими за $40 \times 10 \times 40$ мкм при відстані між колекторами ~ 20 мкм має чутливу область об'ємом не більшим за $6 \times 10 \times 16$ мкм, що дає можливість локального вимірювання індукції в неоднорідних магнітних полях. Поріг чутливості вертикальних магніточутливих транзисторів при відношенні сигнал/шум, що дорівнює одиниці, досягає 10^{-5} Тл в смузі частот $0 \dots 2$ Гц, а температурний коефіцієнт чутливості $-0,62 \text{ \%}/^\circ\text{C}$ та визначається в основному термочутливістю рухливості носіїв. При чому крайня верхня частота роботи може перевищувати 100 МГц.

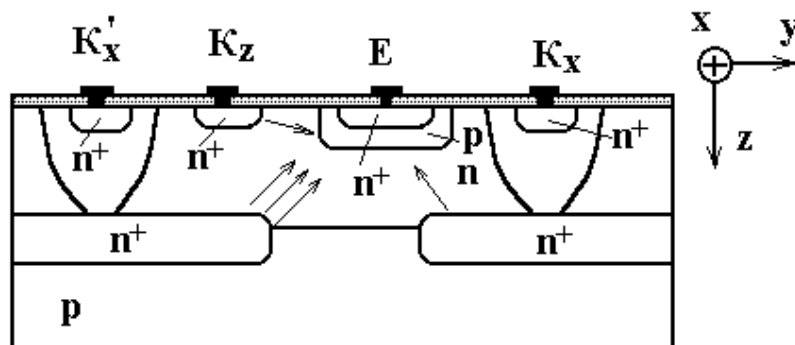


Рисунок 1.36 – Конструкція магніточутливого транзистора з трикоординатною чутливістю

Горизонтальні інтегральні магніточутливі транзистори можна розділити на смугові, які представляють собою набір смужок емітерів, базових контактів і колекторів, які чергуються між собою, і які чутливі до магнітного поля, що спрямоване паралельно площині кристалу вздовж смужок, та несмугових конфігурацій, котрі чутливі до магнітного поля, що спрямоване перпендикулярно до площини кристалу [94].

Найбільш поширений смуговий магніточутливий транзистор [94–97] має симетричну структуру із двома колекторами та двома базовими контактами (рис. 1.37). При відсутності магнітного поля інжектовані неосновні носії заряду розподіляються між колекторами порівну і диференційований сигнал на виході приладу компенсується за допомогою регулювання співвідношення струмів в двох базових контактах. Поле спрямоване від одного колектора до іншого, тому воно прискорює перенесення неосновних носіїв заряду до одного із колекторів і уповільнює до другого, тим самим впливаючи, відповідно, на коефіцієнти перенесення на ділянках емітер–перший колектор та емітер–другий колектор. Накопичення поля Холла вздовж межі емітерного переходу приводить також до зміни потенціалу на р-п переході вздовж межі і, відповідно, кількості інжектованих носіїв до першого та другого колекторів. Все це викликає зростання струму в одному та спад в іншому колекторі, а також появу на виході магніточутливого транзистора диференційного сигналу.

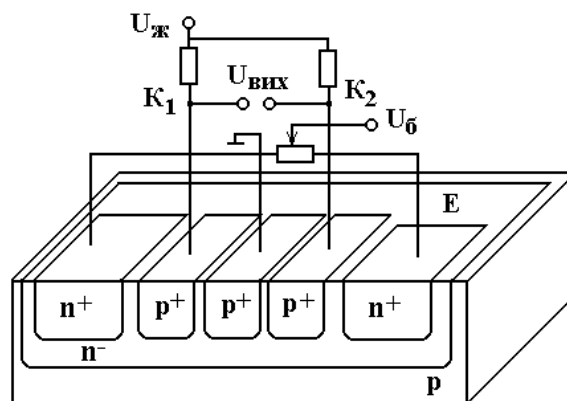


Рисунок 1.37 – Конструкція смугового горизонтального магніточутливого транзистора

Структури з поліпшеними за рахунок оптимізації конструкції емітера технологічними параметрами розроблені спеціалістами фірми ІВМ (США) (рис. 1.38) [92]. Емітерна область виготовлена за ізопланарною технологією та ізольована окислом з обох боків. Інжекція здійснюється тільки донною частиною, що дозволяє підсилити вплив

ефекту модуляції інжекції і, в кінцевому рахунку, чутливість, яка в такому магніточутливому транзисторі із розмірами емітера 5×10 мкм, шириною базової області ~ 38 мкм і питомим опором підкладки ~ 12 Ом·см складає 120 %/Тл при струмі емітера ~ 40 мА і спадає із зменшенням струму та опору підкладки. В іншій структурі [93] використовується низькоефективний емітер спеціальної конструкції.

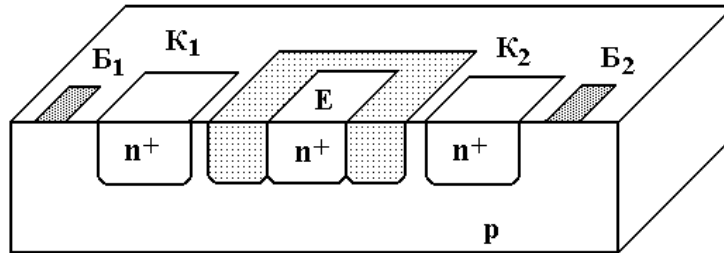


Рисунок 1.38 – Горизонтальний магніточутливий транзистор з підвищеною чутливістю

Струм неосновних носіїв заряду в базі такого магніточутливого транзистора значно менший за струм основних носіїв заряду, що дозволяє підвищити поле Холла вздовж емітера і, відповідно, чутливість приладу. Мала ефективність досягається використанням слаболегованого емітера або шунтуванням р-п переходу резистором або резистором спільно із переходом Шоткі. Відносна чутливість за струмом перевищує 100 %/Тл при струмі бази ~ 10 мА. Нелінійність передаточної характеристики магніточутливого транзистора – порядку 0,1 % величини магнітного поля – менша за 0,3 Тл.

Горизонтальні магніточутливі транзистори несмугової структури працюють найчастіше на ефектах Холла і відхиленнях неосновних носіїв заряду при прикладенні магнітного поля [83]. Наприклад, в магніточутливому транзисторі, що являє собою елемент Холла з робочою областю n-типу, в якій розташовані р⁺-області емітера та двох колекторів, емітер інjektує неосновні носії заряду переважно в напрямку колекторів, що пов'язано із наявністю тягнучого електричного поля між базовими контактами. При цьому сила Лоренца відхиляє неосновні носії заряду до одного із колекторів, а поле Холла, яке виникає при протіканні струму основних носіїв заряду, додатково неосновним носіям заряду до цього колектора. Удосконалена структура МТ аналогічного типу, розроблена фірмою Eaton (США) [78] (рис. 1.39), має додаткові зворотнозміщені р⁺-колекторні області, які розташовані біля емітера і які відіграють роль фокусуючих електродів, і дві додаткові п⁺-контактні області, котрі знаходяться близько від бокових меж робочої області і дозволяють регулювати залишкову напругу, формуючи

поперечне електричне поле, яке зміщує неосновні носії заряду до одного із колекторів [97].

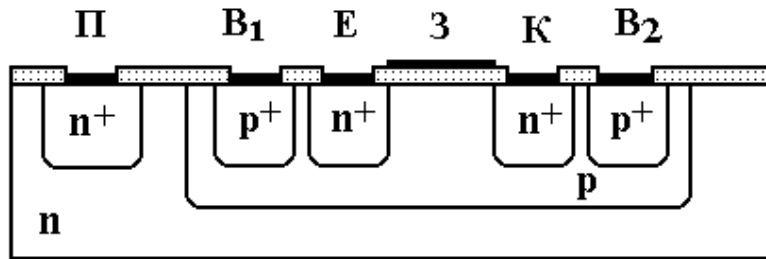


Рисунок 1.39 – Магніточутливий транзистор, який працює на ефекті відхилення носіїв заряду

Метрологічні характеристики магніточутливих транзисторів можливо поліпшити конструктивно-технологічними та схемотехнічними методами. Конструктивно-технологічні методи полягають в виборі оптимальних співвідношень геометричних та електрофізичних параметрів областей магніточутливих транзисторів. Подальше поліпшення метрологічних параметрів, таких як термостабільність та зменшення адитивної похибки можливе тільки схемотехнічними методами. Деякі з цих методів наведені в роботі [81, 83]. Аналіз інших метрологічних параметрів магніточутливих транзисторів свідчить про те, що основний вклад вносять низькочастотні та дробові шуми, при цьому спектральна густина шуму на частотах до 10 Гц не перевищує $0,4 \cdot 10^{-6}$ Тл/Гц^{1/2}. Нелінійність визначається механізмом роботи магніточутливого транзистора на ефекті Холла і складає не більше $5 \cdot 10^{-3}$ в полях до 1 Тл [97]. Робоча частота МТ залежить від ємності областей та часу перенесення. Найкращі частотні характеристики мають вертикальні та смугові магніточутливі транзистори, що працюють на основних носіях заряду [94].

На відміну від магнітотранзисторів магнітодіоди працюють при великому рівні інжекції, тобто опір базової області у них визначається концентрацією неосновних носіїв заряду, а їх магніточутливість – магнітодіодним та магнітоконцентраційними ефектами при подвійній інжекції, концентрацією неосновних носіїв заряду та концентрацією основних носіїв заряду, відповідно [91]. Сила Лоренца відхиляє носії, що рухаються в базі, в поперечному напрямку, тим самим збільшуючи опір бази і спад напруги на ній, що приводить до зниження напруги на переходах і, відповідно, зменшення інжекції і подальшому збільшенню опору бази. Наявність такого позитивного зв'язку дозволяє отримати високі (до $5 \cdot 10^4$ В/А·Тл) значення питомої магніточутливості [91].

Магніточутливі діоди, що випускалися раніше, виготовляли на основі високоомного кремнію або германію, вони мали великі розміри та відрізнялись неможливістю інтеграції з технологічної та конструктивної точки зору. Сучасні магніточутливі діоди, які працюють на магнітоконцентраційному ефекті, можуть бути створені за стандартною КНС та КМДН технологіями і, відповідно, входять в склад інтегральних магніточутливих перетворювачів, що виготовляють за цими технологічними циклами [91].

В реальних магніточутливих діодах [86], виконаних на плівці Si товщиною 0,65 або 0,7 мкм, досягнута максимальна чутливість 14 В/Тл і відносна ~ 13 %/Тл при струмі живлення 1 мА, довжині та ширині бази ~ 50 мкм, початковій концентрації домішок $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ і дифузійній довжині дірок в базі ~ 1 мкм. При цьому лінійність передаточних характеристик приладу зберігається в діапазоні від -4 до $+4$ Тл, а висока чутливість його – при початковій концентрації електронів в базі не більшій за $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [72, 73, 86].

Описанні вище інтегральні магніточутливі сенсори виконані за стандартними інтегральними технологіями і мають аналоговий вихід за струмом та напругою. Спеціальні інтегральні магніточутливі перетворювачі із частотним вихідним сигналом, які розглядаються далі, відрізняються зручністю суміщення із цифровими системами та підвищеною заводо захищеністю через слабку чутливість частотно-модульованого сигналу до наводок та завод.

1.7 Оптичні та електромеханічні сенсори магнітного поля

Відомий датчик магнітного поля [98] містить джерело світла: оптичне волокно, в проміжній частині якого розміщені поляризатор, магнітна плівка, аналізатор, влаштування введення випромінювання у оптичне волокно, а на виході оптичного волокна фотоприймач.

Недоліком датчика є низька точність вимірювання напруженості магнітного поля, зумовлена низьким динамічним діапазоном.

На рис. 1.40 подано оптичну схему вдосконаленого приладу, по ходу світлового пучка, розміщено: 1 – лазерне джерело світла; 2 – влаштування для введення випромінювання в оптичне волокно; 3 – вхідне оптичне волокно; 4 – розширник світлового пучка; 5 – плівка магнітооптичного матеріалу; 6 – вихідне оптичне волокно; 7 – фотоприймач, який розміщений у торці відгалуженої частині вихідного волокна (6).

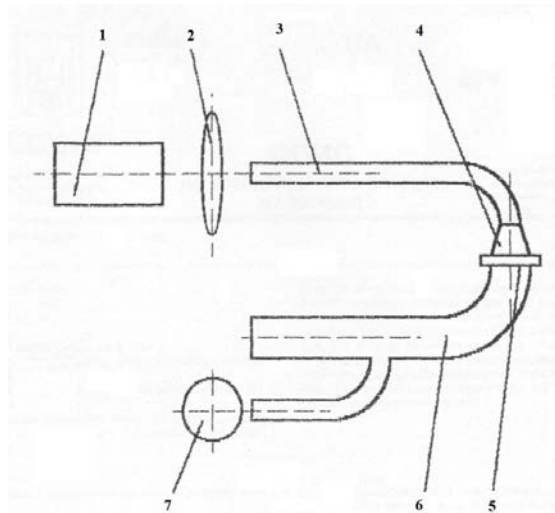


Рисунок 1.40 – Оптична схема датчика магнітного поля

Цей прилад відрізняється тим, що містить розширник світлового пучка, розташований між вхідним оптичним волокном і магнітною плівкою. Вхідне оптичне волокно виконане одномодовим, а вихідне багатомодовим з відгалуженням, фотоприймач розміщений у торці відгалуженої частини оптичного волокна.

Розглянемо відомий датчик напруженості магнітного поля, що виконаний у формі диска з контактами у центрі та по периметру, який дозволяє вимірювати напруженість магнітного поля [98].

Недоліком цього датчика є низька завадочутливість та невисокий частотний діапазон вимірювання напруженості магнітного поля, що ускладнює їхнє використання.

Ці недоліки частково усунені у відомому пристрою [98] для вимірювання магнітного поля, що містить під'єднану за допомогою лінії передачі інформації до реєструючого пристрою котушку з металевого дроту, розміщену у порожнистій кільцеподібній формі з зазором між торцями в екрануючому корпусі.

На рис. 1.41 наведено датчик для вимірювання напруженості магнітного поля, який містить дві вимірювальні котушки 1, 2, що включені зустрічно та є продовженням двох кабельних ліній 3, 4 передачі інформації відповідно. У свою чергу, вони під'єднані до реєструючого пристрою з диференційними входами 5. Вимірювальна котушка виконана у вигляді відрізка екранованого кабелю, що продовжує відповідну кабельну лінію передачі інформації 3, 4. Центральний провідник кожного з кабелів з'єднаний з екраном іншого кабелю, при цьому екрани обох кабелів з'єднані між собою на відстані L , яка дорівнює довжині датчика від місця підключення центральних провідників до місця з'єднання екранів обох кабелів 6. Датчик розміщений у діелектричному корпусі 7.

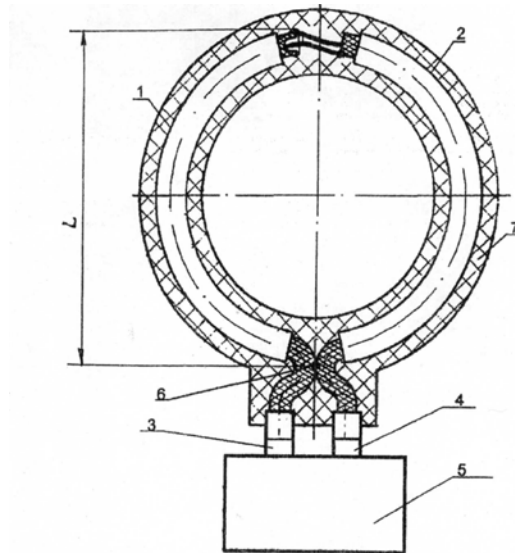


Рисунок 1.41 – Датчик для вимірювання напруженості магнітного поля

При розміщенні пристрою у магнітному полі у котушках 1, 2, підключених зустрічно та з'єднаних між собою на відстані L , що дорівнює довжині датчика від місця підключення центральних провідників до місця з'єднання екранів обох кабелів 6, з'являється сигнал, який по кабельних лініях передачі інформації надходить до реєструючого пристрою з диференційними входами. Оскільки перешкоди, які наводяться на обох кабельних лініях передачі інформації, мають однакову полярність, а вимірювальний сигнал має протилежну полярність, то на реєструючому пристрої з диференційними входами виникає підвищення (вдвічі) вимірювального сигналу та знищення сигналів перешкоди. Посилення сигналу вдвічі дозволяє підвищити точність вимірювання, а виконання котушки у вигляді екранованого широкосмугового кабелю, на відміну від існуючих пристроїв дозволяє збільшити завадостійкість та діапазон вимірювань напруженості магнітного поля.

2 ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ, ЩО ПРОТІКАЮТЬ У ПРОВІДНИКАХ І НАПІВПРОВІДНИКАХ ПРИ ДІЇ МАГНІТНОГО ПОЛЯ

2.1 Методика вимірювання магнітного поля в провідниках

Магнітні вимірювання знаходять практичне застосування при дослідженні властивостей матеріалів, випробуванні магнітних деталей і елементів, у магнітній дефектоскопії, при вивченні магнітних полів Землі, при вимірюванні і контролі магнітних полів в установках атомної і ядерної фізики та інше.

Основними величинами, що характеризують магнітне поле, є магнітний потік, магнітна індукція і напруженість магнітного поля. Магнітні матеріали оцінюють за їхніми характеристиками і параметрами – статичними і динамічними.

Вимірювані магнітні величини звичайно попередньо перетворюються в електричні, більш зручні для вимірювання. Перетворювачі магнітних величин в електричні будуються на основі явищ електромагнітної індукції, ядерного магнітного резонансу, гальваноманітного і деяких інших.

Розглянемо використання вимірювальної котушки.

Якщо вимірюваний магнітний потік Φ зчеплений з котушкою, то в останній виникає ЕРС, що описується формулою [66]

$$e = -w_k \frac{d\Phi}{dt}, \quad (2.1)$$

де w_k – кількість витків котушки.

Таким чином, котушка виконує роль перетворювача магнітної величини в електричну. Вибір форми, конструкції і розмірів такого індукційного перетворювача, названого вимірювальною котушкою, залежить від параметрів магнітного поля й умов його вимірювання. У будь-якому випадку потрібно, щоб витки вимірювальної котушки були зчеплені лише з вимірюваним магнітним потоком. Вираз (2.1) можна перетворити до вигляду [66]

$$d\Phi = -(1/w_k)edt$$

і про інтегрувавши

$$\int_{t_1}^{t_2} d\Phi = -\frac{1}{w_k} \int_{t_1}^{t_2} edt$$

чи

$$\Delta\Phi = \Phi(t_2) - \Phi(t_1) = -\frac{1}{w_k} \int_{t_1}^{t_2} e dt. \quad (2.2)$$

З (2.2) випливає, що зміну потоку за час $\Delta t = t_2 - t_1$ можна визначити, проінтегрувавши ЕРС в зазначеному часовому інтервалі. Інтегрування можна здійснити різними способами. У магнітних вимірюваннях з цією метою зазвичай використовують балістичний гальванометр чи веберметр.

Для вимірювання постійного магнітного потоку за допомогою балістичного гальванометра збирається коло (рис. 2.1). Вимірювальна котушка з числом витків w_k і опором R_k підключається до балістичного гальванометра, рамка якого має опір R_r . Вимірювання проводиться в такий спосіб. Вимірювальна котушка спочатку поміщається у вимірюваний магнітний потік так, щоб площа її витків була перпендикулярна магнітному полю. Потім котушка швидко виноситься з області магнітного поля. Імпульс ЕРС, що виникає при цьому, відповідно до (2.1) врівноважується спаданням напруги в колі

$$e = iR + L \frac{di}{dt}, \quad (2.3)$$

де i – миттєве значення струму; $R = R_k + R_r$ – активний опір кола; L – його індуктивність.

З врахуванням (2.3) вираз (2.2) можна переписати у вигляді [66]

$$\begin{aligned} \Delta\Phi = \Phi(t_2) - \Phi(t_1) &= -(R/w_k) \int_{t_1}^{t_2} i dt - (L/w_k) \int_{t_1}^{t_2} di = \\ &= -(R/w_k) [Q(t_2) - Q(t_1)] - (L/w_k) [i(t_2) - i(t_1)], \end{aligned}$$

де Q – кількість електрики.

Інтегрування з врахуванням початкових і кінцевих умов

$$\Phi(t_1) = \Phi; \Phi(t_2) = 0; Q(t_1) = 0; Q(t_2) = Q; i(t_1) = 0; i(t_2) = 0$$

дає

$$\Delta\Phi = \Phi = (R/w_k)Q. \quad (2.4)$$

Оскільки перше відкидання a_b покажчика балістичного гальванометра пов'язано з кількістю електрики в імпульсі струму співвідношенням

$$a_b = S_b Q,$$

тоді

$$\Phi = (R / S_b w_k) a_b = (C_\Phi / w_k) a_b, \quad (2.5)$$

де C_Φ – постійна гальванометра в магнітному потоці (ціна поділки), що визначається експериментально.

Схема для визначення C_Φ , представлена на рис. 2.2. При переключенні перемикача SA з положення 1 у положення 2 напрямок струму в обмотці w_1 котушки взаємної індуктивності зміниться на протилежне, тобто $\Delta I = 2I_1$, і у вторинній обмотці відбудеться зміна потоку

$$\Delta \Phi_2 = M \Delta I_1 = M \cdot 2I_1,$$

де M – коефіцієнт взаємної індукції котушки.

Така зміна потоку $\Delta \Phi$ приводить до відхилення стрілки балістичного гальванометра a_b . Отже, ціна вимірювача магнітного потоку [66]

$$C_\Phi = \Delta \Phi_2 / a_b = 2MI_1 / a_b. \quad (2.6)$$

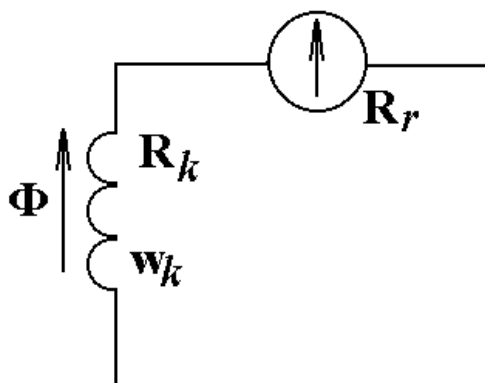


Рисунок 2.1 – Схема веберметра

Відносна похибка вимірювання магнітного потоку за допомогою балістичного гальванометра зазвичай складає десяті частки відсотка. При вимірюванні постійного магнітного потоку магнітоелектричним веберметром як первинний перетворювач також використовується вимірювальна котушка. Веберметр являє собою магнітоелектричний механізм, що не має протидійного моменту і працює в аперіодичному

режимі. Схема його включення аналогічна схемі включення балістичного гальванометра, показаної на рис. 2.1. Веберметр працює в такий спосіб. Спочатку вимірювальна котушка поміщається у вимірюваний постійний магнітний потік Φ так, щоб площа її витків була перпендикулярна магнітному полю. Потім котушка швидко забирається з області магнітного потоку. При зміні магнітного потоку, зчепленого з вимірювальною котушкою, $\Delta\Psi = w_k\Phi$, виникає ЕРС, що викликає струм у замкнутому колі. Під впливом струму рамка веберметра повернеться на деякий кут α_b , причому зміна потоку, зчепленого з рамкою веберметра, $\Delta\Psi_b = w_b B_b S_b \alpha_b$, виявляється приблизно рівною $-\Delta\Psi$ (рис. 2.2). У замкнутому електричному колі сумарне потокозчеплення прагне зберегти своє значення. Таким чином,

$$w_k \Phi = w_b B_b S_b \alpha_b \quad (2.7)$$

або

$$\Phi = (w_b B_b S_b / w_k) \alpha_b = (C_\Phi / w_k) \alpha_b, \quad (2.8)$$

де w_b і S_b – число витків і площа рамки веберметра відповідно; B_b – магнітна індукція, створювана магнітом веберметра; C_Φ – ціна поділки веберметра.

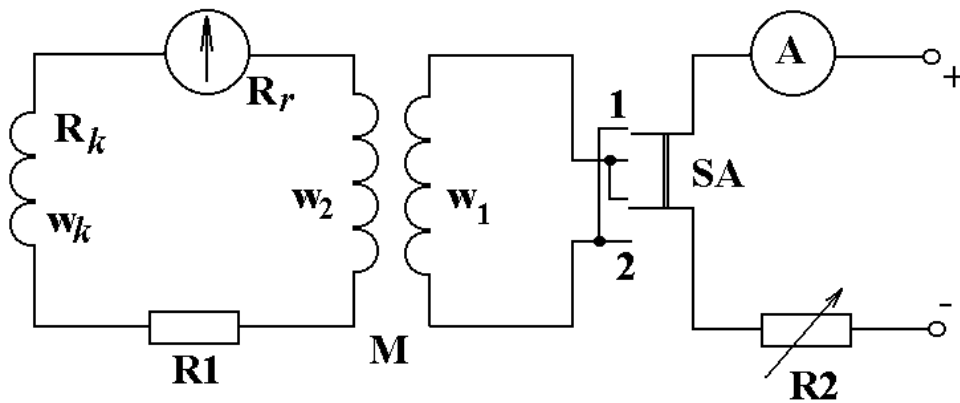


Рисунок 2.2 – Схема вимірювання магнітного потоку [61]

Оскільки стала веберметра не залежить від опору кола, він має шкалу, відградувану в одиницях магнітного потоку – веберах.

Через відсутність протидійного моменту покажчик веберметра може займати довільне положення. Для встановлення його на нульову поділку шкали застосовують електромеханічний коректор, що являє собою допоміжний магнітоелектричний механізм, рамку якого можна обертати спеціальною ручкою. Електромеханічний коректор підключається до виводів веберметра. Поворот рамки коректора приводить

до виникнення ЕРС, що викликає в рамці веберметра імпульс струму, від чого рамка приводиться в рух. Це дозволяє установити покажчик на нульову поділку шкали.

Веберметр зручно використовувати при вимірюваннях магнітного потоку, але його чутливість і точність поступаються вимірювачам на основі балістичного гальванометра. Класи точності веберметрів 1,5...2,5. Балістичні гальванометри і веберметри можна використовувати також для визначення магнітної індукції і напруженості постійного магнітного поля, виходячи зі співвідношень між цими величинами і магнітним потоком

$$B = \Phi / S_k, \quad (2.9)$$

$$H = \Phi / (\mu_0 S_k), \quad (2.10)$$

де S_k – площа витка вимірювальної котушки; μ_0 – магнітна стала ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м).

Розглянемо використання гальваномагнітних перетворювачів. Гальваномагнітними називаються перетворювачі, що використовують гальваномагнітні явища, що виникають при розміщенні деяких матеріалів у магнітне поле. До таких явищ, зокрема, відносяться ефекти Холла і Гаусса. Ефект Холла полягає у виникненні ЕРС на бічних гранях поміщеної в магнітне поле напівпровідникової пластинки, якщо по ній протікає струм. Принцип побудови приладу для вимірювання магнітної індукції з перетворювачем Холла представлений на рис. 2.3. Через напівпровідникову пластинку, площину якої розташовано перпендикулярно магнітному полю B , від грані a до грані b протікає постійний струм I . На гранях c і d виникає ЕРС

$$E_x = (R_x I / h) B, \quad (2.11)$$

де R_x – постійна Холла, що залежить від матеріалу пластини; h – товщина пластини.

Перевагами приладів на основі ефекту Холла є можливість вимірювання як постійних, так і змінних магнітних полів, хороший просторовий дозвіл завдяки малим розмірам перетворювачів. Недоліком є порівняно велика залежність ЕРС від температури. Основна похибка звичайно складає десяті частки відсотка, діапазон вимірювань – від сотих часток до одиниць тесла.

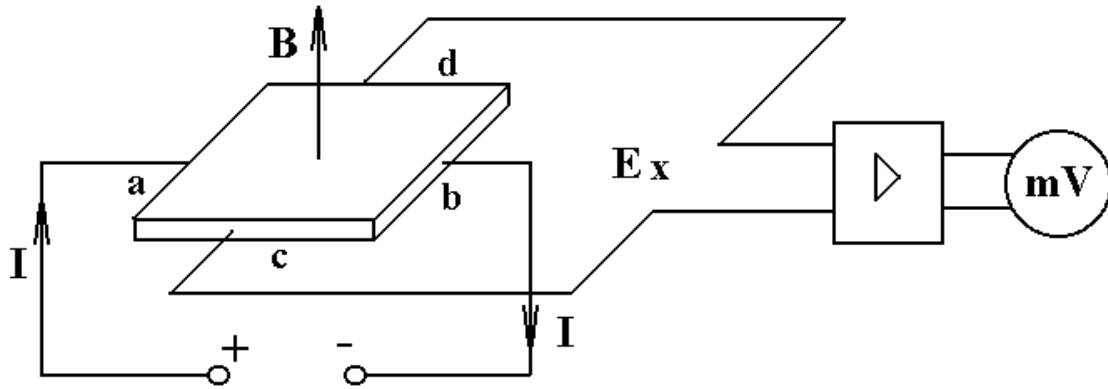


Рисунок 2.3 – Схема вимірювання магнітної індукції [8]

Ефект Гауса покладений в основу магніторезистивних перетворювачів, електричний опір яких змінюється під впливом магнітного поля.

2.2 Фізичний механізм взаємодії магнітного поля з напівпровідниками

Якщо напівпровідник, по якому протікає електричний струм або тепловий потік, помістити у магнітне поле, то в ньому виникають явища, які отримали назву гальваноманітних і термомагнітних ефектів. Ці ефекти полягають у тому, що зменшується електропровідність і теплопровідність напівпровідника у напрямку, який перпендикулярний магнітному полю і струму, виникає різниця потенціалів і температур [67–70]. Гальваноманітні явища виникають при одночасній дії на напівпровідник електричного і магнітного поля, а термомагнітні – при одночасній дії на напівпровідник магнітного і температурного поля.

Розглянемо спочатку дію електричного і магнітного поля на рух вільного електрона окремо, а потім при їх одночасній дії на електрон. Вплив періодичного поля ґратки враховується шляхом введення ефективної маси.

На рух електрона у постійному електричному полі діє сила

$$\vec{F} = q\vec{E} \quad (2.12)$$

і прискорення

$$\vec{a}_E = \frac{q}{m} \vec{E}. \quad (2.13)$$

Отже, швидкість електрона змінюється згідно з законом

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{a}_E t \quad (2.14)$$

і в загальному випадку він рухається по параболі, якщо напрямок початкової швидкості не збігається з напрямком поля,

$$\vec{r} = \vec{v}_0 t + \frac{\vec{a}_E t^2}{2}. \quad (2.15)$$

У випадку, коли $v_0 = 0$ або напрямок початкової швидкості \vec{v}_0 збігається з напрямком поля \vec{E} , то парабола вироджується в пряму.

У магнітному полі на електрон діє сила

$$\vec{F}_H = q[\vec{v} \cdot \vec{B}] \quad (2.16)$$

і прискорення

$$\vec{a}_H = \frac{q}{m}[\vec{v} \cdot \vec{B}], \quad (2.17)$$

де m – ефективна маса електрона. За абсолютною величиною згідно з (2.16)

$$|\vec{F}_H| = evB \sin(\vec{v} \cdot \vec{B}). \quad (2.18)$$

Якщо швидкість електрона \vec{v} збігається з напрямком магнітного поля \vec{H} , то $\vec{F}_H = 0$, але у випадку, коли \vec{v} перпендикулярна \vec{B} , то $\vec{F}_H = qvB$. У загальному випадку швидкість електрона можна розкласти на дві складові паралельну і перпендикулярну полю \vec{B}

$$\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}, \quad (2.19)$$

тоді магнітна сила дорівнює

$$|\vec{F}_H| = ev_{\perp} B. \quad (2.20)$$

Якщо сила \vec{F}_H буде перпендикулярна v_{\perp} і v_{\parallel} , то вона увесь час буде змінювати напрямок v_{\perp} і не діяти на v_{\parallel} , при цьому електрон буде рухатися по гвинтовій лінії уздовж магнітного поля. Якщо $v_{\parallel} = 0$, то електрон буде рухатися по колу, радіус якого визначається з умови рівності відцентрової і доцентрової сил

$$\frac{mv^2}{r} = qvB, \quad (2.21)$$

звідки

$$r = \frac{mv}{qB}. \quad (2.22)$$

Оскільки всі складові (2.22) є сталими, то радіус траєкторії також буде постійним. Це є підтвердженням того, що електрон рухається по колу. Період обертання електронів згідно з (2.22)

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{qB}, \quad (2.23)$$

а кутова швидкість

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{qB}{m}. \quad (2.24)$$

З (2.24) визначається кількість обертів за 1 секунду

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{qB}{2\pi m}. \quad (2.25)$$

Як видно з (2.24) і (2.25), кутова швидкість і кількість обертів не залежать від швидкості електрона до того часу, поки швидкість не досягне релятивістських значень, при яких маса починає залежати від швидкості.

Перейдемо до розгляду більш важливого випадку, коли одночасно на електрон діє електричне і магнітне поле. Загальна сила, яка діє на електричний заряд q в електричному полі E і магнітному полі B , описується формулою

$$\vec{F} = \vec{F}_E + \vec{F}_H = q[\vec{E} + [\vec{v} \cdot \vec{B}]]. \quad (2.26)$$

Співвідношення (2.26) було визначено німецьким ученим Лоренцом і тому має назву сили Лоренца. Формула (2.26) є фундаментальною для всіх розрахунків сучасних прискорювачів. При одночасній дії електричного і магнітного поля швидкість електрона не буде постійною і в загальному випадку він буде рухатись по складній траєкторії. Якщо електричне і магнітне поле паралельні, то електрон рухається таким чином, як і при відсутності електричного поля – по гвинтовій лінії, при цьому швидкість його обертання залишається постійною ($v_{\perp} = const$), а швидкість поступального руху (v_{\parallel}) увесь час зростає, що відповідає зростанню кроку гвинта. В цьому випадку рух електрона відповідає параболі, яка навивається на циліндр.

Якщо початкова швидкість дорівнює нулю або паралельна магнітному полю, то ця гвинтова лінія вироджується у пряму. Розглянемо найбільш важливий для практики випадок, коли електричне і магнітне

поля взаємно перпендикулярні. Спочатку вважаємо, що початкова швидкість v_0 дорівнює нулю, отже в початковий момент і $F_H = 0$. Нехай електричне поле буде направлено по осі y (рис. 2.4), а магнітне поле – перпендикулярно площині рисунка.

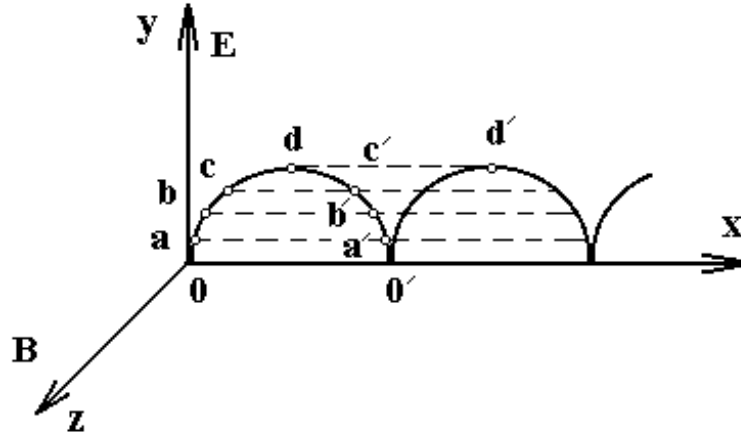


Рисунок 2.4 – Траєкторія руху електрона у взаємно перпендикулярних електричному і магнітному полях [69]

Тоді під дією електричного поля створюється прискорення

$$a_y = \frac{q}{m} E_y, \quad (2.27)$$

і в перший момент електрон починає рухатись рівноприскорено уздовж осі y . Проте відразу при цьому виникає магнітна сила

$$F_H = qvB, \quad (2.28)$$

яка починає відхиляти електрон від початкового напрямку руху. У перший момент магнітна сила $\vec{F}_H \perp \vec{F}_E$, тому вона не впливає на прискорення електрона. В подальшому при зростанні швидкості електрона зростає і магнітна сила весь час залишаючись перпендикулярно до швидкості, при цьому F_H розкладається на дві складові, одна із яких $(F_H)_y = qv_x B$ створює прискорення, яке віднімається від прискорення електричного поля. Тому з певного моменту T складова швидкості електрона по осі y почне зменшуватися і в якийсь момент набуде нульового значення (точка d на рис. 2.4). Після цієї точки електрон почне рухатись по осі y протилежному напрямку, наближаючись до осі x . При цьому слід підкреслити, що повна магнітна сила весь час залишається перпендикулярною до повної швидкості електрона і тому не може змінювати цю швидкість, яка дорівнює $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$. Проте, зме-

ншуючи одну складову, одночасно певним чином збільшує другу. Отже, в кожний момент швидкість електрона, згідно з законом збереження енергії, буде визначатися роботою сил електричного поля, тобто

$$\frac{mv^2}{2} = qE_y. \quad (2.29)$$

Із (2.29) випливає, що швидкості електронів у точках a і a' , b і b' , c і c' (тобто у точках однаково віддалених від осі x) будуть однакові. Отже, у точці $0'$ швидкість знову стане рівною нулю, після чого вся ділянка траєкторії $oabb'a'o'$ повторюється, але вже зсунута на величину oo' по осі x [69].

Траєкторію електрона можна визначити, якщо проінтегрувати його рівняння руху

$$m\vec{a} = q\vec{E} + q[\vec{v} \cdot \vec{B}]. \quad (2.30)$$

В координатній формі рівняння (2.30) має вигляд [69]

$$m\ddot{x} = q\dot{y}B, \quad (2.31)$$

$$m\ddot{y} = qE - qB\dot{x}. \quad (2.32)$$

Позначимо через $b = qE/m$ і $\omega = qB/m$, тоді (2.31) і (2.32) можна записати у вигляді [69]

$$\ddot{x} = \omega\dot{y}, \quad (2.33)$$

$$\ddot{y} = b - \omega\dot{x}. \quad (2.34)$$

При інтегруванні (2.33) і (2.34) з початковими умовами $t = 0$, $\dot{x} = 0$ і $\dot{y} = 0$ отримаємо [69]

$$\dot{x} = bT \left(1 - \cos \frac{t}{T} \right), \quad (2.35)$$

$$\dot{y} = bT \sin \frac{t}{T}, \quad (2.36)$$

де t – час; T – період коливань. Подальше інтегрування (2.35) і (2.36) дозволяє отримати траєкторію руху електрона [69]

$$x = bT^2 \left(\frac{t}{T} - \sin \frac{t}{T} \right), \quad (2.37)$$

$$y = bT^2 \left(1 - \cos \frac{t}{T} \right). \quad (2.38)$$

Рівняння (2.37) і (2.38) є рівнянням циклоїди у параметричному вигляді, яка описує рух точки, що знаходиться на ободі колеса, яке котиться. Згідно з цими рівняннями середня швидкість поступального руху $v_y = 0$, $v_x = bT$, кутова швидкість обертання $\omega = qB/m$ і радіус

$$r = \frac{mv}{qB}. \quad (2.39)$$

Якщо початкова швидкість v_0 відмінна від нуля, то в залежності від напрямку початкової швидкості отримаємо скорочену або подовжену циклоїду.

Розглянемо поняття слабких і сильних магнітних полів. Слабкими називають такі магнітні поля, в яких радіус кривизни траєкторії електрона набагато більший його довжини вільного пробігу [69]

$$r \gg l. \quad (2.40)$$

За цих умов дія магнітного поля на електрон за час його вільного руху буде відносно слабкою, що відіб'ється на траєкторії електрона, яка незначно викривиться і напрямок руху електрона відхилиться від початкового на невеликий кут φ

$$\varphi = \frac{l}{r}. \quad (2.41)$$

З другого боку, рухливість електрона μ визначається через його довжину вільного пробігу

$$\mu = \frac{e}{m} \cdot \frac{l}{v}. \quad (2.42)$$

Підставивши у (2.42) значення r з (2.39) отримаємо [69]

$$\varphi = \frac{e}{m} \cdot \frac{l}{v} B \quad (2.43)$$

або

$$\varphi = \mu B. \quad (2.44)$$

Отже, нерівність (2.40), яка покладена в основу визначення слабого поля, може бути записана як $\varphi \gg 1$ або

$$\mu B \ll 1. \quad (2.45)$$

Визначення поняття слабого поля (2.45) є зручнішим, тому що на практиці величини μ і H можна виміряти.

Сильними магнітними полями є поля, в яких виконується нерівність, протилежна (2.40) або (2.45) [69]

$$r \ll l \quad (2.46)$$

або

$$\mu B \gg 1. \quad (2.47)$$

У сильних магнітних полях характер руху електрона суттєво змінюється, тому в проміжках між зіткненнями він вже не рухається майже прямолінійно, а проходить низку циклів або гвинтової лінії, або циклоїди, або ще більш складної траєкторії.

Слід зауважити, що поділ на слабкі і сильні поля не є абсолютним, тому що при одному і тому ж значенні поля для одного матеріалу (низька рухливість) може виконуватись нерівність (2.45), а для другого (велика рухливість) – протилежна нерівність (2.47).

З точки зору квантової механіки існує інше визначення сильного поля, яке засновано на зміні енергетичного спектру електронів за рахунок сильного магнітного поля. У магнітному полі енергетичний спектр електрона стає частково дискретним до того часу, коли середня теплова енергія менша відстані $\hbar\omega$ між дискретними рівнями, які отримали назву рівнів Ландау. Отже, можна визначити два критерії сильного поля, один із яких є класичним (2.47), а другий – квантовим [69]

$$\frac{\hbar\omega}{kT} \gg 1. \quad (2.48)$$

Ці критерії не еквівалентні один одному ні з точки зору фізичної природи, ні з точки зору величини критичного поля. Згідно з критерієм (2.47) траєкторія електрона зазнає радикальних змін, а (2.48) вказує на зміну енергетичного спектру. Критерію (2.48) відповідають більш сильні поля або низькі температури [64].

2.3 Вплив магнітного поля на властивості напівпровідників. Ефект Холла

Фізичний механізм ефекту Холла полягає в тому, що при дії магнітного поля на напівпровідник, по якому проходить струм густини j ,

при цьому напруженість B магнітного поля перпендикулярна напрямку струму, то у напівпровіднику виникає електричне поле, напрямком якого перпендикулярний як до струму, так і до магнітного поля. Величина напруженості цього електричного поля E_H пропорційна густині струму j у напівпровіднику та індукції магнітного поля B , в якому перебуває напівпровідник

$$E_H = R_H jB, \quad (2.49)$$

де R_H – коефіцієнт пропорційності (стала Холла); $B = \mu_1 H$ – магнітна індукція; μ_1 – магнітна стала напівпровідника.

Розглянемо механізм виникнення ефекту Холла спочатку на прикладі домішкового напівпровідника електронного типу провідності, в якому струм здійснюється тільки електронами.

При існуванні струму в електронному напівпровіднику електрони провідності рухаються з певною середньою швидкістю v_0 у напрямку, протилежному напрямку струму. Якщо такий напівпровідник розташувати у магнітному полі H , яке перпендикулярне струму, то на електрони провідності буде діяти сила Лоренца F_L , напрямком якої перпендикулярний до їх швидкості v_- і напруженості магнітного поля H (рис. 2.5). Оскільки заряд електронів від’ємний, то під дією сили Лоренца вони відхиляються від напрямку струму у сторону, яка протилежна напрямку вектора $[\vec{v}_- \cdot \vec{B}]$ (рис. 2.5).

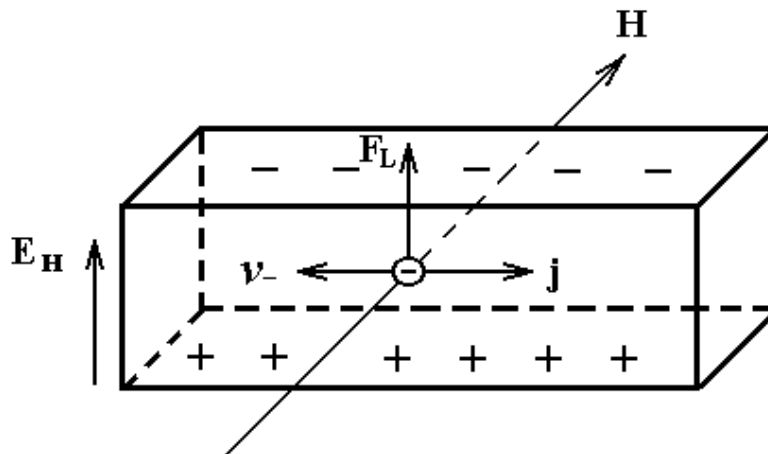


Рисунок 2.5 – Виникнення поля Холла у напівпровіднику з електронною провідністю

Внаслідок цього електрони накопичуються на одній з граней напівпровідника, яка перпендикулярна вектору $[\vec{v}_- \cdot \vec{B}]$. Біля протилежної грані напівпровідникового зразка з’являється некомпенсований пози-

тивний заряд. Між позитивними і негативними зарядами у напівпровіднику з'являється електричне поле E_H , яке гальмує відхилення електронів під дією сили Лоренца. Процес накопичення зарядів різних знаків на протилежних гранях напівпровідника продовжується до тих пір, поки напруженість холлівського поля, яка зростає за величиною, не досягне значення, при якому сила qE_H , яка діє на електрони, врівноважить силу Лоренца

$$qE_H = q[\vec{v}_- \cdot \vec{B}], \quad (2.50)$$

після чого наступить стаціонарний стан.

Густина струму, який проходить через напівпровідник, дорівнює

$$j = qnv_-, \quad (2.51)$$

звідки швидкість електронів

$$v_- = j / qn. \quad (2.52)$$

При підстановці (2.52) у (2.50) отримаємо

$$E_H = \frac{1}{qn} jB. \quad (2.53)$$

Рівняння (2.52) збігається з рівнянням (2.49), тому стала Холла дорівнює

$$R_H = \frac{1}{qn}. \quad (2.54)$$

Якщо магнітне поле діє на дірковий напівпровідник, через який проходить струм, то носії заряду у ньому є дірки, швидкість направлено руху яких v_+ збігається з напрямком струму, то при цьому на дірки діє сила Лоренца. Оскільки дірки мають позитивний заряд, то напрямок дії сили Лоренца збігається з напрямком вектора $[\vec{v}_+ \cdot \vec{B}]$ (рис. 2.6). При вибраному напрямку струму швидкості електронів і дірок v_- і v_+ протилежні, тому $[\vec{v}_- \cdot \vec{B}] = [\vec{v}_+ \cdot \vec{B}]$, причому сили Лоренца, які діють на електрони і дірки, що рухаються у протилежних напрямках, направлені однаково (рис. 2.5 і рис. 2.6).

Отже, у дірковому і електронному напівпровідниках при однакових напрямках струму і магнітного поля носії заряду силою Лоренца відхиляються в одну і ту ж сторону. На основі цього можна зробити висновок, що при однакових напрямках струму і магнітного поля знаки зарядів відповідних граней електронного і діркового напівпровідників і, отже, напрямки холлівських полів в них будуть протилежними. Це означає, що згідно з знаком ефекту Холла у напівпровіднику експериментально можна визначити його тип провідності. Окрім цього, дослідження ефекту Холла дозволяє кількісно визначити концентрацію і рухливість носіїв заряду.

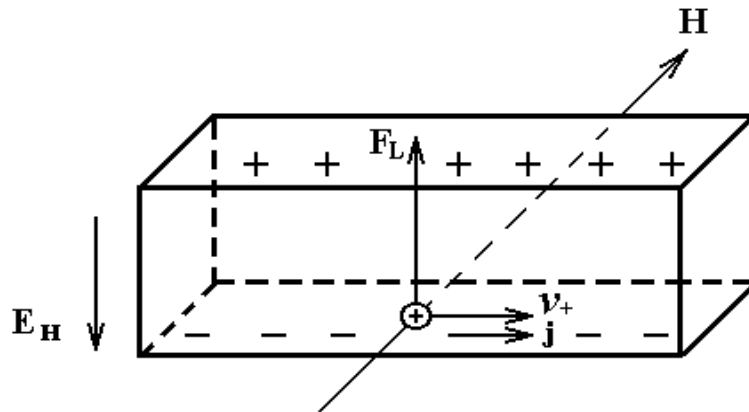


Рисунок 2.6 – Виникнення поля Холла у напівпровіднику з дірковою провідністю

З (2.49) визначимо сталу Холла

$$R_H = \frac{E_H}{jB}. \quad (2.55)$$

Підставляючи значення густини струму $j = I/ab$, де I – повний струм через переріз напівпровідника ab , а також значення напруженості холлівського поля, яке дорівнює градієнту потенціалу $\Delta U/a$, отримаємо

$$R_H = \frac{\Delta U \cdot b}{I \cdot B}. \quad (2.56)$$

Аналіз (2.56) показує, що сталу Холла можна визначити експериментальним шляхом, тому що всі величини, які визначають праву частину (2.56), можна виміряти експериментально. З другого боку, на основі (2.54) можна визначити концентрацію носіїв заряду, якщо відомо значення R_H .

При використанні відомої формули для електропровідності напівпровідникового матеріалу $\sigma = qn\mu$ і (2.54) отримаємо вираз

$$R_H \cdot \sigma = \mu, \quad (2.57)$$

тобто по відомих значеннях R_H і σ можна визначити рухливість носіїв заряду.

Слід зазначити, що отримані результати при розгляді ефекту Холла є приблизними, тому що рух носіїв заряду уздовж струму з однаковою швидкістю, яка дорівнює середній швидкості їх направленої руху, не є точним. В дійсності, різні носії заряду мають не однакові швидкості руху уздовж струму, причому їх розподіл за швидкостями є нерівномірним, він залежить від механізму розсіювання зарядів, а також від ступеня виродженості електричного заряду. Тому чисельник у формулі (2.54) має значення, яке відрізняється від одиниці, отже

$$R_H = \frac{A}{qn}, \quad (2.58)$$

де A є величиною, яка залежить від характеру розподілу носіїв заряду за швидкостями, а також від механізму розсіювання носіїв заряду.

Ефект Холла має свої особливості у напівпровідниках із змішаною і власною провідностями, у яких існують носії заряду двох знаків – електрони і дірки. Як показано вище, при даному напрямку струму і при даному напрямку магнітного поля, який перпендикулярний напрямку струму, носії заряду обох знаків відхиляються силою Лоренца в один і той же бік. Внаслідок цього, області напівпровідника, які збагачуються і збіднюються носіями заряду, отримують значно менші за величиною електричні заряди у порівнянні з напівпровідником з такою ж величиною електропровідності, але з одним типом носіїв заряду. Це пояснюється тим, що протилежні за знаком заряди носіїв в означених вище областях частково або повністю компенсують один одного. У цьому випадку електричне поле Холла значно слабше у порівнянні із домішковим напівпровідником. Отже, можна констатувати, що у випадку напівпровідника із змішаною електропровідністю величина напруженості електричного поля Холла визначається різницею електричної і діркової складових струму, тоді як електропровідність визначається їх сумою.

Якщо концентрація або рухливість носіїв заряду одного типу переважає у напівпровіднику, то ці носії заряду, які накопичуються біля однієї з граней напівпровідника, створюють електричне поле, яке притягує носіїв другого типу заряду і відштовхує однойменні носії заря-

ду. Накопичення носіїв заряду певного типу біля цієї поверхні напівпровідника продовжується до тих пір, поки електричне поле Холла не вирівняє обидва потоки, що відповідає стаціонарному стану системи.

У напівпровідниках із власним типом електропровідності концентрація електронів дорівнює концентрації дірок. Тому в цих напівпровідниках знак ефекту Холла визначається різницею рухливостей носіїв заряду різних знаків. Якби у власному напівпровіднику рухливості електронів і дірок були рівними, то ефект Холла був би відсутнім, тому що заряди електронів і дірок, які накопичуються на протилежних гранях напівпровідника, повністю компенсували один одного, бо вони рівні за величиною.

2.4 Вплив магнітного поля на електропровідність напівпровідників

Опір напівпровідника в значній мірі залежить від дії магнітного поля. Це пов'язано з появою сили Лоренца, яка впливає на рух носіїв заряду у напівпровіднику, по якому проходить струм при дії магнітного поля на нього.

Розглянемо процес зміни опору у власному напівпровіднику. У такому напівпровіднику концентрації електронів і дірок рівні, тому якщо рівні величини їх рухливості, то електричне поле Холла не виникає. Отже, не виникає сила, яка б компенсувала дію сили Лоренца. Тому носії заряду обох знаків увесь час поки існує струм, продовжують відхилятися силою Лоренца від напрямку руху уздовж струму.

Якщо на напівпровідник не діє магнітне поле, то в ньому носії заряду за час вільного пробігу τ у середньому проходять уздовж струму прямолінійні відрізки шляху довжиною l . Якщо діє магнітне поле, то носії заряду за час τ пройдуть відрізки шляху, які являють собою дуги кіл тієї ж довжини l [66], які подано на рис. 2.7. Як видно з рис. 2.7, носії заряду при дії магнітного поля за час τ пройдуть шлях l' уздовж напрямку струму, причому відстань l' буде меншою за l і являє собою проекцію дуги кола довжиною l на напрямок струму. Тоді можна записати

$$l' = r \cdot \sin \varphi, \quad (2.59)$$

де r – радіус кривизни траєкторії носіїв заряду при дії магнітного поля. Його величина визначається на основі того, що сила Лоренца завжди має напрямок, який є перпендикулярним до швидкості зарядженої частинки, при цьому сила Лоренца змінює тільки напрямок швидкості, а не її величину, тобто вона є доцентровою.

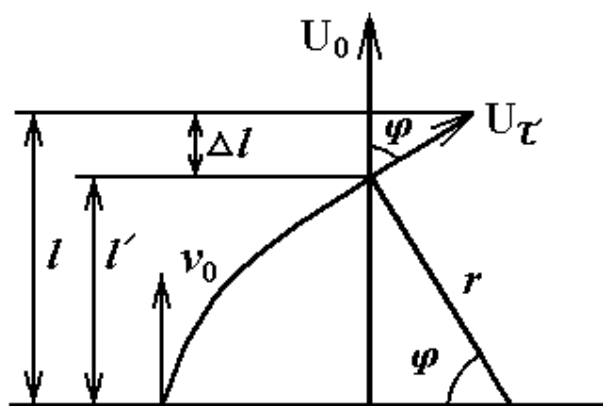


Рисунок 2.7 – Зміна довжини вільного руху носія заряду при дії магнітного поля [70]

Отже, можна записати

$$qvB = \frac{mv^2}{r}, \quad (2.60)$$

звідки радіус кривизни траєкторії зарядженої частки

$$r = \frac{mv}{qB}. \quad (2.61)$$

Кут φ , який дорівнює відношенню довжини дуги кола l до його радіуса r , є кутом відхилення частинки від її початкового напрямку руху під дією сили Лоренца за час τ , або кут, який утворився між напрямками початкової швидкості v_0 і швидкості v_τ , яку має частинка у кінці відрізка часу τ . Таким чином, якщо підставити (2.61), величина кута φ

$$\varphi = \frac{l}{r} = \frac{lqB}{mv}. \quad (2.62)$$

Отже при дії магнітного поля на напівпровідник, через який протікає струм, змінюється довжина вільного пробігу у напрямку струму, що приводить до зміни його питомої електропровідності

$$\sigma = qn\mu = \frac{q^2nl}{2mv}, \quad (2.63)$$

яка пропорційна довжині пробігу носіїв заряду. Якщо відсутня дія магнітного поля на напівпровідник, довжина пробігу уздовж струму до-

рівнює l , то при дії магнітного поля вона зменшується до значення l' , тому у цьому випадку електропровідність напівпровідника

$$\sigma' = \frac{q^2 n l'}{2 m v}. \quad (2.64)$$

Зміна питомої електропровідності напівпровідника під дією магнітного поля визначається [66]

$$\Delta \sigma = \sigma' - \sigma = \frac{q n^2}{2 m v} (l' - l). \quad (2.65)$$

Відносна зміна електропровідності

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{l' - l}{l}. \quad (2.66)$$

Визначимо чисельник рівняння (2.66)

$$l' - l = l - r \cdot \sin \varphi. \quad (2.67)$$

Спочатку розкладемо $\sin \varphi$ у ряд Маклорена, залишивши при цьому перші чотири складові

$$\sin \varphi = \sin 0 + \frac{1}{1!} \left(\frac{d \sin \varphi}{d \varphi} \right)_0 \varphi + \frac{1}{2!} \left(\frac{d^2 \sin \varphi}{d \varphi^2} \right)_0 \varphi^2 + \frac{1}{3!} \left(\frac{d^3 \sin \varphi}{d \varphi^3} \right)_0 \varphi^3 = \varphi - \frac{\varphi^3}{6}. \quad (2.68)$$

Підставивши у (2.67) вирази (2.62) і (2.68), отримаємо [68]

$$l' - l = l - r \cdot \sin \varphi = l - \frac{l}{\varphi} \left(\varphi - \frac{\varphi^3}{6} \right) = \frac{l \varphi^2}{6}. \quad (2.69)$$

Отже, відносна зміна електропровідності напівпровідника у магнітному полі [68]

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{l' - l}{l} = -\frac{\varphi^2}{6} = -\frac{1}{6} \left(\frac{l q B}{m v} \right)^2. \quad (2.70)$$

Аналіз (2.70) показує, що опір напівпровідника у магнітному полі зростає, причому відносно його зростання пропорційне квадрату індукції магнітного поля.

Слід зауважити, що розглядаючи вплив магнітного поля на напівпровідник, не враховувались розподіл носіїв заряду за швидкостями і механізм їх розсіювання. З врахуванням цих механізмів формула (2.70) набуває вигляду [68]

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = K \left(\frac{lqB}{mv} \right)^2, \quad (2.71)$$

де коефіцієнт K залежить від характеру розподілу носіїв заряду за швидкостями і механізмами розсіювання.

Якщо у напівпровіднику із змінним типом провідності переважають носії заряду одного знаку, то при розташуванні його у магнітному полі, яке перпендикулярне струму, у ньому виникає холлівське електричне поле, яке буде протидіяти відхиленню силою Лоренца переважаючих носіїв заряду і сприяти відхиленню носіїв заряду протилежного знаку, яких у напівпровіднику значно менше.

Внаслідок цього наступить момент, починаючи з якого обидва потоки носіїв заряду у напрямку дії сили Лоренца будуть дорівнювати один одному. В даному випадку зміна опору напівпровідника буде меншою у порівнянні з ідеальним бездомішковим напівпровідником, у якому концентрація носіїв заряду різних знаків однакова. Це пов'язано з дією електричного поля Холла, яке протидіє силі Лоренца, внаслідок чого відхилення переважної частини носіїв заряду магнітним полем є меншим у порівнянні з ідеальним бездомішковим напівпровідником.

Зауважимо, що при розташуванні напівпровідника із струмом у магнітному полі, яке перпендикулярне струму, відбувається зміна електропровідності напівпровідника і уздовж напрямку дії сили Лоренца, тобто в напрямку, який перпендикулярний струму. Дійсно, в даному напрямку внаслідок дії сили Лоренца зростає концентрація носіїв заряду. Але одночасно з цим процесом відбувається процес дифузії носіїв заряду у напрямку, протилежному напрямку дії сили Лоренца. В результаті дії обох факторів у напівпровіднику встановлюється певний постійний у часі градієнт концентрації носіїв заряду у напрямку дії сили Лоренца, а також градієнт електропровідності напівпровідника.

В домішкових напівпровідниках, які мають носії заряду тільки одного знаку, відбувається зміна їх опору під дією магнітного поля. Цей механізм обумовлений тим, що швидкості носіїв заряду у напівпровіднику, які направлені уздовж струму не однакові, а мають розподіл відповідно з законом розподілу Максвелла. Дійсно, якби швидкості руху усіх носіїв заряду уздовж його напрямку були однакові, то накопичення їх біля однієї із граней напівпровідника внаслідок дії сили Лоренца і збіднення ними області напівпровідника, яка лежить на протилежній грані, відбувалась до тих пір, поки сила Лоренца не була б урівноважена направленою протилежно силою холлівського електричного поля. Внаслідок цього, починаючи з указанного моменту, носії заряду не отримували б нормального прискорення, тобто продовжували б руха-

тись уздовж струму без зіткнень. Довжина пробігу носіїв заряду залишалась би незмінною і опір напівпровідника залишався б постійним.

Рівновага сили Лоренца і сили холлівського електричного поля справедлива лише в тому випадку коли швидкість носіїв заряду має певну величину, яка дорівнює її середньому значенню. Це значить, що тільки ті електрони, швидкість яких уздовж струму дорівнює її середньому значенню, не будуть відхилятися при одночасній дії обох вказаних сил. Якщо направлена швидкість носіїв заряду менша її середнього значення, то переважною буде дія на них холлівського поля qE_H внаслідок чого вони будуть відхилятися від напрямку струму у бік дії сили qE_H . Проте в тих випадках, коли швидкість носіїв заряду перевищує її середнє значення, то носії заряду будуть відхилятися у напрямку дії сили Лоренца. В результаті цього довжина пробігу як у тих, так і в інших носіїв заряду зменшиться, що приведе до зростання опору напівпровідника. Опір у домішкових напівпровідників в магнітному полі змінюється менше, ніж у напівпровідників із власною провідністю. В цьому випадку дія холлівського поля частково компенсує дію сили Лоренца, тому траєкторія носіїв заряду скривлюється слабше, ніж у напівпровідниках з власною провідністю, де холлівське поле не виникає.

Відносна зміна електропровідності домішкових напівпровідників у магнітному полі [68]

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = K_1 \left(\frac{lqB}{mv} \right)^2, \quad (2.72)$$

де коефіцієнт $K_1 < K$, також залежить від характеру розподілу носіїв заряду за швидкостями і від механізму їх розсіювання.

Існують інші ефекти в напівпровідниках, які викликані дією магнітного поля. Дійсно, якщо носії заряду, які мають швидкість направлено руху v_1 , яка перевищує її середнє значення, то вони відхиляються у напрямку дії сили Лоренца. Дійшовши до приграничної області напівпровідника, вони передають свою надлишкову енергію кристалічній ґратці, в результаті чого температура цієї області напівпровідника T_1 підвищується. Носії заряду, швидкість яких уздовж напрямку струму v_2 менша її середнього значення, відхиляються у протилежну сторону. Дійшовши до області напівпровідника, яка прилягає до протилежної його грані, вони поповнюють запас своєї енергії за рахунок енергії ґратки кристала. Температура T_2 цієї області зменшується (рис. 2.8).

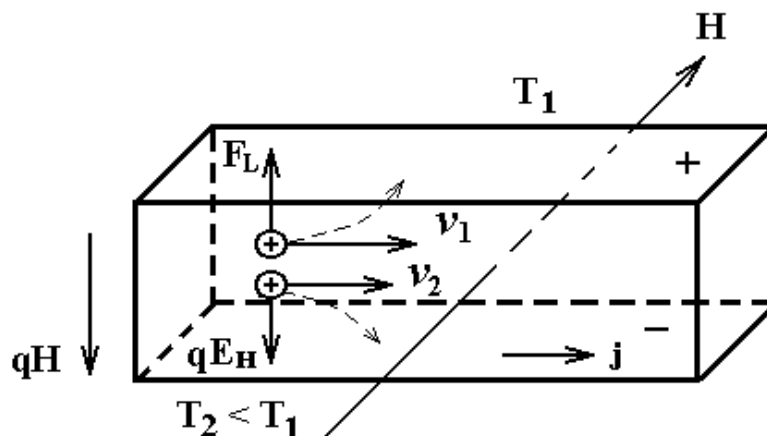


Рисунок 2.8 – Виникнення градієнта температури, який направлений перпендикулярно струму, у напівпровіднику із струмом, який розташований у поперечному магнітному полі (ефект Етінсгаузена)

Таким чином, у напівпровіднику у напрямку дії сили Лоренца виникає градієнт температури, який зростає з часом до певного стаціонарного значення. Ця стаціонарна різниця температур протилежних граней кристала досягається тоді, коли потік теплоти, який викликаний цим процесом, компенсується протилежно направленим потоком, який обумовлений теплопровідністю.

Розглянуте вище явище виникнення градієнта температур у напівпровіднику з струмом, який розташований у поперечному магнітному полі, отримало назву ефекту Етінсгаузена [67–70].

Друге явище, яке обумовлене тими ж причинами, отримало назву ефекту Нерста [67–70]. Суть його полягає в тому, що при проходженні струму по напівпровіднику, який розташований у поперечному магнітному полі, виникає градієнт температури, який має напрямок уздовж струму. Згідно з формулою (2.61), чим більша швидкість електрона, тим більша кривизна його траєкторії. Внаслідок цього електрони, швидкості v_1 яких досить великі, на своєму шляху, який дорівнює довжині напівпровідника, не встигають відхилитися від напрямку руху уздовж струму на значний кут і рухаються уздовж напівпровідника по слабо скривлених траєкторіях. Отже, швидкі електрони накопичуються на тому кінці напівпровідника, до якого направлені швидкості їх упорядкованого руху. Там вони передають свою надлишкову енергію кристалічній ґратці, за рахунок чого цей кінець напівпровідника нагрівається. Повільні електрони, швидкості v_2 яких незначні, сильно

затримуються магнітним полем, тому при входженні у напівпровідник відхиляються у сторону і залишаються на його другому кінці, де вони поповнюють свою енергію за рахунок енергії ґратки кристалу, що веде до охолодження цього кінця напівпровідника. У цьому випадку завдяки виникненню потоку теплоти у протилежному напрямку внаслідок теплопровідності у напівпровіднику встановлюється стаціонарний стан, при якому різниця температур $T_1 - T_2$ на кінцях напівпровідника залишається незмінною (рис. 2.9) [68].

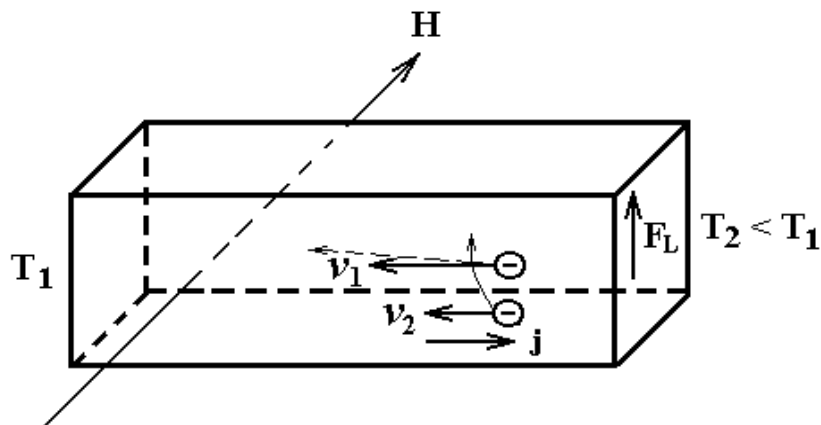


Рисунок 2.9 – Виникнення градієнта температури, який направлений уздовж струму, при розташуванні напівпровідника із струмом, у поперечному магнітному полі (ефект Нерста)

Гальваномагнітні ефекти знайшли широке застосування у техніці для вимірювання постійних і змінних магнітних полів і безконтактного вимірювання струмів за їхніми полями, у пристроях обчислювальної техніки для виконання логічних операцій, для детектування, підсилення, модуляції, вимірювання потужності і різниці фаз, аналізу спектрів і багато інших задач мікроелектроніки [69].

У таблиці 2.1 подані вирази для основних кінетичних коефіцієнтів для магнітного поля [91].

У таблиці 2.1 введені такі позначення: k_0 – стала Больцмана; q – заряд носія струму; H – напруженість магнітного поля; E – напруженість електричного поля; j – густина струму; μ^* – приведений рівень

хімічного потенціалу; $F_n \equiv F_0(\mu^*) \equiv \int_0^{\infty} \frac{x^n}{1 + e^{x-\mu^*}} dx$ – інтеграл Фермі, зра-

зки мають форму прямокутних паралелепіпедів, H направлено по осі Z , E – у площині (x, y) .

Таблиця 2.1 – Вирази для основних кінетичних коефіцієнтів у слабкому магнітному полі в напівпровідниках із стандартною зоною і носіями одного типу [91]

Назва коефіцієнта і визначення	Умова вимірювання	Формула	Коефіцієнти, які залежать від ступеня виродженості і механізму розсіювання
Питома електропровідність $\sigma_0 = j_x E_x$	$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} =$ $= j_x = H_z = 0$	$\sigma_0 = \frac{2}{3} q^2 4\pi (2m^*)^{3/2} \times$ $\times \tau_0 (k_0 T)^{r+1} A$	$A = (r+1) E_T$
Коефіцієнт термо-ЕРС $\alpha_0 = E_x / \frac{\partial T}{\partial x}$	$j_x = j_y = \frac{\partial T}{\partial y} =$ $= H_z = 0$	$\alpha_0 = \frac{k_0}{q} C$	$C = \frac{r+2}{r+1} \cdot \frac{F_{r+1}}{F_r} - \mu^*$
Стала Холла	$j_y = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0$	$R = \frac{3}{2} \frac{h^3 (k_0 T)^{-3/2}}{4\pi (2m)^{2/3} q} B$	$B = \frac{2r+1/2}{(r+1)^2} \cdot \frac{F_{2r-1/2}}{F_r^2}$
Магнітоопір $\frac{\Delta \rho(H)}{\rho_0} =$ $= \sigma_0 \left[\frac{1}{\sigma(H)} - \frac{1}{\sigma_0} \right]$	$j_y = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0$	$\frac{\Delta \rho}{\rho_0 H_z^2} = (R \sigma_0)^2 M$	$M = \frac{3r(r+1)}{(2r+1/2)} \cdot$ $\cdot \frac{F_{3r-1}}{F_{2r-1/2}^2} - 1$
Магнітотермо-ЕРС $\frac{\Delta \alpha(H)}{\alpha_0} =$ $= \frac{\alpha(H) - \alpha_0}{\alpha_0}$	$j_x = j_y = \frac{\partial T}{\partial y} = 0$	$\frac{\Delta \alpha}{\alpha_0 H_z^2} = (R \sigma_0)^2 \frac{N}{C}$	$N = D + \frac{3r(r+2)}{(2r+1/2)^2} \cdot$ $\cdot \frac{F_{3r-1} F_{r+1}}{F_{2r-1/2}^2} + 1 - M$

3 МАГНІТОРЕАКТИВНИЙ ЕФЕКТ У НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУРАХ

3.1 Фізичні процеси, що протікають у біполярних магнітотранзисторах при дії магнітного поля

У звичайному біполярному транзисторі, наприклад, сплавному р-п-р типу (рис. 3.1, а), інжектовані з емітера носії рухаються симетрично щодо осі транзистора. Основна їхня частина проходить шлях, який дорівнює товщині бази W_0 . Магнітне поле відхиляє траєкторію руху інжектованих носіїв від початкового напрямку приблизно на кут Холла φ . Оскільки товщина бази набагато менша розмірів емітера і колектора, то практично всі носії, що пройшли базову область, потрапляють у колектор. Однак середній шлях, який пройдено носіями в базовій області, трохи зростає, що приведе до збільшення їхньої частки, та прорекомбінування у базовій області. Коефіцієнт передачі струму зменшиться. При оцінюванні магніточутливості таких магнітотранзисторів можна приблизно вважати, що зросла ефективна товщина бази [82]

$$W \approx W_0 \sec \varphi \approx W_0 (1 + \mu^2 B^2 / 2). \quad (3.1)$$

Кут Холла звичайно малий, тому і магніточутливість «звичайних» транзисторів мала. В даний час транзистори виготовляються тільки з германію і кремнію. Оскільки рухливість носіїв у германію вища, ніж у кремнію, то германієві транзистори мають більшу чутливість до магнітного поля. Можливо також створення магнітотранзисторів з антимоніду індію, що має істотно більшу рухливість носіїв і, отже, може забезпечити велику магніточутливість. Однак транзистори з антимоніду індію можуть працювати тільки при низьких температурах.

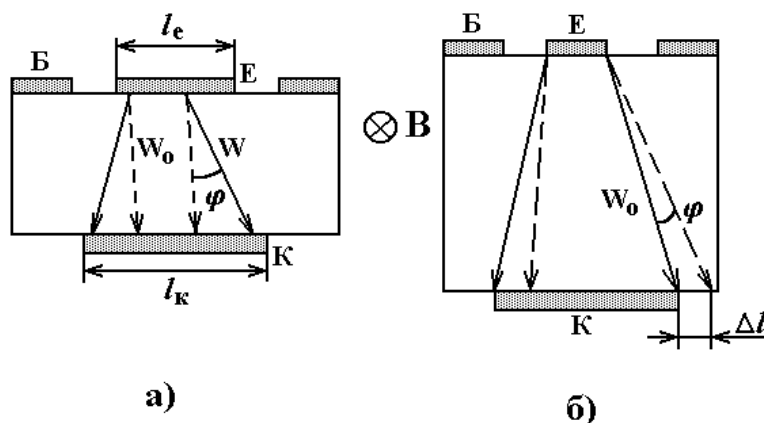


Рисунок 3.1 – Траєкторії руху інжектованих носіїв у магнітному полі в р-п-р біполярному транзисторі з вузькою (а) і широкою (б) базою [5]

Для збільшення магніточутливості транзисторів необхідно, щоб скривлення траєкторії руху інжектованих носіїв приводило не тільки до збільшення W , але і до відхилення частини носіїв від колектора.

Для цього можна, наприклад, використовувати таку ж структуру транзистора, але із збільшеною довжиною бази (рис. 3.1, б). За рахунок дифузії потік інжектованих носіїв на шляху до колектора розширюється. Геометричні розміри емітера і колектора завжди можна вибрати такими, щоб Δl дорівнювала різниці $l_K - l_E$ і всі носії попадали в колектор (приблизно $l_K = l_E + 2W_0$). Магнітне поле викривляє траєкторію руху інжектованих носіїв так, що частина носіїв, що раніше попала в колектор, відхиляється від нього. Таким чином, у цій структурі магнітне поле приводить до додаткового в порівнянні з «звичайним» транзистором зменшення коефіцієнта передачі струму. Останній ефект збільшується зі зменшенням розмірів емітера і колектора.

Щоб носії, що відхиляються магнітним полем, не накопичувалися в базовій області, необхідно, щоб швидкість поверхневої рекомбінації, особливо біля колектора, була високою.

Одночасно зі зменшенням коефіцієнта передачі струму в поперечному магнітному полі відбувається збільшення опору бази r_B , як і в магніодіоді. Обидва ці ефекти можуть змінювати I_K в одному напрямку. При живленні бази від джерела з постійною напругою на базі

$$I_B = U_B / r_B \text{ і } I_K = h_{21E} I_B = h_{21E} U_B / r_B.$$

Збільшення r_B і зменшення h_{21E} в поперечному магнітному полі приводить до більш сильного зменшення I_K , ніж при дії тільки одного з цих факторів. Відповідно магніточутливість підвищується. Чутливість магнітотранзисторів може бути вищою, ніж магніодіода.

Для створення магнітотранзистора можна використовувати звичайну структуру біполярного транзистора, у якій збільшена ширина бази W , а поверхня бази відповідним чином оброблена для збільшення швидкості поверхневої рекомбінації. Цікаво відзначити, що магнітне поле, спрямоване паралельно осі емітер-колектор, приводить до зменшення потоку носіїв до поверхні бази, внаслідок чого L_{ef} і h_{21B} збільшуються.

Найбільше практичне поширення одержали горизонтальні (латеральні) магнітотранзистори, тобто транзистори, колектори яких розташовані осторонь від емітера на одній поверхні пластини (рис. 3.2). Їх магніточутливі властивості обумовлені двома основними ефектами:

зміною ефективної довжини бази і відхиленням інжектованих носіїв від колектора (або до нього).

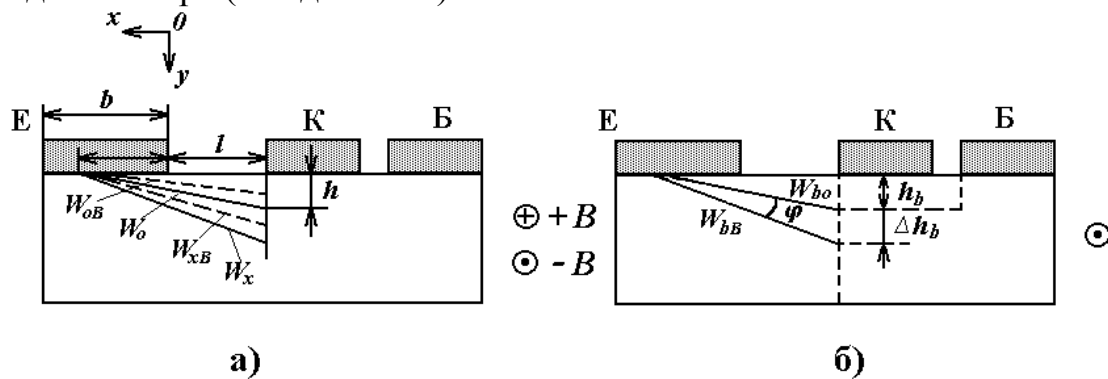


Рисунок 3.2 – Структура одноколекторного магнітотранзистора [9]

Перший ефект ілюструється рис. 3.2 а. Під час відсутності магнітного поля інжектовані з емітера носії рухаються під впливом електричного поля E до колектора і попадають в область його об'ємного заряду через час $t = l / (\mu E)$. Одночасно вони дифундують у глиб бази на відстань [82]

$$h = \sqrt{Dt} = \sqrt{lD / (\mu E)} = \sqrt{lkT / (qE)}. \quad (3.2)$$

Довжина шляху носіїв, інжектованих із точки $x = 0$, $W_0 = \sqrt{l^2 + h^2}$. У магнітному полі полярності $+B$ носії відхиляються до верхньої грані і їхній шлях W_{0B} скорочується. Як впливає з простих геометричних міркувань (апроксимуючи траєкторії прямими лініями),

$$W_{0B} = W_0 / (\cos \varphi [(h/l) \operatorname{tg} \varphi + 1]), \quad (3.3)$$

де φ – кут Холла. У малих магнітних полях ($\operatorname{tg} \varphi = \mu B \ll 1$) [5]

$$W_{0B} = l + 0,5A - \mu B \sqrt{Al} - 0,5\mu B \sqrt{A/l}, \quad (3.4)$$

де $A = kT / (qE)$. У транзисторі з $W > (2...3) L$ концентрація інжектованих носіїв експоненційно убуває з віддаленням від емітерного переходу, тому коефіцієнт перенесення $\beta = \exp(-W / L)$. При дифузійному механізмі перенесення $L = L_{p,n}$, а при дрейфовому – $L = L_E = \mu E \tau$, де довжина дрейфу L_E також має сенс відстані, на якій концентрація інжектованих носіїв убуває в 2,7 разів. У розглянутому транзисторі переважає дрейфове перенесення, тому $L = \mu E \tau$. Відповідно, вважаючи

ефективність емітера рівною 1, коефіцієнт передачі струму в схемі з загальною базою описується у вигляді [82]

$$h_{21B0} = \exp\left(-\frac{W_{0B}}{\mu E \tau}\right) \approx 1 - \frac{W_{0B}}{\mu E \tau} = 1 - \frac{A+l}{2\mu E \tau} + \frac{B\sqrt{Al}}{E \tau} + \frac{B}{2E \tau} \sqrt{\frac{A^3}{l}}. \quad (3.5)$$

Ця формула справедлива для точкового емітера. У реальній структурі емітер витягнутий у напрямку x , і для ділянки dx запишемо $dI_K = (I_E / b)h(x)dx$ [5],

$$I_K = (I_E / b) \int_0^b h(x)dx, h'_{21B} = (1 / b) \int_0^b h(x)dx, \quad (3.6)$$

де $h(x)$ визначається аналогічно (3.2), але l замінюється на $l+x$. Про інтегрувавши (3.5), одержимо [82]

$$h'_{21B} = 1 - \frac{A^2}{2L^2} - \frac{2l+b}{2L^2} \pm \frac{\mu B}{bL^2} A^{3/2} \left(\frac{2}{3} [(l+b)^{3/2} - l^{3/2}] + A [(l+b)^{1/2} - l^{1/2}] \right), \quad (3.7)$$

де $L^2 = D\tau$. Знак плюс перед останнім доданком відповідає напрямку вектора магнітного поля $+B$ (див. рис. 3.2 а), а мінус відповідає $-B$, тому що при цій полярності інжектовані носії відхиляються від поверхні і їхній шлях подовжується. Висновок з формули для $-B$ відрізняється від викладеного лише тим, що W_0 і W_{0B} (3.3) міняються місцями.

Ефект відхилення інжектованих носіїв від колектора, що діє в цей же час, ілюструється рис. 3.2 б. Напругу на колекторі завжди можна вибрати такою, що у відсутності магнітного поля глибина області об'ємного заряду під колекторним р-п переходом h_b збігається з глибиною проникнення інжектованих носіїв і носії, інжектовані з точки $x-b$ емітера, попадають на нижню границю цієї області. У магнітному полі $-B$ носії відхиляються в глиб бази на відстань Δh_b і частина носіїв, що проходить через Δh_b не попадає в колектор. Коефіцієнт передачі струму з врахуванням цього записується у вигляді [82]

$$h_{21B} = h'_{21B}(h_b - \Delta h_b) / h_b = h'_{21B}(1 - \Delta h_b / h_b).$$

Оскільки

$$\Delta h_b \approx W_{b0} \operatorname{tg} \varphi = \mu B W_{b0} \approx \mu B(l+b);$$

$$\frac{W_{b0}}{h_b} \approx \left(\frac{l+b}{A} \right)^{1/2},$$

$$\text{то} \quad h_{21B} = h'_{21B} \left[1 \pm \mu B \sqrt{(l+b)/A} \right]. \quad (3.8)$$

Величини μ, τ, D відповідають інжектованим носіям заряду. Як видно з (3.8), зміна ефективної довжини бази і відхилення носіїв від колектора взаємно підсилюють одна одну, тобто змінюють h_{21B} в одну сторону. У реальних структурах член у квадратній дужці (3.8) сильніше змінюється в магнітному полі, ніж h'_{21B} , тому магніточутливість росте зі збільшенням напруженості електричного поля в базі ($A \sim E^{-1}$).

Найбільша магніточутливість спостерігається при включенні магнітотранзистора як двополюсника (коло емітер-колектор) з відключеною базою. У цьому випадку струм через транзистор визначається

$$I = I_E = I_K \text{ і } I = I_{KB0} / (1 - h_{21B}).$$

У звичайних умовах зворотний струм колекторного переходу малий, h_{21B} при мікрорежимах також малий і магніточутливість незначна. Тому в колектор вводяться шунтуючі його канали, що дозволяють збільшити I_{KB0} – загальний струм через транзистор і магніточутливість.

3.2 Фізичні процеси, що протікають у біполярних двоколекторних магнітотранзисторах при дії магнітного поля

Такий магнітотранзистор являє собою звичайний біполярний транзистор, колектор у якого розділений на дві частини (рис. 3.3 а). За відсутності магнітного поля інжектовані емітером носії заряду розподіляються рівномірно між колекторами і їхні струми рівні. Відповідно потенціали колекторів однакові (при рівних R_K у схемі на рис. 3.3 а), і різниця напруг між колекторами дорівнює нулю ($U=0$). Поперечне магнітне поле відхиляє потік носіїв убік одного з колекторів (К2), що приводить до збільшення його струму і зменшення струму іншого колектора (К1).

З цієї причини потенціал одного колектора зменшується, а іншого збільшується і напруга між колекторами росте зі збільшенням індукції магнітного поля. При зміні напрямку магнітного поля змінюється і знак напруги між колекторами.

Крім основного ефекту – перерозподілу інжектованих носіїв між колекторами – у такому магнітотранзисторі одночасно діє й ефект зміни ефективної довжини бази. Наприклад, у р-п-р транзисторі (див. рис. 3.3 а) зміна траєкторії руху дірок у магнітному полі приводить до того, що ефективна довжина бази в лівій частині транзистора зменшується, а в правій збільшується. Ефект зміни ефективної довжини бази

знижує чутливість двоколекторного магнітотранзистора, тому що він збільшує струм колектора К1 і зменшує струм колектора К2, тобто його дія протилежна дії ефекту перерозподілу носіїв між колекторами.

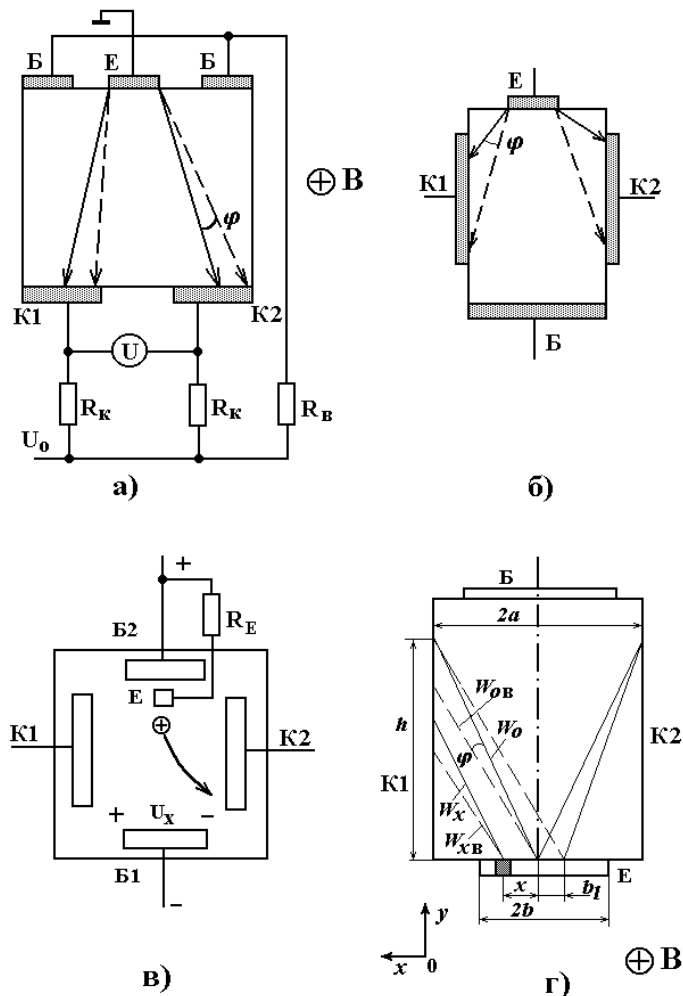


Рисунок 3.3 – Структури двоколекторних біполярних магнітотранзисторів [5]

Цей недолік усунутий у структурі магнітотранзистора, показаного на рис. 3.3 б. Магнітне поле тут також перерозподіляє інжектвані носії з одного колектора в другий. Одночасно воно зменшує ефективну довжину бази в тій частині зразка, де струм колектора К2 збільшується, і збільшує в тій частині, де струм колектора К1 зменшується. Отже, зміна ефективної довжини бази приводить до додаткового збільшення струму колектора К2 і додаткового зменшення струму колектора К1.

Зробимо розрахунок коефіцієнтів передачі струму двоколекторного магнітотранзистора h_{21B1} і h_{21B2} у колектори К1 і К2 на основі структури рис. 3.3 г, де колектори розташовані по всій поверхні бічних

граней. Спочатку будемо вважати емітер близьким до точкового і розглянемо рух носіїв убік колектора К1. Інжектвані в базу носії рухаються в напрямку y зі швидкістю $v = \mu E$ (напруженість електричного поля досить велика, так що швидкість дрейфу в цьому напрямку набагато більша швидкості дифузії). Одночасно вони дифундують у поперечному напрямку x і попадають у колектор К1 через час дифузії $\tau_D = a^2 / (2D)$. У напрямку y вони проходять за цей час відстань $h = v\tau_D = \mu E a^2 / (2D) = a^2 E \chi$, де $\chi = q / (2kT)$. Ефективна довжина бази $W_0^2 = a^2 + h^2$. Коефіцієнт передачі струму звичайного транзистора з довгою базою при дрейфовому перенесенні [82]

$$h_{21B} = \exp(-W / \mu E \tau) \approx [1 - (W / \mu E \tau)], \quad (3.9)$$

де τ – час життя інжектванних носіїв; W – довжина бази (експонента розкладена в ряд, оскільки показник менший 1).

За відсутності магнітного поля $W = W_0$. У магнітному полі носії відхиляються убік колектора К1 на кут Холла φ і траєкторія їхнього руху скорочується (штрихова лінія на рис. 3.3 г). На основі простих геометричних розрахунків, вважаючи $W_0 \approx h$ при невеликих φ ($\text{tg} \varphi \ll 1$) з рис. 3.3 г, неважко визначити [82]

$$W_{0B} = W_0 a / (h \cdot \text{tg} \varphi + a) = a^2 \chi E (1 - a \chi E \cdot \text{tg} \varphi). \quad (3.10)$$

Підставивши (3.10) в (3.9), з врахуванням $\text{tg} \varphi = \mu B$ одержимо

$$h_{21B1} = 1 - (a^2 \chi / \mu \tau) (1 - a \chi E \mu B). \quad (3.11)$$

У реальній конструкції емітер витягнутий у напрямку x , отже, довжина траєкторії (відстань від емітера до колектора) для носіїв, інжектванних з різних частин емітера, неоднакова. Тому формулою (3.11) можна користатися лише для малої ділянки dx , розташованої на відстані x від осі симетрії транзистора. Відповідно [82]

$$h_{21B1}(x) = 1 - [(a - x)^2 \chi / \mu \tau] [1 - (a - x) \chi E \mu B].$$

Струм через відповідну ділянку колектора К1 дорівнює [82]

$$dI_{K1} = (I_E / 2b) h_{21B1}(x) dx,$$

а через весь колектор

$$I_{K1} = (I_E / 2b) \int_0^b h_{21B1}(x) dx.$$

Відповідно

$$h_{21B1} = (1/2b) \int_0^b h_{21B1}(x) dx. \quad (3.11)$$

Підставивши $h_{21B1}(x)$ і проінтегрувавши, одержимо [82]

$$h_{21B1} = \frac{1}{2b} \left(b - \frac{\chi}{3\mu\tau} [a^3 - (a-b)^3] + \frac{\chi^2}{4\tau} BE [a^4 - (a-b)^4] \right). \quad (3.12)$$

Вираз для h_{21B1} відрізняється лише зміною знака перед доданком з B . Формула (3.12) враховує тільки зміну ефективної довжини бази магнітотранзистора. Як видно з рис. 3.3 г, дія ефекту перерозподілу носіїв між колекторами полягає в тому, що носії, інжектвані з частини емітера $0 - b_1$, під час відсутності магнітного поля попадають у колектор $K2$, а під дією магнітного поля відхиляються у бік $K1$. Це еквівалентно тому, що в магнітному полі значення a і b з боку $K1$ збільшилися на величину b_1 . У малих магнітних полях [82]

$$b_1 \approx W_0 \sin \varphi \approx h\mu B = a^2 \chi E \mu B.$$

Відповідно в (3.12) необхідно у фігурній дужці замінити a і b на $a + b_1$ і $b + b_1$.

У реальних схемах (див. рис. 3.3 а) вихідним параметром є напруга між колекторами $U = R_H (I_{K1} - I_{K2}) = R_H I_E (h_{21B1} - h_{21B2})$. Із (3.12) [82]

$$h_{21B1} - h_{21B2} = \left[\chi^2 BE / (4b\tau) \right] [a^4 - (a-b)^4]. \quad (3.13)$$

Числові оцінки показують, що в слабких магнітних полях основний внесок у магніточутливість дає зміна ефективної довжини бази.

Для збільшення чутливості в структуру двоколекторного магнітотранзистора можна ввести додатковий базовий контакт (Б2 на рис. 3.3 б). При проходженні струму основних носіїв через базові електроди Б2 і Б1 у базі виникає ЕРС Холла, що спрямована так, що відхиляє інжектвані носії у ту ж сторону, що і сила Лоренца. Отже, перерозподіл інжектваних носіїв між колекторами збільшується. Крім того, прикладена до контактів Б2 і Б1 напруга збільшує напруженість електричного поля в базі, що приводить до збільшення швидкості руху інжектваних носіїв, а відповідно і сили Лоренца.

На рис. 3.4 показана типова залежність напруги між колекторами від індукції магнітного поля для планарного магнітотранзистора, показаного на рис. 3.3 в. З погляду дії звичайного біполярного транзистора включення контакту Б2 еквівалентно шунтуванню емітерного р-п

переходу і погіршенню його ефективності. Проте, як видно з рисунка, магніточутливість збільшується, що пояснюється збільшенням напруженості електричного поля в базі і ЕРС Холла.

При тих же робочих струмах чутливість двоколекторних магнітотранзисторів на два-три порядки вища чутливості сенсорів Холла. Вища чутливість і лінійність характеристики при малих магнітних полях дозволяють використовувати магнітотранзистори як сенсори слабких магнітних полів (відтворюючі магнітні головки, електронні компаси і т. д.). У великих магнітних полях чутливість зменшується за рахунок того, що всі носії вже перерозподілені, і напруга збільшується лише за рахунок зменшення ефективної довжини бази.

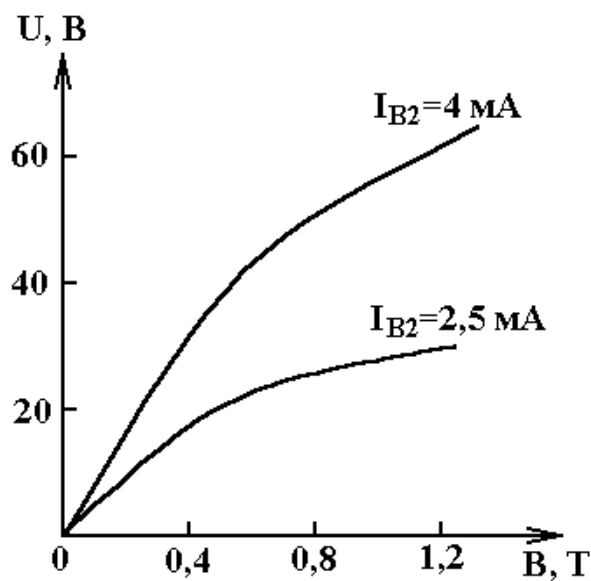


Рисунок 3.4 – Залежність напруги між колекторами магнітотранзистора від магнітної індукції для різних струмів бази при $I_{B2} + I_E = 5$ mA [7]

3.3 Моделювання магнітореактивного ефекту в біполярних транзисторних структурах

Під час дії поперечного магнітного поля на базову область біполярного транзистора відбувається скривлення траєкторії інжектованих носіїв заряду. З малим значенням потоку магнітної індукції B , яка діє на базу, практично всі носії заряду попадають на колектор. Це еквівалентно тому, що магнітне поле збільшує ефективну довжину бази W , а рухливість при цьому залишається постійною. Якщо вектор густини струму j збігається із напрямком вектора швидкості носіїв заряду, то відбувається відхилення вектора j від напрямку електричного поля на деякий кут φ , який отримав назву кута Холла. Виходячи із рис. 3.5,

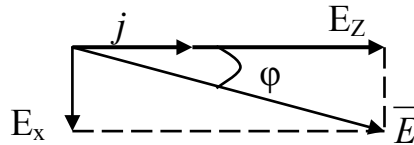


Рисунок 3.5 – Діаграма, яка пояснює фізичний зміст кута Холла в напівпровіднику

можна написати, що

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{E_x}{E_z}. \quad (3.14)$$

Враховуючи, що стала Холла визначається як $R_H = \frac{\mu_x}{\sigma}$, а густина струму, $j = \sigma E_z$, використовуючи вираз для напруги Холла [125, 156], можна визначити

$$E_x = \mu_p \cdot \frac{jB}{\sigma} = \mu_p \cdot E_z \cdot B. \quad (3.15)$$

Підставляючи (3.15) у (3.14), отримаємо

$$\operatorname{tg} \varphi = \mu_p \cdot B. \quad (3.16)$$

Для біполярного транзистора з вузькою базою $W < L_p$ зміна ефективної довжини бази (рис. 3.6) визначається

$$W = \frac{W_0}{\cos \varphi}. \quad (3.17)$$

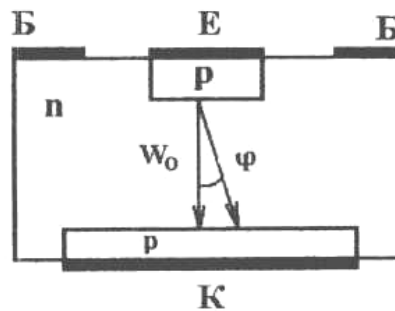


Рисунок 3.6 – Зміна траєкторії руху носіїв заряду в базовій області транзистора при дії магнітного поля

Величину кута Холла можна визначити з (3.16), розклавши $\operatorname{tg} \varphi$ у степеневий ряд і зберігши першу складову розкладу, що справедливо при малих кутах φ , тобто

$$\operatorname{tg} \varphi \approx \varphi = \mu_p \cdot B.$$

Таким чином, розклавши у степеневий ряд $\cos\varphi$ (рівняння 3.17) і зберігши перші дві складові розкладу, можна записати

$$W = \frac{W_0}{1 - \frac{\varphi^2}{2}} = \frac{W_0}{1 - \mu_p^2 \frac{B^2}{2}}, \quad (3.18)$$

де W_0 – довжина бази без дії магнітного поля.

Перейдемо до опису залежності елементів еквівалентної схеми біполярного транзистора від дії магнітного поля. Такими елементами є дифузійна ємність, базовий опір, опір емітера і колектора, коефіцієнт передачі струму. Дифузійна ємність описується рівнянням [97, 99]

$$C_k = \frac{qI_e}{2kT} \left(\frac{W^2}{2D_p} \right), \quad (3.19)$$

де W – ефективна довжина бази при дії магнітного поля; I_e – прямий струм емітера; D_p – коефіцієнт дифузії дірок.

Підставивши у рівняння (3.19) вираз (3.18), отримаємо

$$C_k = \frac{qI_e}{2kTD_p} \cdot \frac{W_0^2}{1 - \mu_p^2 \cdot \frac{B^2}{2}}. \quad (3.20)$$

Залежність дифузійного базового опору від магнітного поля можна записати у вигляді

$$R_{g\sigma} = \frac{kT}{2qI_e(1 - \alpha(B))}, \quad (3.21)$$

де $\alpha(B)$ – коефіцієнт передачі у схемі із загальною базою, який залежить від магнітної індукції.

Для вузькобазового транзистора коефіцієнт α має вигляд [99]

$$\alpha = 1 - \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{W}{L_p} \right)^2, \quad (3.22)$$

де L_p – дифузійна довжина дірок для транзистора типу р-п-р. Підставивши у рівняння (3.22) вираз (3.18), матимемо

$$\alpha = 1 - \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{W_0}{L_p \left(1 - \mu_p^2 \cdot \frac{B^2}{2} \right)} \right)^2. \quad (3.23)$$

Дифузійний базовий опір з використанням (3.21) і (3.23) має вигляд

$$R_{g\sigma} = \frac{kTL_P^2 \left(1 - \mu_P^2 \cdot \frac{B^2}{2}\right)^2}{2qI_e \cdot W_0^2}. \quad (3.24)$$

Опір колектора визначається формулою [99]

$$r_k = \frac{WU_k}{I_e \cdot d_k \cdot (1 - \alpha(B))}, \quad (3.25)$$

де U_k – зворотна напруга на колекторному р-п переході; d_k – товщина шару об'ємного заряду колекторного переходу.

Підставивши (3.18) і (3.23) у (3.25) отримаємо

$$r_k = \frac{2L_P^2 U_k \cdot \left(1 - \mu_P^2 \cdot \frac{B^2}{2}\right)}{I_e \cdot d_k \cdot W_0}. \quad (3.26)$$

Опір емітера визначається формулою

$$r_e = \frac{kT}{qI_e}, \quad (3.27)$$

тому, виходячи з виразу (3.21), можна записати

$$r_e = \frac{W_0^2}{2D_P \cdot C_g \cdot \left(1 - \mu_P^2 \cdot \frac{B^2}{2}\right)}. \quad (3.28)$$

Для підвищення чутливості необхідно використовувати транзистор з довгою базою (рис. 3.7). Це приводить до більшого відхилення частини носіїв від колектора [36].

В цьому разі обирають геометричні розміри емітера і колектора таким чином, щоб $W_{I_k} - W_{I_e} = 2W_0$, що відповідає зменшенню ефективної площі колектора. І в цьому випадку величина струму колектора змінюється згідно з рівнянням [82]

$$I_k = \alpha I_e \cdot \frac{(I_k - \Delta I)}{I_k}. \quad (3.29)$$

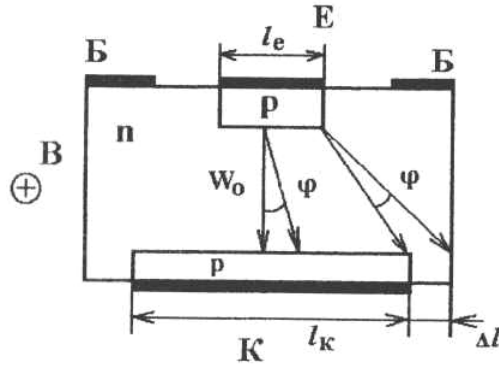


Рисунок 3.7 – Зміна траєкторії руху носіїв заряду в базовій області біполярного транзистора з довгою базою при дії магнітного поля [6]

Величина Δl визначається, виходячи з рис. 3.7

$$\Delta l = W_0 \cdot \operatorname{tg} \varphi = W_0 \cdot \mu_p \cdot B. \quad (3.30)$$

Підставивши (3.30) у (3.29), отримаємо [82]

$$I_k = \alpha I_e \cdot \left(1 - \mu_p \cdot \frac{B W_0}{I_k} \right) = \alpha_I \cdot I_e. \quad (3.31)$$

Перейдемо до розгляду нелінійної системи диференціальних рівнянь, які описують поведінку носіїв заряду в базовій області транзистора при дії магнітного поля. З кінетичного рівняння Больцмана густина струму в дифузійному наближенні має вигляд

$$\vec{j}_n(0) = \delta_n \vec{E} + q D_n \nabla n, \quad (3.32)$$

де $\delta = q \mu_n n$ – електрична провідність при $B = 0$; E – напруженість електричного поля; D_n – коефіцієнт дифузії електрона; n – концентрація електронів.

Під час дії магнітного поля густина електричного струму описується виразом

$$\vec{j}_n(B) = \vec{j}_n(0) - \mu_n^* \left[\vec{j}_n(B) \times \vec{B} \right], \quad (3.33)$$

μ_n^* – Холлівська рухливість електронів, яка пропорційна дрейфовій рухливості μ_n , тобто $\mu_n^* = R_n \mu_n$, де R_n – коефіцієнт розсіювання.

Величина R_n визначається зонною структурою напівпровідника і механізмами розсіювання. У кремнію n-типу з низькою концентрацією донорних домішкових атомів $R_n \approx 1,15$ при температурі 20 °C.

Таким чином, з урахуванням (3.32) і (3.33) нелінійна система диференціальних рівнянь матиме вигляд

$$\nabla \vec{j}_n - q \frac{\partial n}{\partial t} = q \frac{n - n_0}{\tau_n}; \quad (3.34)$$

$$\nabla \vec{j}_p + q \frac{\partial p}{\partial t} = -q \frac{p - p_0}{\tau_p}; \quad (3.35)$$

$$\vec{j}_n = \vec{j}_n^0 - \mu_n^* [\vec{j}_n \times \vec{B}]; \quad (3.36)$$

$$\vec{j}_p = \vec{j}_p^0 + \mu_p^* [\vec{j}_p \times \vec{B}]; \quad (3.37)$$

$$\vec{j}_n^0 = \delta_n \vec{E} + q D_n \nabla n; \quad (3.38)$$

$$\vec{j}_p^0 = \delta_p \vec{E} - q D_p \nabla p; \quad (3.39)$$

$$\vec{E} = -\text{grad} \left[\frac{q}{\varepsilon} (p - n + N) \right], \quad (3.40)$$

де ε – електрична проникність напівпровідника; N – сумарна концентрація домішкових атомів.

При підстановці (3.36) і (3.38) у (3.34) отримаємо рівняння перенесення електронів у базовій області магнітотранзистора

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \nabla^2 n + \frac{1}{q} \nabla (\delta_n \vec{E}) - \nabla (\mu_n^* [\vec{j}_n \times \vec{B}]) - \frac{n - n_0}{\tau_n}. \quad (3.41)$$

Аналітичного розв'язку рівняння (3.41) не має, тому його можна розв'язати або численним методом, або ввести умови, які дозволяють отримати аналітичний розв'язок при дії слабких магнітних полів, коли $\mu_n^* B$ і $\mu_p^* B \leq 0,3$, вираз (3.41) можна розкласти у ряд по параметру слабого магнітного поля

$$\vec{j}_n(B) = [\vec{j}_n(0) + \mu_n^* [\vec{j}_n(B) \times \vec{j}_n(0)] + \mu_n^{*2} (B \cdot \vec{j}_n(0)) \vec{B}] \left[1 + (\mu_n^* B)^2 \right]^{-1}. \quad (3.42)$$

Рівняння (3.42) враховує дію сили Лоренца як на дрейф носіїв заряду, так і на їх дифузію. Дифузія відіграє важливу роль у випадку ефектів магнітоконцентрації або об'ємного заряду, які мають місце у магнітодіодах, де відбувається інжекція електронів і дірок. Якщо градієнтами концентрації знехтувати, як, наприклад, для n-платівок з омічними контактами, то рівняння (3.42) набуває вигляду

$$\vec{j}_n(B) = \delta_{nB} \left[\vec{E} + \mu_n^* (\vec{B} \times \vec{E}) + \mu_n^* (\vec{B} \vec{E}) \vec{B} \right], \quad (3.43)$$

де $\delta_{nB} = \delta_n \left[1 + (\mu_n^* B)^2 \right]^{-1}$.

Якщо вектор магнітної індукції B розташовано паралельно електричному полю, то $(\vec{B} \times \vec{E}) = 0$, звідки $\vec{j}_n(B) = \delta_n \vec{E} = \vec{j}_n(0)$, тобто в ізотропних напівпровідниках гальваноманітний ефект відсутній. Якщо вектор магнітної індукції \vec{B} перпендикулярний до електричного поля, то $(\vec{B} \cdot \vec{E}) = 0$, звідки

$$\vec{j}_n(B) = \delta_{nB} \left[\vec{E} + \mu_n^* (\vec{B} \times \vec{E}) \right]. \quad (3.44)$$

Рівняння (3.44) описує поперечні гальваноманітні ефекти у випадку, коли процесами дифузії можна знехтувати. Оскільки $\vec{B} = (0, 0, B)$, $\vec{E} = (E_x, E_y, 0)$ і $\vec{j}_n(B) = (j_{nx}, j_{ny}, 0)$, то рівняння (3.44) можна записати у вигляді

$$j_{nx} = \delta_{nB} \left[E_x - \mu_n^* B E_y \right]. \quad (3.45)$$

$$j_{ny} = \delta_{nB} \left[E_y - \mu_n^* B E_x \right]. \quad (3.46)$$

Рівняння (3.45) і (3.46) розглядають для двох граничних випадків. Перший випадок відповідає Холлівському полю, коли вважається, що струм протікає тільки в напрямку координати x , тобто $j_{ny} = 0$. Ця умова приблизно виконується у довгих зразків зі струмовими контактами, які розташовані на малих торцях. При цьому виникає Холлівське поле

$$E_y = -\mu_n^* B E_x = R_H j_{nx} B, \quad (3.47)$$

$$R_H = -\mu_n^* \delta_n, \quad (3.48)$$

де R_H – стала Холла.

Це приводить до повороту екіпотенціальних ліній на кут Холла ϕ_H , який відповідає співвідношенню

$$\operatorname{tg} \phi_H = E_y / E_x = -\mu_n^* B = \delta_n R_H B. \quad (3.49)$$

Другий випадок відповідає відхиленню носіїв заряду і виникненню магнітоопору. В цьому випадку Холлівське поле дорівнює нулю, тобто $E_y = 0$. Ця умова приблизно виконується у коротких зразках з великою поперечною площею, у яких струмові електроди розташовані на

великих торцях. Відхилення носіїв згідно з (3.45), (3.46) визначається виразом

$$-j_{ny} / j_{nx} = \mu_n^* B = \operatorname{tg} \phi_H. \quad (3.50)$$

Завдяки великій довжині дрейфу виникає магніторезистивний ефект, який описується рівнянням

$$\frac{\delta_{nB} - \delta_n}{\delta_n} = (\mu_n^* B)^2, \quad (3.51)$$

де δ_n – провідність зразка при $B = 0$; δ_{nB} – провідність при дії магнітного поля.

Рівняння (3.42) – (3.51) відповідають головним складовим розкладу по параметру слабого поля і зберігають відносну похибку порядку $(\mu_n^* B)^2$.

Рівняння (3.41) можна значно спростити, коли вважати, що транзистор працює у стаціонарних умовах ($dn/dt=0$), вектори електричного \bar{E} і магнітного поля \bar{B} взаємоперпендикулярні, причому магнітне поле є слабим $(\mu_n^* B)^2 \leq 0,1$, в базовій області існує низький рівень інжекції, коли концентрація інжекттованих носіїв заряду значно менша від концентрації основних, тоді можна записати

$$D_n \left[\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + 2d_x \frac{\partial n}{\partial x} - 2d_y \frac{\partial n}{\partial y} \right] - \frac{n - n_0}{\tau_n} = -\rho(x', y') \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(z - z'), \quad (3.52)$$

де D_n , τ_n – дифузійна довжина і час життя інжекттованих носіїв заряду; n_0 – рівноважна концентрація електронів у базі; $\delta(x - x')$ – дельта-функція Дірака; $\rho(x', y')$ – густина джерел заряду в області емітера.

Координати базової області і області емітера лежать у межах

$$\begin{aligned} 0 < x < l_x; 0 < y < l_y; 0 < z < l_z; \\ 0 < x' < l_x; 0 < y' < l_y; 0 < z' < l_z. \end{aligned}$$

Граничні умови рівняння перенесення (3.52) мають вигляд

$$n(x, y, l_z) = n(x, l_y, z) = n(x, 0, z) = n(l_x, y, z) = n(0, y, z) = n_0. \quad (3.53)$$

Величини d_x і d_y пов'язані із значеннями електричного поля E_x у базі магніточутливого транзистора таким співвідношеннями

$$d_x = \frac{qE_x}{2kT}, \quad d_y = ad_x, \quad (3.54)$$

де q – заряд електрона; k – стала Больцмана; T – температура; $a = \mu_n^* B$ – параметр анізотропії.

Розв'язок рівняння (3.52) можна отримати з використанням функції Гріна, проте це досить складна математичка задача, якщо врахувати дію змінної напруги на магнітотранзистор, яку можна обминути, використавши розв'язок рівняння перенесення для одновимірного випадку на змінному струмі, а дію магнітного поля врахувати через зміну ефективної товщини бази, при цьому похибка залежності інжекторних носіїв заряду від магнітного поля не перевищує 2% [1]. Таким чином, використавши розв'язок рівняння перенесення для одновимірного випадку на змінному струмі можна записати

$$n_1(x,t) = \left(\begin{array}{cc} \frac{W_0}{(1-(\mu_n^* B)^2/2)l_2} & \frac{W_0}{(1-(\mu_n^* B)^2/2)l_2} \\ e^{(1-(\mu_n^* B)^2/2)l_1} & -e^{(1-(\mu_n^* B)^2/2)l_2} \end{array} \right)^{\frac{x}{l_1}} + \left(\begin{array}{cc} \frac{W_0}{(1-(\mu_n^* B)^2/2)l_1} & \frac{W_0}{(1-(\mu_n^* B)^2/2)l_2} \\ e^{(1-(\mu_n^* B)^2/2)l_1} & -e^{(1-(\mu_n^* B)^2/2)l_2} \end{array} \right)^{\frac{x}{l_2}}, \quad (3.55)$$

де W_0 – товщина бази без дії магнітного поля.

Рівняння (3.55) дозволяє визначити повний опір базової області проте до повного опору базової області магнітотранзистора необхідно додати дифузійну і бар'єрну ємності, врахувати паразитні пасивні елементи корпусу і виводів, тому для отримання повного опору на електродах емітер-колектор біполярного магнітотранзистора необхідно використати нелінійну еквівалентну схему (рис. 3.8) з врахуванням залежності її складових елементів від дії магнітного поля.

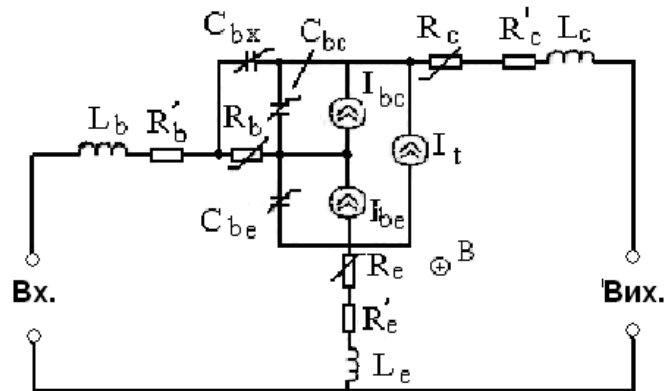


Рисунок 3.8 – Еквівалентна схема біполярного магнітотранзистора

Таким чином, з врахуванням (3.55) отримано аналітичну залежність повного опору на електродах емітер-колектор біполярного магнітотранзистора, яка описується формулою:

$$\begin{aligned}
 Z_{EK} = & \left[\dot{U}_2 \left(A_1 A_2 \left(A_4 - j \frac{1}{\omega C_{bc}(B)} \right) + \frac{A_1}{\omega^2 C_{bc}^2(B)} - A_3^2 \left(A_4 - j \frac{1}{\omega C_{bc}(B)} \right) + j \frac{2A_3 R_b(B)}{\omega C_{bc}(B)} - A_2 R_b^2(B) \right) \right] / \\
 & / \left[A_1 (\dot{U}_2 - I_{p1} A_5) \left(A_4 - j \frac{1}{\omega C_{bc}(B)} \right) + j \frac{A_1 \left(j \frac{I_{p1}}{\omega C_{bc}(B)} - A_4 I_{p2} \right)}{\omega C_{bc}(B)} + \right. \\
 & + j \frac{R_b(B) \left(U_1 - I_{p1} \left(\frac{I_{p1}}{j \omega C_{bc}(B)} - R_b(B) \right) \right)}{\omega C_{bc}(B)} - A_3 R_b(B) \left(j \frac{I_{p1}}{\omega C_{bc}(B)} - A_4 I_{p2} \right) - R_b^2(B) (\dot{U}_2 - I_{p1} A_5) - \\
 & \left. - \left(A_4 - j \frac{1}{\omega C_{bc}(B)} \right) A_3 \left(U_1 - I_{p1} \left(R_b(B) - j \frac{1}{\omega C_{bc}(B)} \right) \right) \right]
 \end{aligned} \tag{3.56}$$

$$\text{де } A_1 = Z_{R_1} + R'_b + j\omega L_b + R_b(B) - j \frac{1}{\omega C_{bc}(B)} + R'_e + j\omega L_e + R_e(B);$$

$$A_2 = R'_c + j\omega L_c + R_c(B) - j \frac{1}{\omega C_{bc}(B)} - j \frac{1}{\omega C_{be}(B)} + R'_e + j\omega L_e + R_e(B);$$

$$I_{p1} = I_{be2}(B) + I_{be1}(B) / \beta_F(B) + (I_{be1}(B) - I_{bc1}(B)) / Q_b - I_{bc2}(B) - I_{bc1}(B) / \beta_R(B);$$

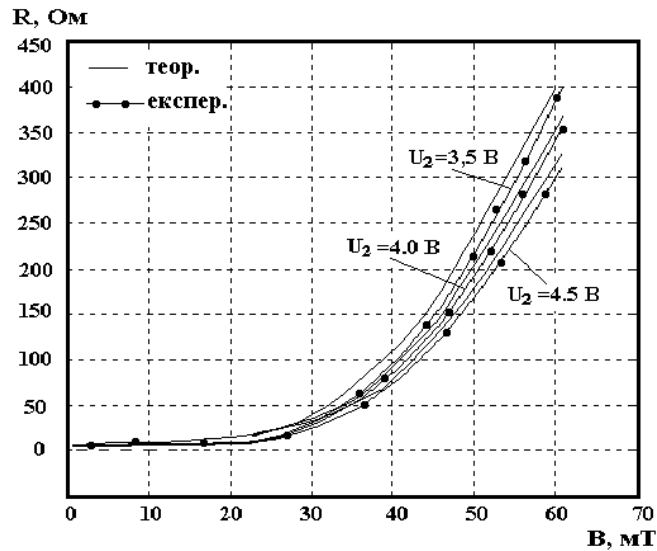
$$I_{p2} = I_{bc2}(B) + I_{bc1}(B) / \beta_R(B) - (I_{be1}(B) - I_{bc1}(B)) / Q_b - I_{be1}(B) / \beta_F(B) - I_{be1}(B);$$

$$A_3 = R'_e + j\omega L_b + R_b(B) - j \frac{1}{\omega C_{bc}(B)}; \quad A_4 = R_b(B) - j \frac{1}{\omega C_{bc}(B)};$$

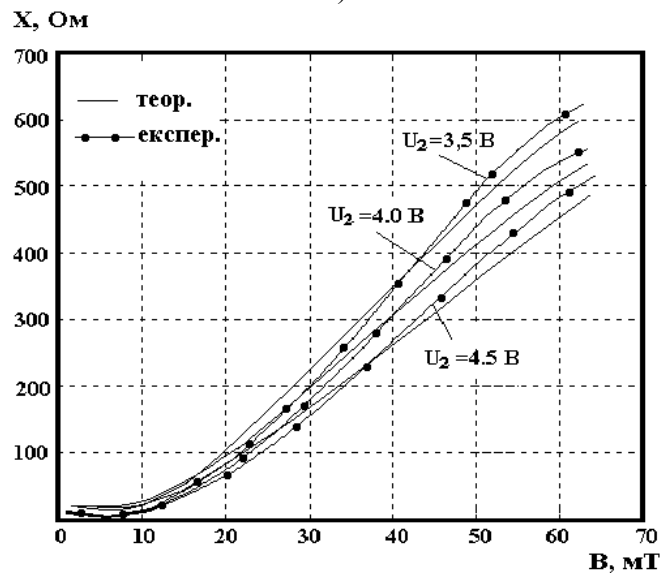
$$A_5 = -j \frac{1}{\omega C_{bc}(B)} - j \frac{1}{\omega C_{be}(B)};$$

\dot{U}_1 – напруга база-емітер; \dot{U}_2 – напруга колектор-емітер.

На основі виразу (3.56) розраховані активна і реактивна складові повного опору (рис. 3.9 а, б) від магнітної індукції. Абсолютна чутливість реактивної складової від магнітної індукції складає 12,5 Ом/мТл, що підтверджує перспективу використання магнітореактивних ефектів в біполярних транзисторах для розробки мікроелектронних радіовимірювальних магнітних перетворювачів.



а)



б)

Рисунок 3.9 – Залежність активної (а) та реактивної (б) складових повного опору біполярного магнітотранзистора від магнітної індукції

3.4 Розподіл концентрації інжектованих носіїв заряду в базовій області при дії магнітного поля в біполярних магніточутливих структурах

Сенсори магнітного поля на основі біполярних транзисторів знаходять широке застосування в автоматизації і контролі технологічних процесів, моніторингу навколишнього середовища, контролі параметрів ядерного синтезу, космічній техніці, наукових дослідженнях, медицині, транспорті тощо. В експериментальному плані параметри таких сенсорів добре досліджені, хоча в теоретичному плані не всі залежності параметрів біполярних магніточутливих структур розраховані і досліджені [7, 82]. Найбільший інтерес представляє залежність розподілу

концентрації інжекттованих носіїв заряду в базовій області біполярного магніточутливого транзистора від магнітного поля. На основі цієї залежності розраховуються основні параметри сенсора магнітного поля.

Найбільше практичне поширення отримали горизонтальні магнітотранзистори, в яких колектори розташовані на певній відстані від емітера на одній поверхні пластини (рис. 3.10) [82]. В таких транзисторах магніточутливі властивості обумовлені двома ефектами: зміною ефективної довжини бази і відхиленням інжекттованих носіїв від колектора або до нього. При відсутності магнітного поля інжекттовані носії заряду рухаються від емітера до колектора під дією електричного поля. За проміжок часу $t = l / \mu E$ вони попадають в шар об'ємного заряду колектора, при цьому вони одночасно дифундують в об'єм бази на відстань

$$h = \sqrt{\frac{kT}{qE}} l, \quad (3.57)$$

де l – відстань між емітером і колектором; k – стала Больцмана; T – температура; E – напруженість електричного поля у базі транзистора; q – заряд електрона. Довжина шляху носіїв заряду, які вийшли з точки $x = 0$, буде дорівнювати $W_0 = \sqrt{l^2 + h^2}$.

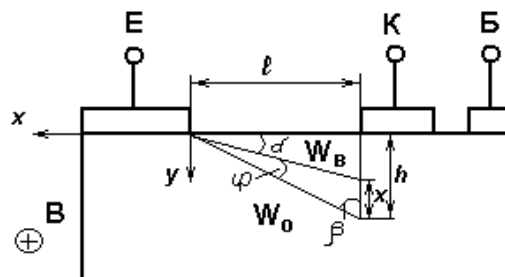


Рисунок 3.10 – Структура одноколекторного магніточутливого транзистора [82]

У магнітному полі полярності $\oplus B$ носії заряду відхиляються до верхньої грані і їх шлях скорочується до значення W_B . Розрахуємо величину W_B , виходячи з рис. 3.10. При цьому вважаємо, що носії заряду рухаються по прямих траєкторіях. Виходячи з рис. 3.10, можна записати

$$\sin(\alpha + \varphi) = \frac{h}{W_0}, \quad (3.58)$$

$$\sin \alpha = \frac{h - x}{W_B}, \quad (3.59)$$

$$\cos \alpha = \frac{l}{W_B}, \quad (3.60)$$

З другого боку [3]

$$\sin(\alpha + \varphi) = \sin \alpha \cos \varphi + \cos \alpha \sin \varphi. \quad (3.61)$$

Підставляючи (3.59) і (3.60) у вираз (3.61), отримаємо

$$\frac{h}{W_0} = \frac{h-x}{W_B} \cos \varphi + \frac{l}{W_B} \sin \varphi, \quad (3.62)$$

звідки

$$h-x = \frac{hW_B}{W_0 \cos \varphi} - l \tan \varphi. \quad (3.63)$$

З теореми синусів [82] визначаємо

$$\frac{x}{\sin \varphi} = \frac{W_B}{\sin \beta}, \quad (3.64)$$

де $\sin \beta = l / W_0$. Таким чином, з (3.64) можна визначити

$$x = \frac{W_B W_0 \sin \varphi}{l}. \quad (3.65)$$

Підставляючи (3.65) у (3.63), визначимо залежність ефективної товщини бази W_B через W_0 при дії магнітного поля. Кут Холла дорівнює $\varphi = \mu B$, при слабких магнітних полях $\mu B \ll 1$, тому $\sin \varphi \approx 0$. Отже,

$$W_B = W_0 \left(1 + \frac{l}{h} \tan \varphi \right) \cos \varphi. \quad (3.66)$$

З врахуванням дії слабких магнітних полів формула (3.66) набуває кінцевого вигляду

$$W_B = W_0 \cos \varphi. \quad (3.67)$$

При розкладі у ряд $\cos \varphi$ та збереженні перших двох членів розкладу отримаємо

$$\cos \varphi = 1 - \frac{1}{2} \varphi^2 = 1 - \frac{1}{2} (\mu B)^2. \quad (3.68)$$

При підстановці (3.68) у формулу (3.67) визначимо залежність зміни ефективної довжини бази W_B від дії магнітного поля

$$W_B = W_0 \left[1 - \frac{1}{2} (\mu B)^2 \right], \quad (3.69)$$

Тепер переходимо до визначення залежності струмів біполярного магніточутливого транзистора від дії магнітного поля. Розглядаємо одновимірний випадок та стаціонарний режим роботи. Для цього потрібно знайти розподіл концентрації інжектованих носіїв заряду при дії магнітного поля з розв'язку рівняння перенесення [151]

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_n}{L_p^2} = 0, \quad (3.70)$$

де D_p – коефіцієнт дифузії інжектованих дірок в базу; L_p – дифузійна довжина носіїв заряду; p – концентрація інжектованих дірок у базу; p_n – рівноважна концентрація дірок у базі. Вважаємо, що носії заряду рухаються у базі дифузійним шляхом, тоді граничні умови матимуть вигляд

$$p(0) = p_n \left(e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right), \quad (3.71)$$

$$p(W_B) = p_n \left(e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right), \quad (3.72)$$

Розв'язок рівняння (3.70) набуває вигляд

$$p(x) = A_1 e^{K_1 x} + A_2 e^{K_2 x}, \quad (3.73)$$

де K_1 і K_2 корені квадратного рівняння

$$K^2 - \frac{1}{L_p^2} = 0, \quad (3.74)$$

Тоді
$$K_1 = \frac{1}{L_p}, \quad K_2 = -\frac{1}{L_p}. \quad (3.75)$$

Коефіцієнти A_1 і A_2 знаходяться з граничних умов (3.71) і (3.72) при підстановці замість x величин 0 і W_B . Таким чином, можна записати

$$A_1 = \frac{p(W_B) - p(0)e^{-\frac{W_B}{L_p}}}{2sh\left(\frac{W_B}{L_p}\right)}, \quad A_2 = -\frac{p(W_B) - p(0)e^{-\frac{W_B}{L_p}}}{2sh\left(\frac{W_B}{L_p}\right)}, \quad (3.76)$$

З врахуванням (3.76) розв'язок рівняння перенесення (3.70) матиме вигляд [151]

$$p(x, B) - p_n = \frac{p(W_B) - p(0)e^{-\frac{W_B}{L_p}}}{2sh\left(\frac{W_B}{L_p}\right)} e^{-\frac{x}{L_p}} - \frac{p(W_B) - p(0)e^{-\frac{W_B}{L_p}}}{2sh\left(\frac{W_B}{L_p}\right)} e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (3.77)$$

Підставимо замість W_B його значення (3.69) у формулу (3.77), тоді

$$p(x, B) - p_n = \frac{\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p} p(W_B) - p(0)e^{-\frac{x}{L_p}}}{2sh\left(\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}\right)} e^{-\frac{x}{L_p}} - \frac{\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p} p(W_B) - p(0)e^{-\frac{x}{L_p}}}{2sh\left(\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}\right)} e^{-\frac{x}{L_p}}, \quad (3.78)$$

де μ_p – рухливість дірок; B – магнітна індукція.

З формули (3.78) знаходимо струми емітера і колектора за виразами

$$I_E = -S_E q D_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0}; \quad (3.79)$$

$$I_K = -S_K q D_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=W_B}, \quad (3.80)$$

де S_E, S_K – площа поперечного перерізу області емітера та колектора. Електронні складові струмів емітера і колектора не враховуємо, оскільки вони відіграють роль тільки для встановлення електричної нейтральності у транзисторі, головну роль відіграє дірковий струм в транзисторі типу р-п-р. Провівши диференціювання і підставивши отримані результати у (3.79) і (3.80) отримаємо значення струмів емітера і колектора від дії магнітного поля

$$I_E = \frac{S_E q D_p p_n}{L_p} \operatorname{cth} \left(\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p} \right) \left[\left(e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) - \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}} \left(e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) \right], \quad (3.81)$$

$$I_K = \frac{S_K q D_p p_n}{L_p} \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}} \left[\left(e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) - \operatorname{cth} \frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p} \left(e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) \right], \quad (3.82)$$

Якщо в базовій області магнітотранзистора відбувається дрейфовий рух носіїв заряду, то струми емітера і колектора описуються виразами

$$I_E = S_E q \mu_p p(x) \Big|_{x=0} E, \quad (3.83)$$

$$I_K = S_K q \mu_p p(x) \Big|_{x=W_B} E, \quad (3.84)$$

де E – напруженість електричного поля в базовій області.

При підстановці виразу (3.78) у формули (3.83) і (3.84) визначимо струми емітера і колектора

$$I_E = S_E q \mu_p p_n \left[\frac{\left(e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) - \left(e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}}}{2 \operatorname{sh} \frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}} - \frac{\left(e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) - \left(e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) e^{\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}}}{2 \operatorname{sh} \frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}} \right] E \quad (3.85)$$

$$I_K = S_K q \mu_p p_n \left[\frac{\left(e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) - \left(e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}}}{2sh \frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}} e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}} - \frac{\left(e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) - \left(e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}}}{2sh \frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}} e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}} \right] E. \quad (3.86)$$

Аналіз формул (3.81), (3.82) і (3.85), (3.86) показує, що при дрейфовому механізмі руху носіїв заряду в базі магніточутливого біполярного транзистора залежність струмів емітера і колектора від дії магнітного поля є значно сильнішою в порівнянні з дифузійним механізмом руху.

3.5 Магнітореактивний ефект у польових транзисторах

Ідея застосування структури метал–діелектрик–напівпровідник (МДН) як інтегрального сенсора магнітного поля була запропонована давно – ще в 1966 р. [71]. Поверхневий інверсійний шар, чи канал, може з успіхом слугувати дуже тонким холлівським елементом. Такий елемент технологічно і електрично сумісний з польовим МДН транзистором. У цих приладах використовується ефект Холла чи відхилення носіїв в інверсійному шарі.

Сенсор Холла на основі МДН структури являє собою польовий МДН транзистор зі звичайними областями витоку (S), стоку (D) і каналом (Ch), поверх якого розташований затвор (G), але, крім того, він має дві області холлівських контактів (H), що одержують шляхом дифузії одночасно з областями витоку і стоку (рис. 3.11) [76]. Ширина і довжина каналу позначена відповідно через W і L . Положення холлівських контактів описується їхньою відстанню від витоку у .

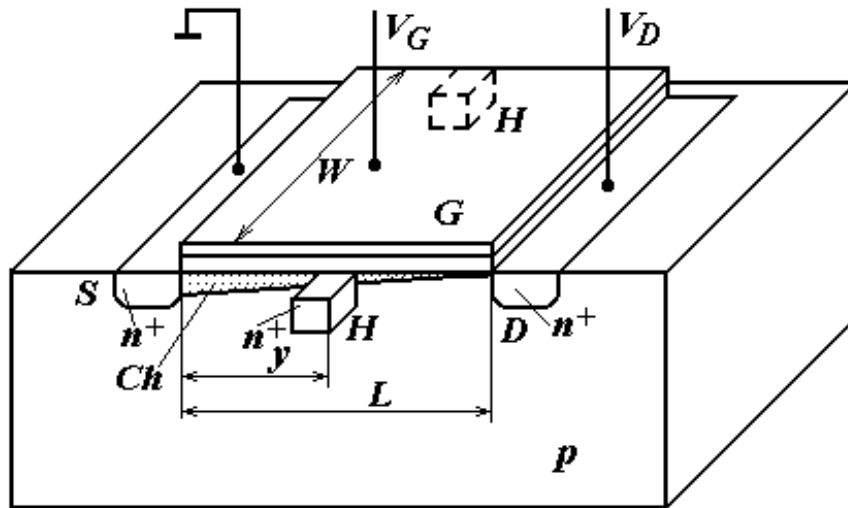


Рисунок 3.11 – МДН сенсор Холла. Канальна область (*Ch*) використовується як дуже тонкий елемент Холла: *S* – витік; *G* – затвор; *D* – стік, структура доповнена двома холлівськими контактами (*H*) [76]

Розглянемо спочатку сенсор Холла на основі n-канального МДН транзистора, що працює в лінійній області характеристик цього транзистора, де виконується умова $V_G - V_T \gg V_D$, де V_G – напруга на затворі, V_D – напруга стік-витік, V_T – порогова напруга. У цьому випадку щільність заряду в каналі $Q_{Ch} = C_{ox}(V_G - V_T)$ приблизно постійна по довжині каналу (C_{ox} – ємність підзатворного окисла на одиницю площі). За таких умов магніточутливий МДН транзистор еквівалентний об'ємному сенсору Холла, причому величина Q_{Ch} має той же зміст, що і поверхнева щільність заряду qnt в об'ємному сенсорі [76].

В об'ємному сенсорі можна керувати щільністю заряду за допомогою ефекту поля p-n переходу, а в магніточутливому МДН транзисторі – за допомогою ефекту поля МДН структури. Для відносної чутливості по струму «лінійного» МДН сенсора Холла можна записати вираз [77]

$$S_{RI} = r_n G / Q_{ch} = r_n G / C_{ox} (V_G - V_T), \quad (3.87)$$

де G – поправочний коефіцієнт на геометрію приладу і відноситься до об'ємних сенсорів Холла. Шляхом відповідного вибору параметрів приладу (C_{ox} і V_T) і робочих умов (V_G) можна отримати дуже малі значення Q_{Ch} і відповідно дуже великі значення S_{RI} . Це і є «дуже тонкий елемент Холла», про який говорилося вище. Однак робота в лінійному режимі означає малу напругу і струм стоку, так що холлівсь-

ка напруга виявляється незначною. Таким чином, МДН-сенсор Холла повинен працювати при підвищеній напрузі, тобто в тріодному режимі (трохи нижче напруги відсічки) чи навіть в області насичення. При цьому виникає наступний додатковий ефект: коли $V_D \leq V_{sat}$ ($V_{sat} \approx V_G - V_T$ – стокова напруга насичення), товщина каналу виявляється набагато меншою, а його опір набагато більший поблизу стоку, ніж поблизу витoku. У результаті шунтуючі ефекти в стоці виявляються набагато сильнішими, ніж поблизу витoku. Більш того, з цієї ж причини збільшення відношення y/L приводить до росту холлівської напруги. Усе це враховується в співвідношенні [77]

$$V_H = GW \mu_n^* B I_D / \beta L \left[(V_G - V_T)^2 - 2y I_D / \beta L \right]^{1/2}, \quad (3.88)$$

де $\beta = \mu_n C_{ox} W / L$, I_D – струм стоку, зумовлений виразом

$$I_D = \beta \left[(V_G - V_T) V_D - V_D^2 / 2 \right]. \quad (3.89)$$

Таким чином, оптимальне розташування холлівських контактів y_{opt} вже не визначається умовою $y = L/2$, як у випадку об'ємних елементів в лінійних КМДН сенсорів, а ці контакти повинні міститися ближче до області стоку, тобто $L/2 < y_{opt} < L$. Більше того, відношення y_{opt}/L росте з ростом V_D до тих пір, поки не буде досягнуте насичення, коли $V_D = V_{sat}$. З іншого боку, у міру того, як y наближається до L , росте залишкова напруга, зумовлена похибками сполучення. Тому на практиці оптимальне положення холлівських контактів вибирається з умови $0,7 \leq y_{opt}/L \leq 0,8$ [68]. Крім того, оптимальна величина відношення ширини до довжини для МДН сенсорів Холла виявляється меншим, ніж для відповідних об'ємних сенсорів: $(W/L)_{opt} = 1,2$ [77].

Відносна чутливість по напрузі для МДН-сенсорів Холла визначається виразом

$$S_{RV} = \mu_n^* GW / L. \quad (3.90)$$

Таким чином, тонка область каналу замість об'ємного елемента не дає ніякого виграшу за цим параметром і, навіть навпаки, приводить до зменшення S_{RV} , оскільки $\mu_{Ch}^* \leq \mu_{OBM}^* / 2$. Якщо $V_D > V_{sat}$, величина S_{RV} виявляється ще меншою, тому що частина прикладеної напруги $V_D - V_{sat}$ падає на збідненій області стоку, а холлівська напруга залишається на рівні $V_D = V_{sat}$ [69]. Крім того, через поверхневу рекомбіна-

цію зростає шум типу $1/f$. Для зручності для МДН-сенсорів Холла вибирається $V_G = V_D$. При такому зсуві прилади зі збагаченням працюють у режимі неглибокого насичення, а прилади із збідненням – у тріодному режимі, але близько до насичення [69].

У роботі [78] проведено вимірювання на n-канальному МДН сенсорі Холла, показано інваріантність холлівської напруги щодо геометрії затвора. Сенсор Холла з n-каналом з розмірами $L = W$ і $y/L = 0,8$ мкм мав відносну чутливість за напругою $0,035/\text{Тл}$ і відносну чутливість по струму $10^3 \text{ В/А} \cdot \text{Тл}$ при еквівалентній залишковій індукції 20 мТл і температурному коефіцієнті $0,2 \text{ мТл/К}$.

МДН сенсор Холла, що розробили Хірата і Судзукі [75], є частиною кремнієвої ІС для безконтактного перемикача клавішної панелі. Цей n-канальний сенсор зі збідненням і розташований на тому ж кристалі підсилювач виконані за технологією ДМДН ІС із кремнієвими затворами. Залишкову напругу, обумовлену п'єзоопором, вдалося зменшити за допомогою відпалювання (після напайки кристала). Залишкова напруга, внесена взаємним зсувом холлівських електродів, виявляється досить малою завдяки вибору порівняно великих розмірів елемента. В роботі [75] були досліджені прилади з різними, довжинами каналу L (100 і 600 мкм) і коефіцієнтом форми W/L ($0,5$; 1 і 2) і з різним відносним положенням холлівських контактів y/L ($0,5 \dots 0,9$). Встановлено такі оптимальні розміри і робочі умови сенсора: $L = 600$ мкм, $W/L = 1,2$, $y/L = 0,7$, напруга затвора $V_G = 5 \text{ В}$, напруга стоку $V_D = 5 \text{ В}$ і результуючий струм стоку $I_D = 0,5 \text{ мА}$. У оптимального сенсора чутливість виявилася рівною $640 \text{ В/А} \cdot \text{Тл}$ або $0,064/\text{Тл}$ і температурний коефіцієнт – $0,4 \% / \text{К}$. Середнє значення еквівалентної залишкової індукції складало 14 мТл . Лінійність була високою при $V < 0,1 \text{ Тл}$.

Нова конструкція магніточутливих польових транзисторів, запропонована Поповичем [76], дозволяє виключити ефекти короткого замикання при будь-яких значеннях коефіцієнта форми W/L . Це досягається за рахунок того, що звичайні (високопровідні) області витоків і стоку замінюються так званими розподіленими джерелами струму, які інjektують струм безпосередньо в холлівський елемент малої довжини, при цьому забезпечується рівномірний розподіл струму по ширині елемента. Оскільки джерела струму мають дуже високий вихідний опір, елемент Холла поводить ся начебто його довжина нескінченно велика, навіть при $W/L \gg 1$. Проте фактична довжина каналу L достатньо мала, так що можна створити сильні електричні поля при звичайних напругах живлення. Сенсор такого типу з $W/L = 10$, $L = 10$ мкм був виготовлений методами стандартної техноло-

гії КМДН ІС з подвійним шаром полікремнію [76]. Розподілені джерела струму були реалізовані у вигляді одного двозатворного n-МДН транзистора (який замінив звичайну область витоку) і матриці р-каналних джерел струму (які замінили область стоку). При напрузі живлення 5 В були отримані $S_A = 0,7$ В/Тл, $S_{RI} = 4 \cdot 10^3$ В/А·Тл і $S_{RV} = 0,14$ /Тл. Відповідно до розрахунку, фізична межа абсолютної чутливості $S_{Amax} \approx Wv_{d,sat}$, де $v_{d,sat}$ – дрейфова швидкість насичення. При $v_{d,sat} \approx 10^5$ м/с і $W = 100$ мкм одержимо граничне значення чутливості 10 В/Тл. Фізична межа не залежить від холлівської рухливості. Отже, він мало залежить від типу матеріалу, оскільки всі матеріали, використовувані в технології ІС, мають швидкість насичення носіїв приблизно одного порядку.

Багатостокові магніточутливі МДН транзистори являють собою МДН польовий транзистор із двома-трьома розташованими поруч стоковими областями ($D1$, $D2$ на рис. 3.12), між якими розподіляється струм стоку. Магнітне поле, перпендикулярне поверхні кристала, викликає відхилення ліній струму в області каналу, як показують результати чисельного моделювання, представлені на рис. 3.13 [78].

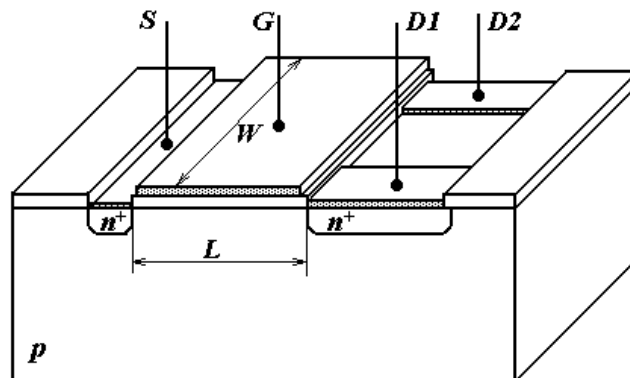


Рисунок 3.12 – Двостоківий магніточутливий польовий транзистор. Магнітне поле, вектор якого спрямований перпендикулярно до поверхні кристала, створює розбаланс струмів стоків $D1$ і $D2$ (S – витік; G – затвор; D – стік) [78]

Відхилення ліній струму в магнітному полі є один з основних гальваномагнітних ефектів. В остаточному підсумку воно створює асиметрію в розподілі струмів стокових елементів, що є мірою напруженості магнітного поля. Відносна чутливість багатостокових магнітних сенсорів при малих значеннях магнітної індукції визначається виразом [78]

$$S_R = \left| I_D^{-1} \frac{\partial(I_{D1} - I_{D2})}{\partial B} \right|_{B=0}, [1/\text{Тл}] \quad (3.91)$$

тобто як похідна відносного розбалансу струмів по магнітній індукції, узята при нульовій індукції. Через низьку холлівську рухливість носіїв в області каналу чутливість S_R виявляється досить низькою. Проте можна одержати високі значення абсолютної чутливості, якщо транзистор працює в режимі насичення з підключеними до стокових елементів високоомних резисторів навантаження. У цьому випадку корисний сигнал представляє різницю напруг між двома стоками.

Під дією сили Лоренца лінії струму (що закінчуються біля нижнього контакту витоку і біля двох верхніх стокових контактів) відхиляються убік лівого стоку, що приводить до збільшення струму лівого стоку за рахунок правого

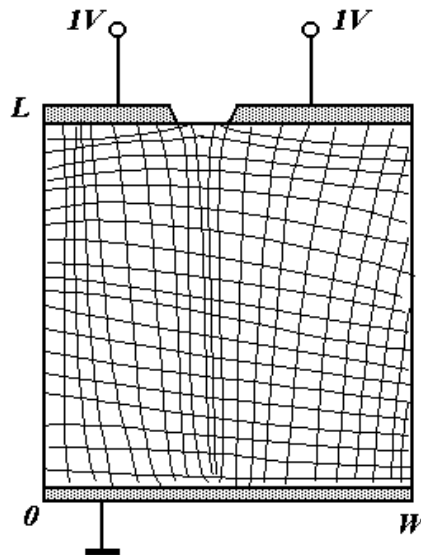


Рисунок 3.13 – Результати чисельного моделювання двостокового магніточутливого польового транзистора [77]

За допомогою КМДН технології можна легко одержувати пари комплементарних двостокових магніточутливих польових транзисторів [81]. Така пара складається з n-канального приладу з двома стоками і відповідного р-канального приладу. Вона входить до складу інтегральної схеми, що нагадує відомий диференціальний КМДН підсилювач. У цій схемі досягається підвищення чутливості двостокового приладу і стабілізація його роботи. Отримано значення чутливості $S_A = 1,2 \text{ В/Тл}$ і $S_{RI} = 1,2 \cdot 10^4 \text{ В/А} \cdot \text{Тл}$ при напрузі живлення 10 В і струмі 100 мкА [81].

Магніточутливий польовий транзистора із потрійним стоком містить три окремі стокові області D1, D2, і D3. В роботі [78] показано, що тристокова структура повинна мати більшу відносну чутливість, ніж двостокова. У тристоковій структурі з $L = W = 100$ мкм розбаланс струмів між двома крайніми стоковими елементами виявляється на 50 % вищим, ніж у відповідної двостокової структурі.

Перейдемо до розгляду магнітореактивного ефекту в польових транзисторах. Польові транзистори використовуються в якості магніточутливих елементів, тому що опір каналу зростає при дії магнітного поля [79, 83]. З другого боку, польовий транзистор можна використовувати в якості датчика Холла, тому що холлівська різниця потенціалів залежать від індукції магнітного поля

$$U_H = IBR_H / d, \quad (3.92)$$

де I – струм каналу; d – товщина каналу.

Аналіз (3.92) показує, що U_H зростає при зменшенні товщини каналу d . Проте на цьому шляху існують обмеження, які пов'язані з тим, що при малих значеннях d зростає розсіювання носіїв заряду на поверхні, що знижує рухливість. Ці обмеження можна зменшити при використанні польового ефекту для зменшення товщини каналу. При розташуванні польового транзистора в поперечному магнітному полі в його каналі виникає холлівське електричне поле. Польовий магніто-транзистор відрізняється від звичайного тим, що в його каналі розташовані додаткові бокові омічні контакти для зняття напруги Холла. При роботі в режимі збіднення каналу його товщина має мінімальні розміри поблизу стоку. Згідно з (3.92) напруга Холла має максимальну величину у тому місці, де d набуває мінімальні значення. Цей факт говорить про те, що холлівські контакти необхідно розташовувати біля стоку. При зростанні напруги на затворі зменшується d , що приводить до зростання U_H . Одночасно із зменшенням d відбувається віддалення каналу від поверхні, що зменшує її вплив на розсіювання носіїв заряду. Ці міркування відносяться також до магніточутливих польових транзисторів з керуючим р-n переходом.

При дії магнітного поля на канал польового транзистора (рис. 3.14) виникає магніторезистивний ефект, який приводить до залежності струму каналу від магнітної індукції.

Під час дії поперечного магнітного поля на канал транзистора з вектором магнітної індукції $\oplus B$ електрони на шляху до стоку будуть відхилятися до підзатворного діелектрика, а при дії вектора магнітної індукції в зворотному напрямку – вглиб об'єму напівпровідникової підкладки. Згідно з рис. 3.14, можна записати

$$I_C = A\sigma E_x, \quad (3.93)$$

де A – площа каналу; σ – електропровідність каналу; E_x – напруженість електричного поля в каналі транзистора; I_c – струм через канал.

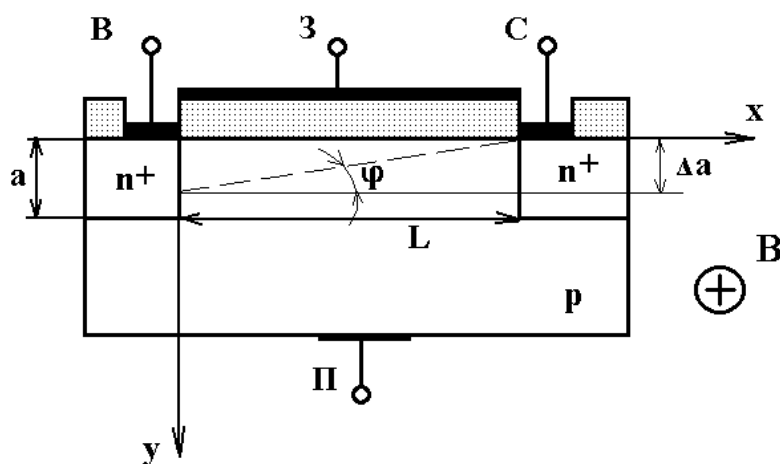


Рисунок 3.14 – Структура магніточутливого МДН-транзистора

Якщо на канал польового транзистора діє поперечне магнітне поле, то струм через канал описується формулою

$$I_{DS} = AE_x \cdot \sigma', \quad (3.94)$$

де σ' – електропровідність каналу під час дії магнітного поля.

Відносна зміна електропровідності каналу польового транзистора при дії магнітного поля має вигляд

$$\frac{\sigma - \sigma'}{\sigma} = \frac{\mu_n^2 B^2}{2}, \quad (3.95)$$

тоді з врахуванням (3.93), (3.94) і (3.95) можна записати

$$I_{DS} - I'_{DS} = I_{DS} \cdot \left(\frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right), \quad (3.96)$$

Звідки

$$I'_{DS} = I_{DS} \cdot \left(1 - \frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right). \quad (3.97)$$

Струм стоку польового транзистора у лінійній області визначається рівнянням [150]

$$I_{DS} = \frac{Z\mu_n C_0}{L} \cdot \left[(U_G - U_0)U_{DS} - \frac{1}{2}U_{DS}^2 \right] \cdot \left(1 - \frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right), \quad (3.98)$$

де Z – ширина каналу; L – довжина каналу; μ_n – рухливість електронів у каналі; C_0 – ємність підзатворного діелектрика на одиницю площі; U_G – напруга на затворі відносно витоків; U_{DS} – напруга на стоці відносно витоків; U_0 – порогова напруга.

З врахуванням дії магнітного поля, згідно з (3.97), струм стоку можна записати у вигляді

$$I'_{DS} = \frac{Z\mu_0 \cdot C_0}{L} \cdot \left[(U_G - U_0) \cdot U_{DS} - \frac{1}{2}U_{DS}^2 \right] \cdot \left(1 - \frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right). \quad (3.99)$$

В області насичення струм стоку з врахуванням (3.97) описується формулою

$$I'_{DS_{HAC}} = \frac{Z\mu_n \cdot C_0}{2L} \cdot (U_G - U_0)^2 \cdot \left(1 - \frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right). \quad (3.100)$$

При використанні польового транзистора в якості елемента Холла розподіл потенціалу в каналі і визначення холлівської напруги можна отримати на основі розв'язку рівняння Пуассона. Це дає можливість оптимізувати розташування контактів, з яких знімається напруга Холла. Таким чином, для отримання аналітичної залежності реактивної і активної складових від магнітної індукції необхідно з врахуванням (3.98) і (3.100) визначити повний опір на електродах витік-стік польового магнітотранзистора. Для цього використаємо нелінійну еквівалентну схему польового транзистора рис. 3.15.

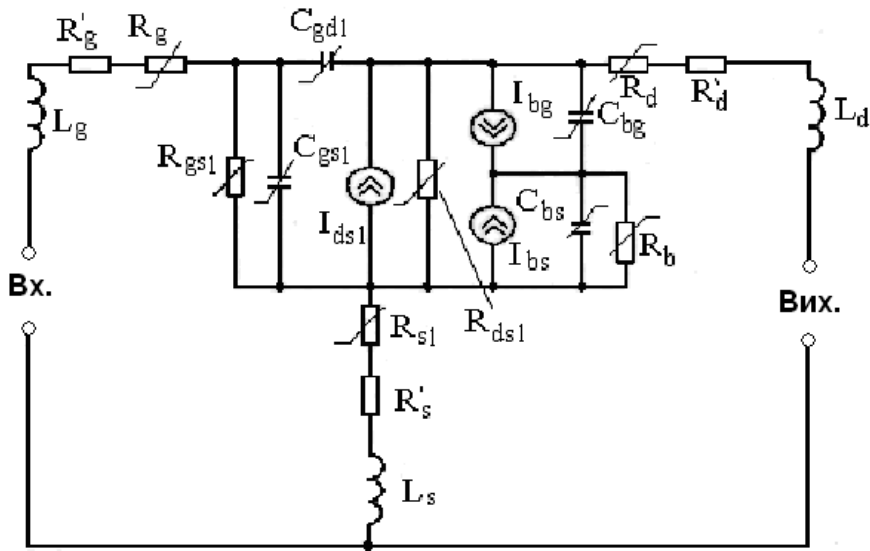


Рисунок 3.15 – Еквівалентна схема магнітотранзистора

З врахуванням дії магнітного поля визначається повний опір, з перетвореною для зручності розрахунків еквівалентної схеми – рис. 3.16, в якій

$$Z_1 = \frac{R_{gs}(B)}{1 + \omega^2 R_{gs}^2(B) C_{gs}^2(B)} - j \frac{\omega R_{gs}^2(B) C_{gs}(B)}{1 + \omega^2 R_{gs}^2(B) C_{gs}^2(B)}, \quad Z_2 = -j / (\omega C_{gd}), \quad Z_3 = R_{ds},$$

$$Z_4 = -j / (\omega C_{bd}); \quad Z_5 = \frac{R_b(B)}{1 + \omega^2 R_b^2(B) C_{bs}^2(B)} - j \frac{\omega R_b^2(B) C_{bs}(B)}{1 + \omega^2 R_b^2(B) C_{bs}^2(B)}; \quad Z_6 = R_s + R'_s + j\omega L_s;$$

$$Z_7 = R_d + R'_d + j\omega L_d; \quad Z_8 = R_g + R'_g + j\omega L_g.$$

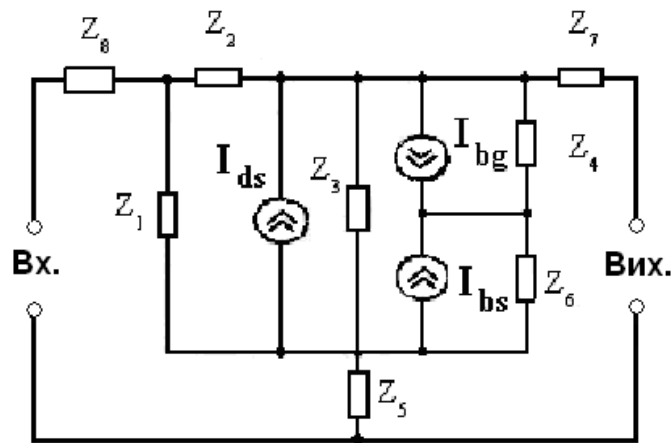


Рисунок 3.16 – Перетворена еквівалентна схема магнітотранзистора

Тоді повний опір описується виразом

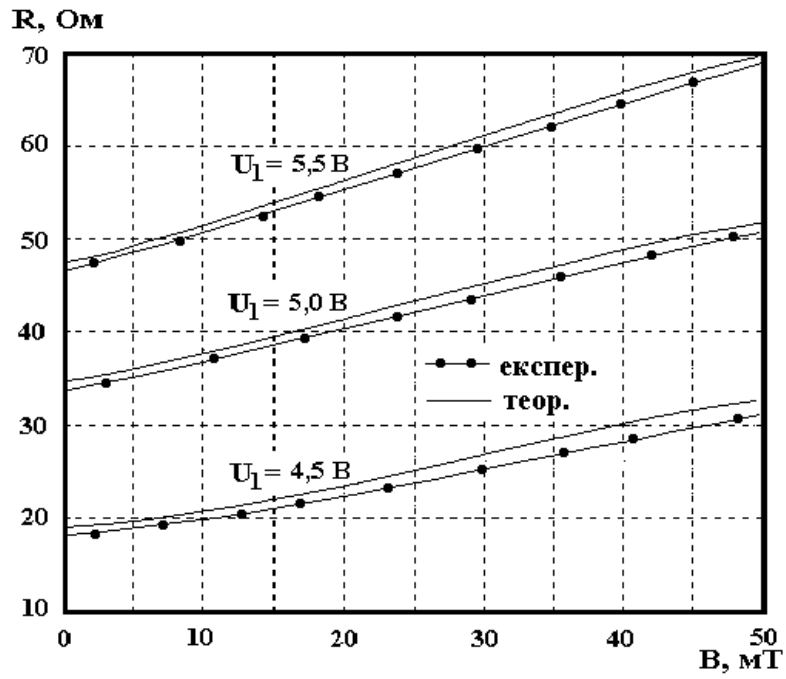
$$\begin{aligned}
Z = & -\dot{U}_1 \left[R_{ds}^2(B) A_1 A_2 + Z_1^2 A_2 \left(R_{ds}(B) - j \frac{1}{\omega C_{bg}(B)} + Z_5 \right) - 2R_{ds}(B) Z_1 A_3 \left(\frac{j}{\omega C_{bg}(B)} - Z_5 \right) - \right. \\
& - A_1 A_2 \left(R_{ds}(B) - j \frac{1}{\omega C_{bg}(B)} + Z_5 \right) A_4 + A_3^2 A_4 \left(R_{ds}(B) - j \frac{1}{\omega C_{bg}(B)} + Z_5 \right) - R_{ds}^2(B) A_3^2 + \\
& A_1 A_4 \left(\frac{j}{\omega C_{bg}(B)} - Z_5 \right)^2 - Z_1^2 \left(\frac{j}{\omega C_{bg}(B)} - Z_5 \right)^2 \left. \right] / \left[Z_1^2 (\dot{U}_1 + y_1 - y_2) \left(\frac{j}{\omega C_{bg}(B)} - Z_5 \right) - \right. \\
& - Z_1^2 A_2 (-y_4 - y_1 + y_2) - Z_1 A_3 \left(\frac{j}{\omega C_{bg}(B)} - Z_5 \right) (y_5 + y_2 + y_4) + A_1 A_2 A_4 (-y_4 - y_1 + y_2) - \\
& - R_{ds}(B) A_3^2 (y_5 + y_2 + y_4) - A_2 R_{ds}(B) Z_1 (U_2 - y_3) - A_3^2 (-y_4 - y_1 + y_2) A_4 + A_2 R_{ds}(B) A_1 \cdot \\
& \cdot (y_5 + y_2 + y_4) + (U_1 + y_1 - y_2) R_{ds}(B) Z_1 A_3 + A_3 \left(\frac{j}{\omega C_{bg}(B)} - Z_5 \right) A_4 (U_2 - y_3) - \\
& \left. - (\dot{U}_1 + y_1 - y_2) A_1 A_4 \left(\frac{j}{\omega C_{bg}(B)} - Z_5 \right) \right], \tag{3.101}
\end{aligned}$$

де

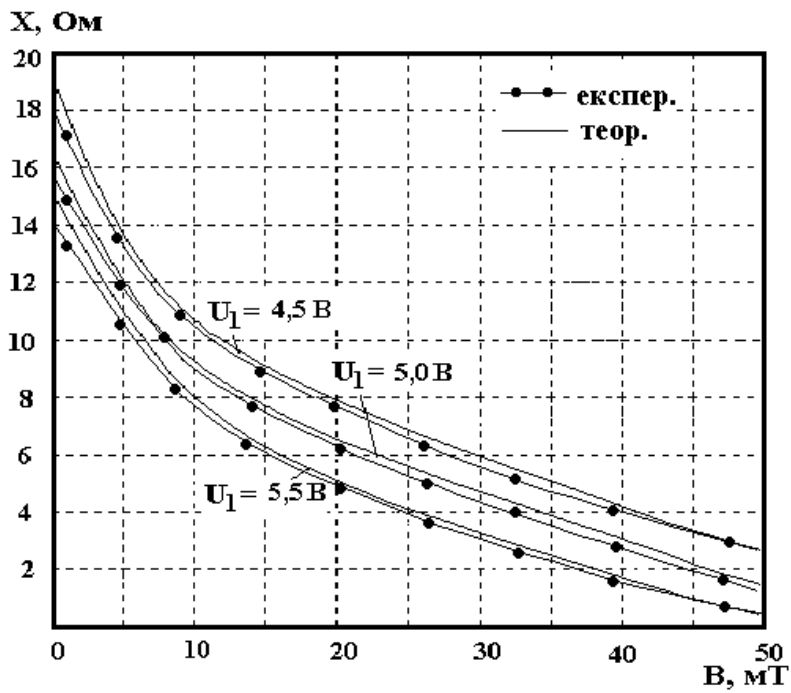
$$\begin{aligned}
y_1 &= \frac{-j(I_{bg} - I_{bs} - I_{DS}(B))}{\omega C_{bg}(B)}; & y_2 &= Z_1 \left((I_{bs} - I_{bg} - I_{DS}(B)) \right); \\
y_3 &= Z_5 \left((I_{bs} - I_{bg} - I_{DS}(B)) \right); & y_4 &= R_{ds}(B) \left((I_{bs} - I_{bg} - I_{DS}(B)) \right); \\
y_5 &= Z_1 \left((I_{bg} - I_{bs} - I_{DS}(B)) \right); \\
A_1 &= R_g(B) + Z_1 + R_s(B) + R_s' + j\omega L_s; \\
A_2 &= R_d(B) + R_d' + j\omega L_d - j \frac{1}{\omega C_{bg}(B)} + Z_5 + A_3; \\
A_3 &= R_s(B) + R_s' + j\omega L_s; \quad A_4 = R_{ds}(B) - j \frac{1}{\omega C_{bg}(B)} + Z_1;
\end{aligned}$$

\dot{U}_1 – напруга стік-витік; \dot{U}_2 – напруга затвор-витік.

Залежності активної і реактивної складових від магнітної індукції згідно з (3.101) подані на рис. 3.17. Абсолютна чутливість реактивної складової від магнітної індукції складає 0,6 Ом/мТл, що підтверджує перспективу використання магнітореактивних ефектів у польових транзисторів для розробки радіовимірювальних магнітних перетворювачів.



a)



б)

Рисунок 3.17 – Графіки залежностей активної (а) та реактивної (б) складових повного опору польового магнітотранзистора від величини магнітної індукції

4 МІКРОЕЛЕКТРОННІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ МАГНІТНОГО ПОЛЯ З МАГНІТОЧУТЛИВИМИ ЕЛЕМЕНТАМИ НА ОСНОВІ МАГНІТООПОРІВ І МАГНІТОДІОДІВ

4.1 Виведення функції перетворення і рівняння чутливості мікроелектронного перетворювача магнітного поля з магнітоопором

Застосування напівпровідникових структур з від'ємним опором в класичних схемах підсилювальних, перемикаючих, генераторних і логічних пристроях добре досліджено [100–108, 122]. Проте застосування магнітореактивного ефекту в цих структурах для створення мікроелектронних радіовимірювальних перетворювачів тільки починається, хоча існування додаткового каналу зв'язку суттєво підвищує функціональні можливості таких пристроїв, а мікроелектронна технологія дає можливість значно підвищити їх чутливість, діапазон вимірюваних параметрів, швидкодію і надійність. В таких перетворювачах транзистор виступає як в якості магніточутливого елемента, так і в якості елемента, який утворює генератор електричних коливань. Слід зауважити, що теоретичні і експериментальні дослідження дискретних напівпровідникових магніточутливих діодів і транзисторів добре досліджені у роботах [34–37, 97], проте дослідження магнітних перетворювачів на основі магнітореактивного ефекту в напівпровідникових структурах з від'ємним опором практично відсутні. Застосування частоти як інформативного параметра в перетворювачах такого класу дозволяє відмовитись від підсилювальних і аналого-цифрових перетворювачів в системах радіоконтролю і радіоуправління, що значно здешевлює цю апаратуру.

Схема магнітного радіовимірювального перетворювача подана на рис. 4.1. Вона складається з двох комплементарних польових транзисторів, причому в коло зворотного зв'язку транзистора VT1 включено магніточутливий опір R_1 , на який діє магнітне поле [109].

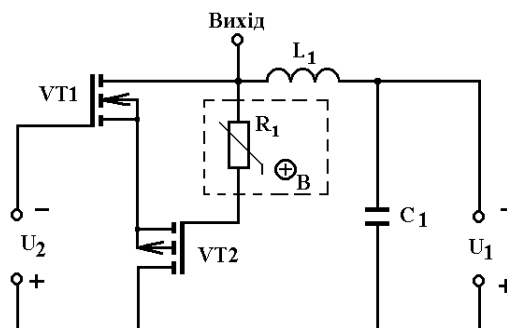


Рисунок 4.1 – Електрична схема мікроелектронного перетворювача магнітного поля з магнітоопором [109]

Магніточутливий напівпровідниковий резистор складається із магніторезистивного елемента, який розташований у повітряному зазорі управляючого магнітного поля. Дія таких резисторів основана на використанні магніторезистивного ефекту, який приводить до зростання опору напівпровідникового резистивного елемента при дії на нього магнітного поля. Регулюючи напруженість управляючого магнітного поля у зазорі або переміщуючи елемент у полі постійного магніту, можна керувати опором і іншими електричними параметрами резистора. Таким чином, магнітокерований напівпровідниковий резистор містить електрично ізольовані кола, кероване електричне коло магніторезистивного елемента і управляюче коло постійного магніту.

В управляючому колі в якості джерела магнітного поля можна використовувати постійний магніт або електромагніт. При використанні постійного магніту зміна напруженості управляючого магнітного поля забезпечується механічним переміщенням магніторезистивного елемента. При використанні електромагніту керування опором досягається за рахунок зміни струму намагнічування. Магніторезистивний елемент або магніторезистор характеризуються номінальним опором R_0 у відсутності магнітного поля, відношенням опору у поперечному магнітному полі з певним значенням індукції (0,5 або 1 Тл) до номінального значення R_B / R_0 , ТКО (температурний коефіцієнт опору) і допустимою потужністю розсіювання. Основною характеристикою магніторезистора є залежність його опору від величини індукції магнітного поля, яке діє на нього.

Номінальний опір магніторезистора визначається електропровідністю напівпровідникового матеріалу, який використовується для його виготовлення і конструктивними параметрами. Зростання опору під час дії магнітного поля обумовлено як зростанням питомого опору, так і деформацією лінії струму в елементі під час дії магнітного поля.

Відносна зміна питомого опору напівпровідників з одним типом носіїв заряду з врахуванням статистичного розкиду їх швидкостей у слабкому поперечному магнітному полі ($\mu_n B < 1$) визначається формулою [150]

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{4 - \pi}{\pi} \left(\frac{3\pi}{8} \right) (\mu_n B)^2, \quad (4.1)$$

де $\Delta\rho = \rho_B - \rho_0$; ρ_B , ρ_0 – відповідно питомий опір напівпровідника у магнітному полі з індукцією B і за відсутності магнітного поля. З врахуванням двох типів носіїв заряду у матеріалі n-типу провідності [150]

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \left(\frac{3\pi}{8}\right)^2 B^2 \left[\frac{4}{\pi} \cdot \frac{\mu_n^3 n + \mu_p^3 p}{\mu_n n + \mu_p p} - \left(\frac{\mu_n^2 n - \mu_p^2 p}{\mu_n n - \mu_p p} \right)^2 \right], \quad (4.2)$$

де μ_n, μ_p – відповідно рухливість електронів і дірок; n, p – концентрація електронів і дірок.

Максимум магніторезистивного ефекту досягається з таким співвідношенням концентрації електронів і дірок

$$\frac{n}{p} = \frac{\left[\frac{4}{\pi} \left(1 - \frac{1}{b} \right) + \frac{2}{b} \right]}{\left[\frac{4}{\pi} (1-b) + 2b \right]},$$

де $b = \mu_n / \mu_p$, при цьому $\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \left(\frac{3\pi}{8}\right)^2 B^2 \left(\mu_n \mu_p + \frac{\mu_n - \mu_p}{\pi} \right) \frac{4}{\pi}$.

У сильних магнітних полях, коли $\mu_n B \gg 1$, відносна зміна питомого опору напівпровідників лінійно зростає із збільшенням магнітної індукції. З переходом від слабких магнітних полів до сильних закон зміни питомого опору від величини магнітної індукції поступово змінюється від квадратичного до лінійного.

Перейдемо до визначення функції перетворення і чутливості радіовимірювального магнітного перетворювача на основі магніторезистивного елемента (рис. 4.2).

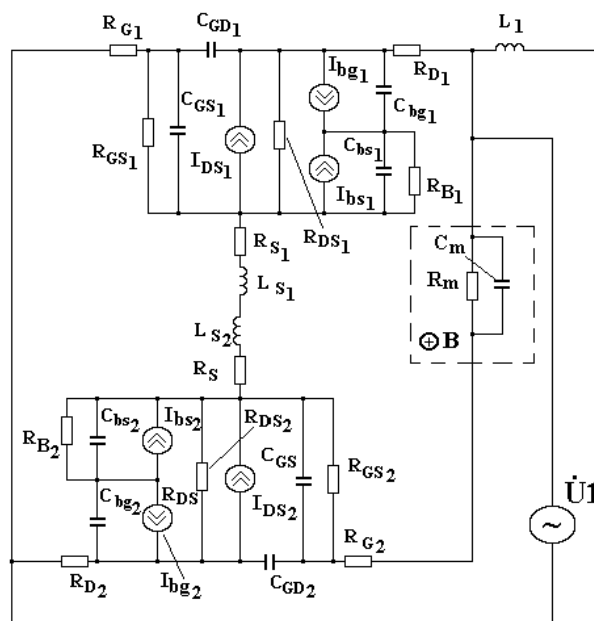


Рисунок 4.2 – Еквівалентна схема радіовимірювального магнітного перетворювача на основі магніторезистивного елемента

Представимо більш зручну для розрахунків еквівалентну нелінійну схему перетворювача (рис. 4.3). Функція перетворення визначається з повного опору, який існує на електродах стік-стік польових транзисторів.

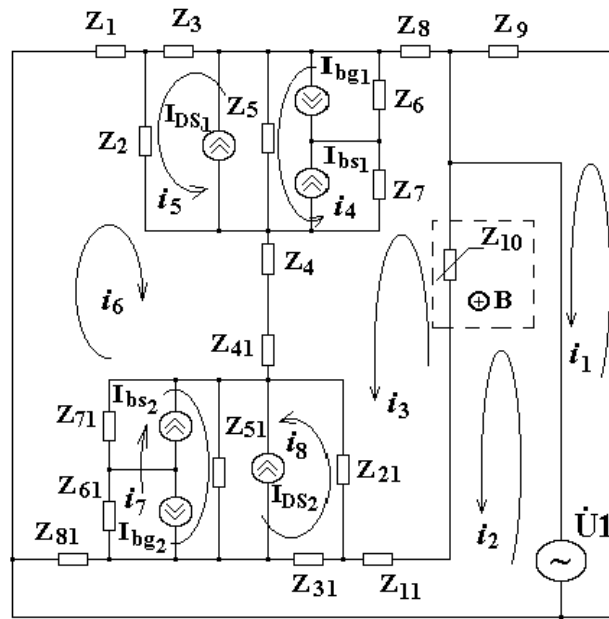


Рисунок 4.3 – Перетворена еквівалентна схема

Повний опір розраховується з системи рівнянь Кірхгофа, згідно з вибраними контурними струмами (рис. 4.3)

$$\left. \begin{aligned}
 \dot{U}_1 &= Z_9 i_1, \\
 \dot{U}_1 &= (Z_{10} + Z_{11} + Z_{31} + Z_{81}) i_2 - Z_{10} i_3 - Z_{11} i_3 - Z_{31} i_8 + Z_{31} I_{bs2} - Z_{31} I_{bg2} + Z_{31} I_{DS2} + Z_{81} i_6, \\
 0 &= (Z_8 + Z_6 + Z_7 + Z_4 + Z_{41} + Z_{21} + Z_{11} + Z_{10}) i_3 - Z_6 i_4 + Z_6 (-I_{bg1} + I_{bs1}) + Z_6 I_{DS1} - \\
 &\quad - Z_7 (i_4 - I_{bs1} + I_{bg1} - I_{DS1}) + (Z_4 + Z_{41}) i_6 + Z_{21} (-i_8 + I_{DS2} + I_{bs2} - I_{bg2}) - (Z_{11} + Z_{10}) i_2; \\
 0 &= (Z_5 + Z_6 + Z_7) i_4 + Z_5 (I_{DS1} - i_5 - I_{bg1} + I_{bs1}) + Z_6 (-i_3 + I_{bg1} - I_{bs1} - I_{DS1}) + \\
 &\quad + Z_7 (-i_3 + I_{bg1} - I_{bs1} - I_{DS1}); \\
 0 &= (Z_2 + Z_3 + Z_5) i_5 + Z_2 (i_6 + I_{DS1} + I_{bs2} - I_{bg1}) + Z_3 (I_{DS1} - i_4 + I_{bs1} - I_{bg1}) + \\
 &\quad + Z_5 (-i_4 - I_{bs1} + I_{bg1} - I_{DS1}); \\
 0 &= (Z_1 + Z_2 + Z_4 + Z_{41} + Z_{71} + Z_{61} + Z_{81}) i_6 + Z_2 (i_5 + I_{DS1} + I_{bs1} - I_{bg1}) + (Z_4 + Z_{41}) i_3 - \\
 &\quad - Z_{71} i_7 + Z_{71} I_{bs2} - Z_{71} I_{bg2} - Z_{71} I_{DS2} - Z_{61} i_7 + Z_{61} I_{bs2} - Z_{61} I_{bg2} + Z_{61} I_{DS2} + Z_{81} i_2; \\
 0 &= (Z_{71} + Z_{51} + Z_{61}) i_7 + Z_{71} (-i_6 - I_{bs2} + I_{bg2} - I_{DS2}) + Z_{51} (i_8 + I_{bs2} - I_{bg2} + I_{DS2}) + \\
 &\quad + Z_{61} (-i_6 + I_{bg2} - I_{bs2} - I_{DS2}); \\
 0 &= (Z_{51} + Z_{21} + Z_{31}) i_8 + Z_{51} (i_7 + I_{bs2} - I_{bg2} + I_{DS2}) + Z_{21} (-i_3 - I_{DS2} + I_{bg2} - I_{bs2}) + \\
 &\quad + Z_{31} (-i_2 - I_{DS2} + I_{bg2} - I_{bs2}),
 \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

де $Z_1 = R_{G1}$; $Z_4 = R_{S1}$; $Z_5 = R_{DS1}$; $Z_{11} = R_{G2}$; $Z_{41} = R_{S2}$;

$$Z_{81} = R_{D2}; Z_{51} = R_{DS2}; Z_3 = -j/(\omega C_{GD1}); Z_{31} = -j/(\omega C_{GD2}); Z_9 = j\omega L;$$

$$Z_{10} = \frac{R_m}{1 + \omega^2 R_m^2 C_m^2} - j \frac{R_m^2 \omega C_m}{1 + \omega^2 R_m^2 C_m^2};$$

$$Z_2 = \frac{R_{GS1}}{1 + \omega^2 R_{GS1}^2 C_{GS1}^2} - j \frac{R_{GS1}^2 \omega C_{GS1}}{1 + \omega^2 R_{GS1}^2 C_{GS1}^2};$$

$$Z_{21} = \frac{R_{GS2}}{1 + \omega^2 R_{GS2}^2 C_{GS2}^2} - j \frac{R_{GS2}^2 \omega C_{GS2}}{1 + \omega^2 R_{GS2}^2 C_{GS2}^2}; Z_6 = -j/(\omega C_{BD1});$$

$$Z_{61} = -j/(\omega C_{BD2}); Z_7 = \frac{R_{B1}}{1 + \omega^2 R_{B1}^2 C_{BS1}^2} - j \frac{R_{B1}^2 \omega C_{BS1}}{1 + \omega^2 R_{B1}^2 C_{BS1}^2};$$

$$Z_{71} = \frac{R_{B2}}{1 + \omega^2 R_{B2}^2 C_{BS2}^2} - j \frac{R_{B2}^2 \omega C_{BS2}}{1 + \omega^2 R_{B2}^2 C_{BS2}^2}.$$

Для експериментальних досліджень була виготовлена гібридна інтегральна мікросхема. У цій мікросхемі були застосовані кристали польових транзисторів BSS284 і VF998. Значення параметрів еквівалентної схеми (рис. 4.3) для теоретичних розрахунків отримано з робіт [111, 127, 138, 204, 207].

Розв'язання системи рівнянь (4.3) проведено на персональній ЕОМ методом Гауса за допомогою програми «Matlab 6.5» [114]. Це дало змогу визначити повний опір на електродах стоків польових транзисторів VT1 і VT2. На рис. 4.4 подані теоретичні і експериментальні залежності активної складової повного опору від індукції магнітного поля.

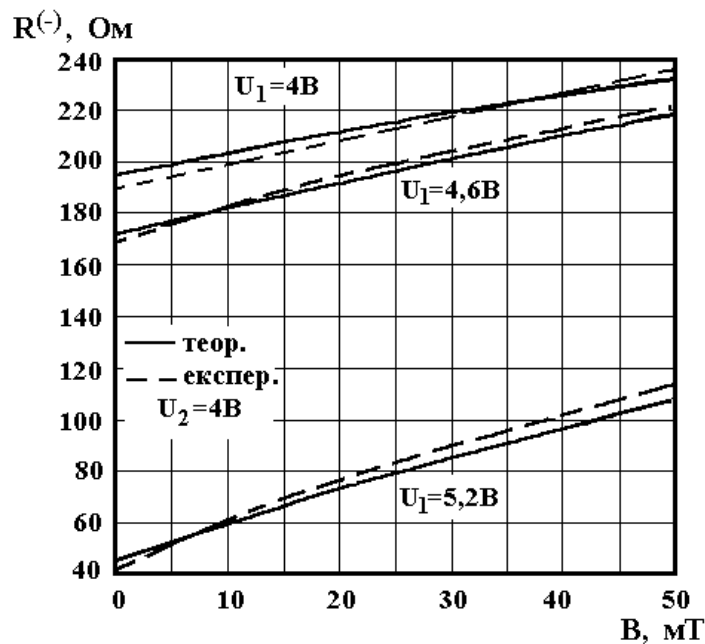


Рисунок 4.4 – Графіки теоретичних і експериментальних залежностей активної складової повного опору від індукції магнітного поля

Як видно із графіка, активна складова, яка має від'ємне значення, збільшується із зростанням індукції магнітного поля, що обумовлено зростанням опору магніторезистивного елемента. Залежність реактивної складової, яка визначає еквівалентну ємність коливального контура, від індукції магнітного поля подана на рис. 4.5. Із збільшенням магнітної індукції спостерігається зростання реактивної складової, так збільшення магнітної індукції від 0 до 60 мТл викликає збільшення реактивної складової на 9,67 % з напругою живлення 5,2 В.

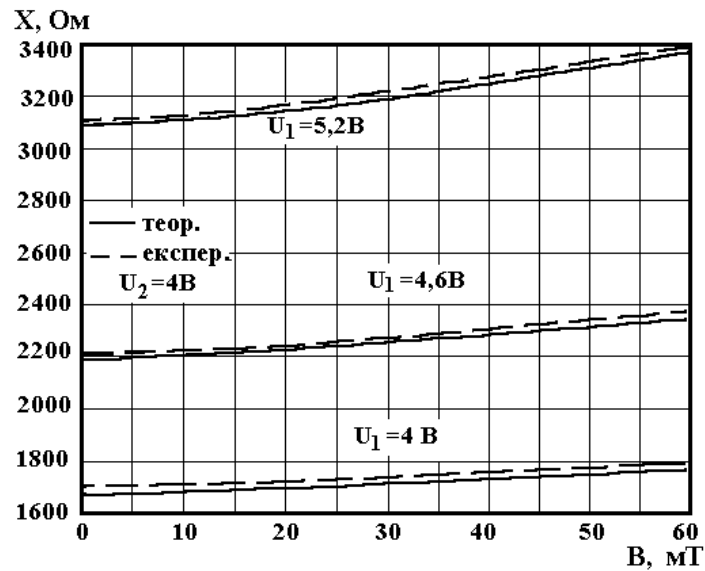


Рисунок 4.5 – Графіки теоретичних і експериментальних залежностей реактивної складової повного опору від індукції магнітного поля

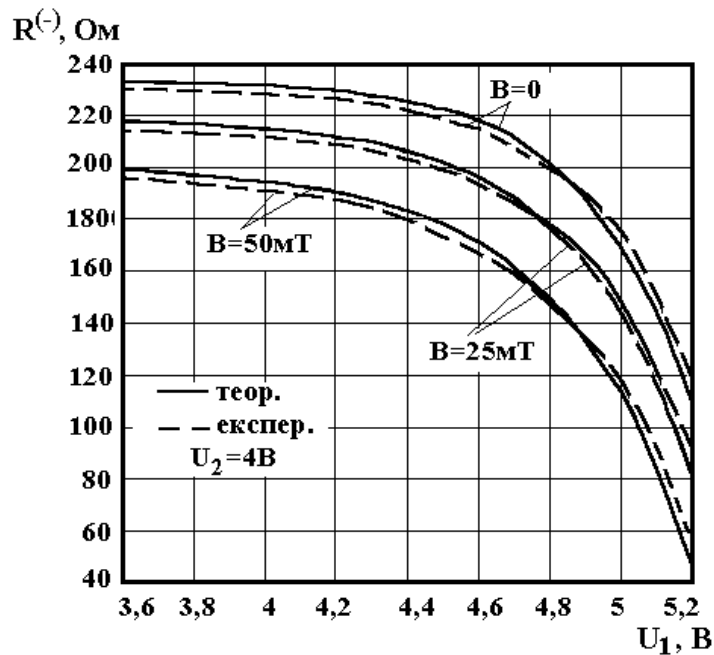


Рисунок 4.6 – Графіки теоретичних і експериментальних залежностей активної складової повного опору від напруги живлення

На рис. 4.6 подано графіки теоретичних і експериментальних залежностей від'ємного опору від напруги живлення при різних значеннях магнітної індукції. Аналіз ходи кривих показує, що оптимальною ділянкою від'ємного опору є інтервал напруги від 3,6 В до 4,6 В. Найбільша зміна від'ємного опору спостерігається від 0 до 40 мТл, подальше зростання магнітної індукції меншою мірою змінює від'ємний опір. Це пояснюється залежністю опору магніторезистивного елемента від дії магнітного поля: у сильних полях квадратична залежність опору змінюється на лінійну.

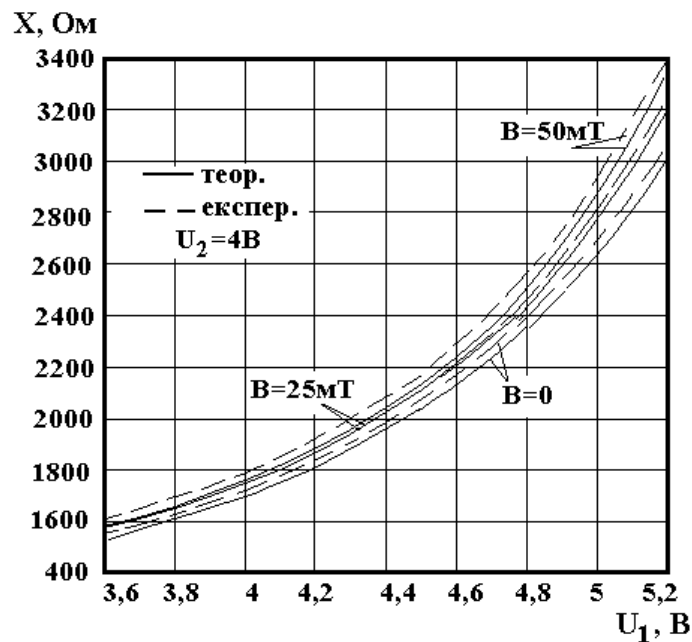


Рисунок 4.7 – Теоретична і експериментальна залежність реактивної складової від зміни напруги живлення з різними значеннями магнітної індукції

Графіки теоретичних і експериментальних залежностей реактивної складової від зміни напруги живлення при різних значеннях магнітної індукції подано на рис. 4.7. Як видно з графіка, величина ємнісного опору зростає з підвищенням напруги живлення, що пояснюється зменшенням еквівалентної ємності структури.

На рис. 4.8 подані теоретичні і експериментальні залежності частоти від магнітної індукції. При дії магнітного поля на магніточутливий перетворювач частота генерації збільшується, так при значенні магнітної індукції 10 мТл частота генерації складала 1572 кГц, а при 60 мТл вона зросла на 30 кГц. Експериментально встановлено, що вибір режиму живлення з постійного струму дає можливість отримати майже лінійну залежність функції перетворення від магнітної індукції. Функція перетворення має вигляд

$$F_0 = \frac{\sqrt{2} \sqrt{\frac{R_m^2(B)C_{GD1}C_m + R_m^2(B)C_m^2 - LC_{GD1} - A_1}{LC_{GD1}R_m^2(B)C_m^2}}}{4\pi}, \quad (4.4)$$

$$\text{де } A_1 = \sqrt{(R_m^2(B)C_m^2 + C_{GD1}R_m^2(B)C_m - LC_{GD1})^2 + 4LC_{GD1}R_m^2(B)C_m^2}.$$

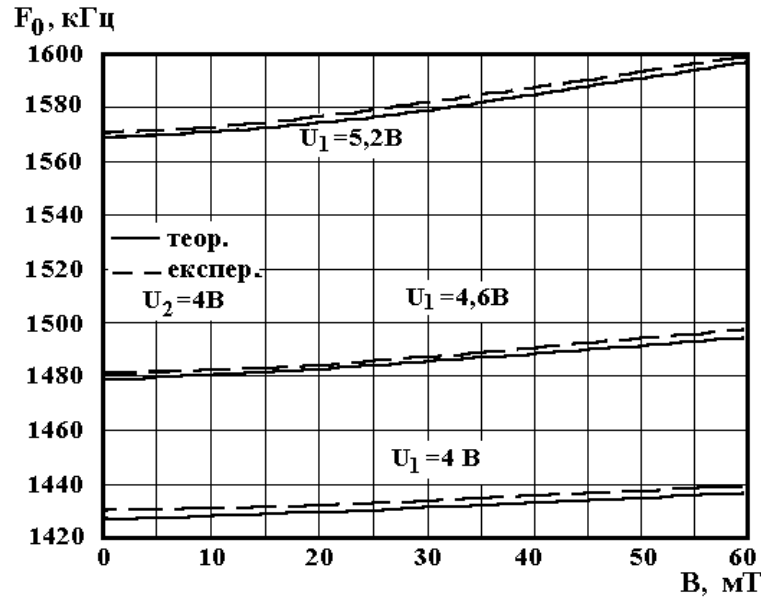


Рисунок 4.8 – Графіки теоретичних і експериментальних залежностей частоти генерації від магнітної індукції

Чутливість перетворювача визначається з (4.4)

$$S_B = -\frac{1}{4} \frac{\sqrt{2} \left(\frac{\partial R_m(B)}{\partial B} \right) \left(-R_m^2(B)C_{GD1}C_m + R_m^2(B)C_m^2 - \sqrt{A_2} + LC_{GD1} \right)}{\pi R_m^3(B)C_m^2 \sqrt{A_2} \sqrt{\frac{R_m^2(B)C_m C_{GD1} + R_m^2(B)C_m^2 + \sqrt{A_2} - LC_{GD1}}{LC_{GD1}R_m^2(B)C_m^2}}}, \quad (4.5)$$

$$\text{де } A_2 = R_m^4(B)C_m^2C_{GD1}^2 + 2R_m^4(B)C_m^3C_{GD1} - 2LC_{GD1}^2R_m^2(B)C_m + R_m^4(B)C_m^4 + 2LC_{GD1}R_m^2(B)C_m + L^2C_{GD1}^2.$$

Як видно з рис. 4.9, чутливість радіовимірювального перетворювача складає 800 Гц/мТл на робочій частоті 1592 кГц при температурі 20 °С.

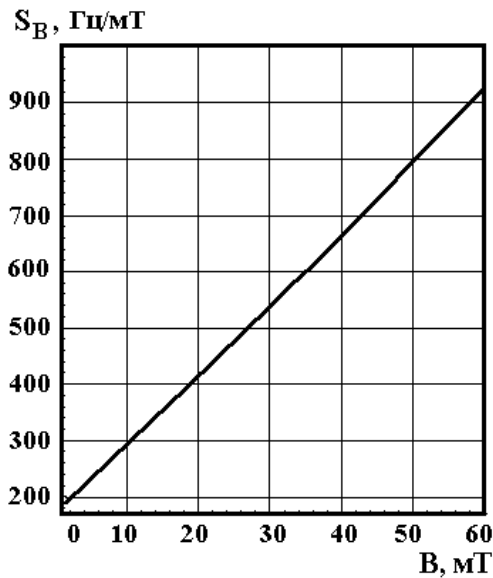


Рисунок 4.9 – Графік розрахункової залежності чутливості від індукції магнітного поля

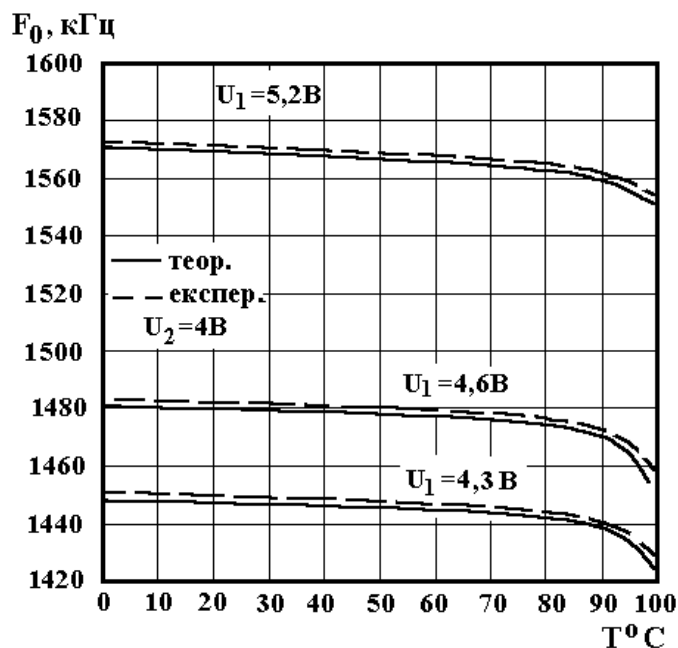


Рисунок 4.10 – Графіки розрахункових і експериментальних залежностей частоти генерації від температури

На рис. 4.10 подані експериментальні і розрахункові залежності частоти генерації від температури. Із графіка видно, що підвищення температури від 0 °C до 90 °C приводить до лінійного зниження частоти генерації на 11 кГц, а в діапазоні 90...100 °C спостерігається різкий нелінійний спад частоти. Цей спад викликаний термогенерацією носіїв заряду, яка збільшує еквівалентну ємність транзисторної структури при незмінних напругах живлення та керування.

4.2 НВЧ перетворювач магнітного поля на біполярно-польовій транзисторній структурі з магнітоопором

На рис. 4.11 представлена схема НВЧ мікроелектронного перетворювача магнітного поля. Коливальний контур утворений ємнісною складовою повного опору на електродах колектор-емітер біполярного транзистора VT2 і індуктивності L1. Електричне коло R_1C_1 створює додатковий позитивний зворотний зв'язок, що збільшує динамічний від'ємний опір, який компенсує втрати енергії в контурі. Вплив магнітної індукції на магніточутливий опір R_1 приводить до зміни ємнісної складової повного опору на електродах колектор-емітер транзистора VT2, що забезпечує зміну частоти генерації. Опір R_1 , і джерело постійної напруги U забезпечують вибір робочої точки на спадній ділянці вольт-амперної характеристики пристрою. Ємність C_2 блокує джерело постійної напруги U від впливу змінного струму.

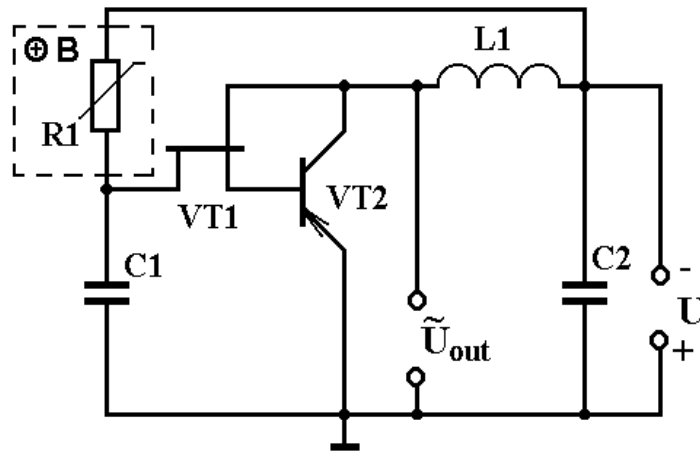


Рисунок 4.11 – Електрична схема НВЧ мікроелектронного перетворювача магнітного поля

Для розрахунку залежності частоти генерації від індукції магнітного поля й величини напруги живлення необхідно знати величину ємнісної складової повного опору на електродах колектор-емітер транзистора VT2. Для цієї мети скористаємося нелінійною еквівалентною схемою НВЧ мікроелектронного перетворювача магнітного поля (рис. 4.12), що складена на основі нелінійних еквівалентних схем біполярного і НЕМТ транзисторів [117]. Еквівалентну схему НВЧ мікроелектронного перетворювача магнітного поля (рис. 4.12) перетворимо в нелінійну еквівалентну схему по змінному струму, зручну для розрахунків (рис. 4.13).

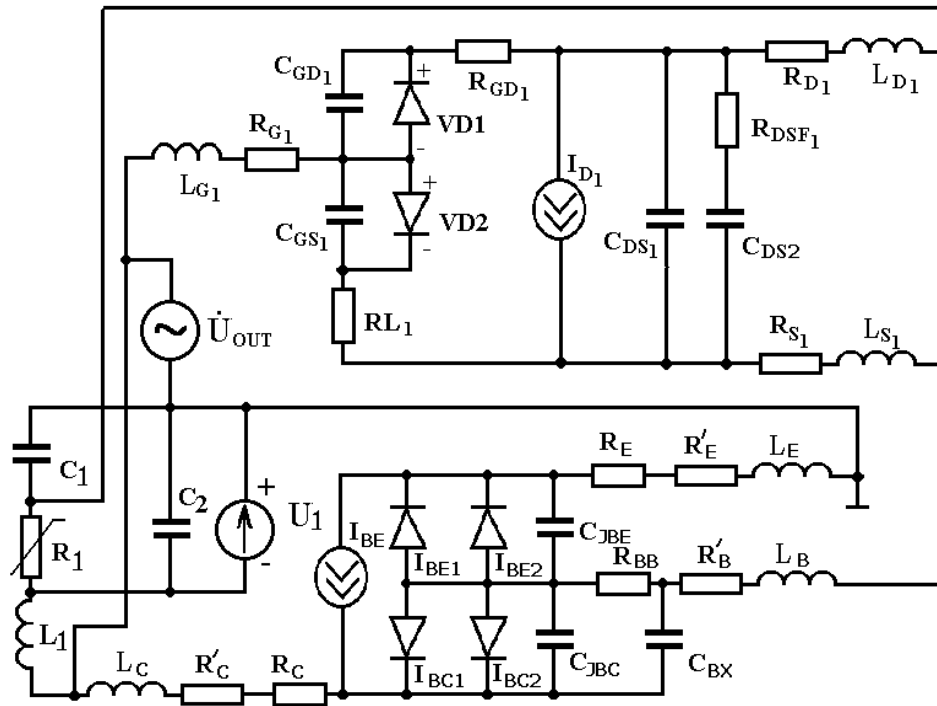


Рисунок 4.12 – Нелінійна еквівалентна схема автогенератора НВЧ мікроелектронного перетворювача магнітного поля

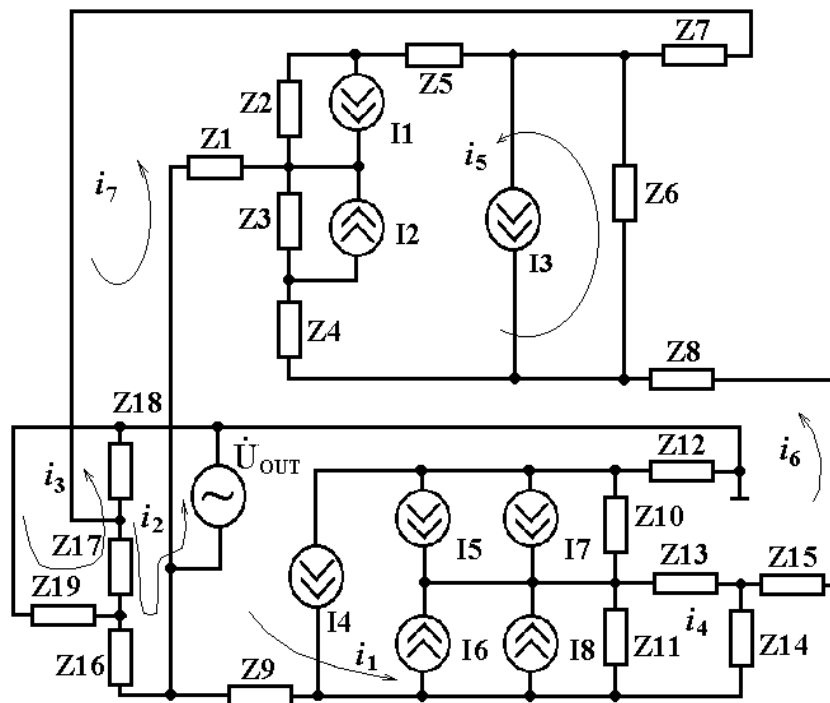


Рисунок 4.13 – Перетворена нелінійна еквівалентна схема НВЧ мікроелектронного перетворювача магнітного поля по змінному струму

Згідно зі схемою (рис. 4.13) складено систему рівнянь Кірхгофа

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{U}_{out} = (Z_9 + Z_{11} + Z_{10} + Z_{12})i_1 - Z_9i_6 - Z_9i_7 + Z_{11}(i_4 - I_8 + I_7 - I_6 + \\ + I_5 + I_4) + Z_{10}(I_5 - I_6 - I_8 + I_4); \\ \dot{U}_{out} = (Z_{16} + Z_{17} + Z_{18})i_2 - Z_{16}i_7 - Z_{17}i_7 + Z_{17}i_3 + Z_{18}i_3; \\ 0 = (Z_{17} + Z_{18} + Z_{19})i_3 + Z_{17}i_2 - Z_{17}i_7 + Z_{18}i_2; \\ 0 = (Z_{11} + Z_{13} + Z_{14})i_4 + Z_{11}(i_1 - I_8 - I_6 + I_5 + I_7 + I_4) + \\ + Z_{13}(I_8 + I_6 - I_4) + Z_{14}(I_6 + I_8 - I_4 + i_6 + i_7); \\ 0 = (Z_2 + Z_3 + Z_4 + Z_5 + Z_6)i_5 + Z_2(-I_1 + I_2 - I_3 + i_7) + \\ + Z_3(i_6 + i_7 + I_2 - I_1 - I_3) + Z_4(i_6 + i_7 - I_3) + Z_5(i_7 - I_3 + i_7 - I_3) + Z_6I_3; \\ 0 = (Z_1 + Z_3 + Z_4 + Z_8 + Z_{15} + Z_{14} + Z_9)i_6 + Z_3(i_5 + i_7 + \\ + I_2 - I_1 - I_3) + Z_4(i_5 + i_7) + (Z_8 + Z_{15} + Z_{14} + Z_9)i_7 + Z_{14}i_4 - Z_9i_1; \\ 0 = (Z_7 + Z_5 + Z_2 + Z_3 + Z_4 + Z_8 + Z_{15} + Z_{14} + Z_9 + Z_{16} + \\ + Z_{17})i_7 + Z_3i_5 - Z_5I_3 + Z_2(i_5 - I_1 + I_2 - I_3) + Z_3(i_5 + i_6) + \\ + Z_3(I_2 - I_1 - I_3) + Z_4(i_5 + i_6 - I_3) + Z_8i_6 + Z_{15}i_6 - Z_9i_1 + \\ + Z_{14}(i_4 + i_6) + (Z_{14} + Z_9)i_6 - Z_{16}i_1 - Z_{17}i_2 - Z_{17}i_3, \end{array} \right. \quad (4.6)$$

$$\text{де } Z_1 = R_G + j\omega L_G; \quad Z_2 = -j \frac{1}{\omega C_{GD1}}; \quad Z_3 = -j \frac{1}{\omega C_{GD2}}; \quad Z_4 = R_L, \quad Z_5 = R_{GD};$$

$$Z_6 = \frac{-j \frac{R_{DS}}{\omega C_{DS1}} - \frac{1}{\omega^2 C_{DS1} C_{DS2}}}{R_{DS} - j \left(\frac{1}{\omega C_{DS1}} + \frac{1}{\omega C_{DS2}} \right)}; \quad Z_7 = R_D + j\omega L_D; \quad Z_8 = R_S + j\omega L_S;$$

$$Z_9 = (R_C + R'_C) + j\omega L_C; \quad Z_{10} = -j \frac{1}{\omega C_{JBE}}; \quad Z_{11} = -j \frac{1}{\omega C_{JBC}};$$

$$Z_{12} = (R_E + R'_E) + j\omega L_E; \quad Z_{13} = R_{BB}; \quad Z_{14} = -j \frac{1}{\omega C_{BX}}; \quad Z_{15} = R_B + j\omega L_B;$$

$$Z_{16} = j\omega L1; \quad Z_{17} = R_1; \quad Z_{18} = -j \frac{1}{\omega C_1}; \quad Z_{19} = -j \frac{1}{\omega C_2}.$$

Система рівнянь (4.6) розрахована в обчислювальному середовищі «Matlab 6.5» на персональному комп'ютері. Параметри еквівалентної схеми мікроелектронного перетворювача магнітного поля, необхідні для розрахунку, взяті з робіт [111, 127, 138].

На рис. 4.14 представлені залежності частоти генерації від індукції магнітного поля.

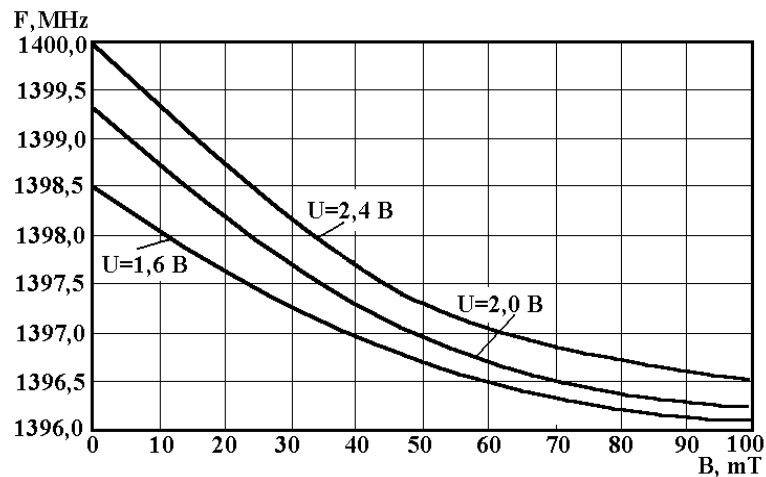


Рисунок 4.14 – Залежності частоти генерації від індукції магнітного поля

Як видно із графіків, зміна індукції магнітного поля від 0 до 100 мТ приводить до зміни частоти генерації на 3,5 МГц при напрузі живлення 2,4 В.

На рис. 4.15 представлені залежність частоти генерації від зміни напруги джерела U_1 . Зміна напруги від 1,41 В до 3,0 В дозволяє здійснювати регулювання частоти генерації електричним шляхом.

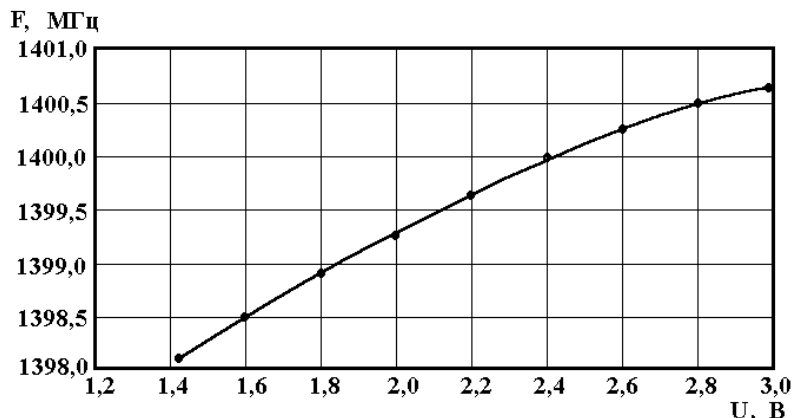


Рисунок 4.15 – Залежність частоти генерації від зміни напруги живлення

4.3 Мікроелектронний частотний перетворювач магнітної індукції на основі двох біполярних транзисторів з магніторезистором

Електрична схема перетворювача показана на рис. 4.16. Вона являє собою гібридну інтегральну схему, що складається з двох біполярних транзисторів з різними типами провідності, що створює передумови створення автогенераторного пристрою, у коло зворотного позитивного зв'язку якого включений магніточутливий резистивний елемент типу КМВ.

На електродах колектор-колектор транзисторів VT1 і VT2 існує повний опір, активна складова якого має від'ємне значення, а реактивна – емнісний характер. Підключення індуктивності L_1 до колектора VT1 створює коливальний контур, втрати енергії в якому компенсуються від'ємним опором.

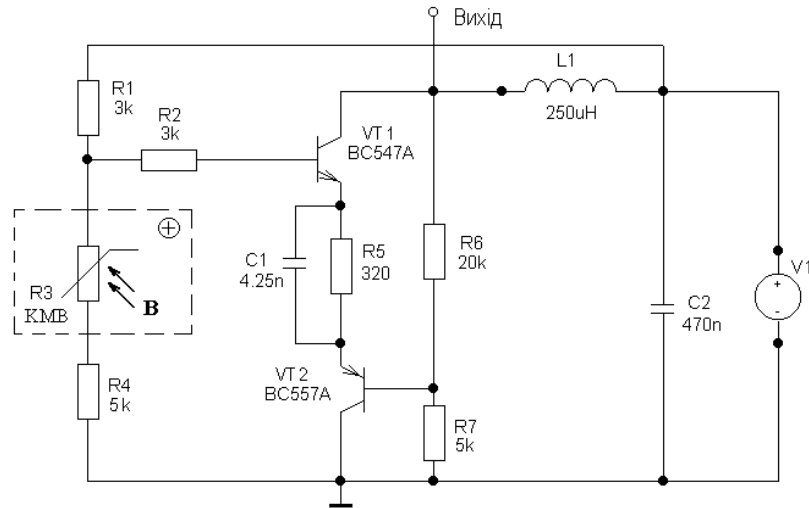


Рисунок 4.16 – Електрична схема частотного перетворювача магнітної індукції

Таким чином, резонансна частота коливального контура залежить від дії магнітної індукції на магніточутливий резистор R_3 . На рис. 4.17 представлено експериментальні залежності опору магніточутливого резистора від величини магнітної індукції.

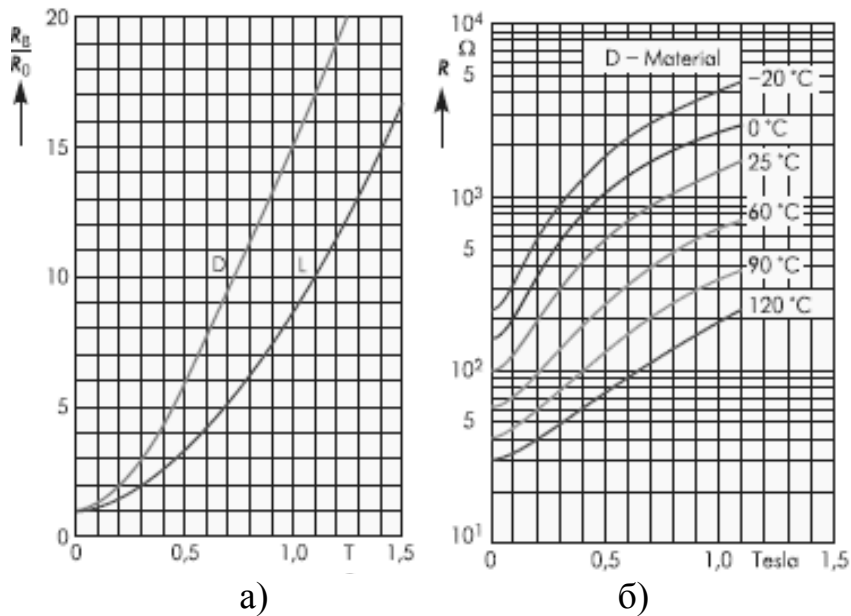


Рисунок 4.17 – Графіки а) ВАХ і б) залежності опору магніточутливого резистора від величини магнітної індукції

Включення паралельного кола R_5C_1 у емітерне коло транзисторів VT1 і VT2 дозволяє значно поліпшити термостабільні властивості пристрою.

Еквівалентна схема частотного перетворювача магнітної індукції представлена на рис. 4.18. Вона враховує нелінійні властивості схеми, тому що автогенератор може працювати як у лінійному, так і нелінійному режимах.

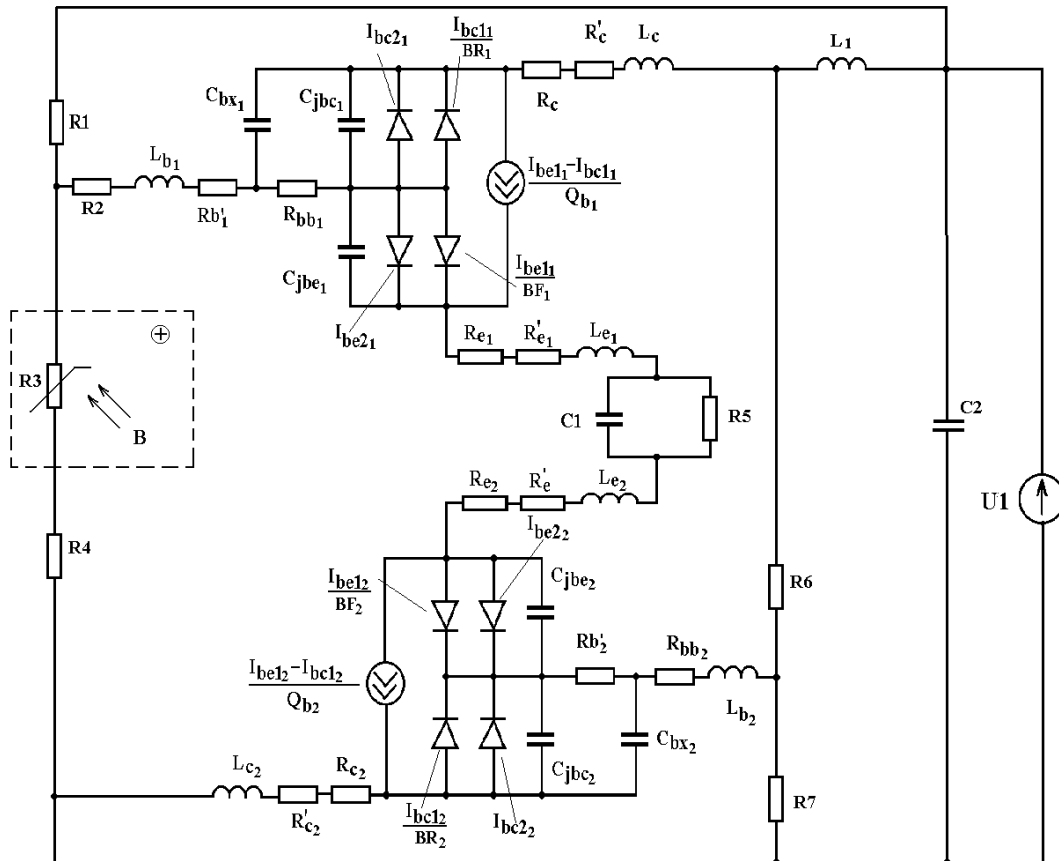


Рисунок 4.18 – Еквівалентна схема частотного перетворювача магнітної індукції

На підставі цієї схеми відповідно до методу Ляпунова [141] визначена функція перетворення пристрою, що являє собою залежність частоти генерації від величини магнітної індукції. Аналітична залежність функції перетворення має вигляд

$$F_0 = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{-(A_1 - D_1) + \sqrt{(A_1 - D_1)^2 + 8(C_e + C_b)LC_bC_eC_3^2(B)R_3^2(B)}}{2LC_bC_eC_3^2(B)R_3^2(B)} \right]^{1/2}, \quad (4.7)$$

де $A_1 = LC_bC_e - (C_e + C_b)[C_3(B)R_3(B)]^2$, $D_1 = R_3^2(B)C_3(B)C_eC_b$.

Графічна залежність функції перетворення представлена на рис. 4.19. Чутливість перетворювача визначається на підставі виразу (4.7) і описується рівнянням

$$\begin{aligned}
 S_B^{F_0} = & \frac{1}{8} \left(2(C_e + C_b C_3^2(B) R_3(B) \left(\frac{\partial R_3(B)}{\partial B} \right) + 2R_3(B) C_3(B) C_e C_b \left(\frac{\partial R_3(B)}{\partial B} \right) + \right. \\
 & + \frac{1}{2} \left(2(A_1 - D_1) \left(-2(C_e + C_b) C_3^2(B) R_3(B) \left(\frac{\partial R_3(B)}{\partial B} \right) - 2R_3(B) C_3(B) C_e C_b \left(\frac{\partial R_3(B)}{\partial B} \right) \right) + \right. \\
 & + 24(C_e + C_b) LC_e C_b C_3^2(B) R_3(B) \left(\frac{\partial R_3(B)}{\partial B} \right) \left. \right) / \sqrt{(A_1 - D_1)^2 + 12Y_1} - \left. \right) / \pi LC_e C_b \times \\
 & \times C_3^2(B) R_3(B) - \frac{1}{4} \left(\left(-A_1 + D_1 + \sqrt{(A_1 - D_1)^2 + 12Y_1} \right) \left(\frac{\partial R_3(B)}{\partial B} \right) \right) / \left(\pi LC_e C_b C_3^2(B) R_3^3(B) \right),
 \end{aligned}
 \tag{4.8}$$

де $Y_1 = (C_e + C_b) LC_e C_b C_3^2(B) R_3^2(B)$.

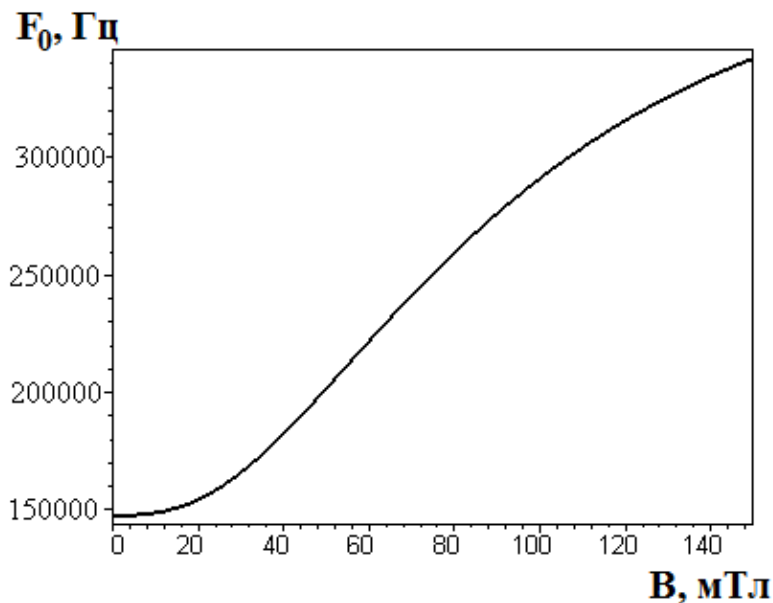


Рисунок 4.19 – Залежність частоти генерації частотного перетворювача від величини магнітної індукції

Графік залежності чутливості представлений на рис. 4.20. Як видно з графіка, найбільша чутливість пристрою лежить у діапазоні від 35...100 мТл і складає 1...2 кГц/мТл.

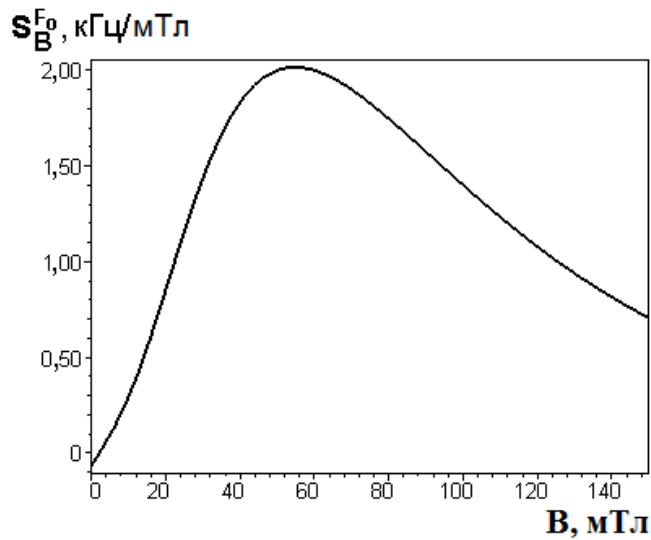


Рисунок 4.20 – Залежність чутливості від величини магнітної індукції

4.4 Виведення функції перетворення і рівняння чутливості магнітного перетворювача з магніодіодом

Електрична схема магніточутливого перетворювача складається з двох польових транзисторів і магніодіода, який включено в коло зворотного зв'язку (рис. 4.21) [115].

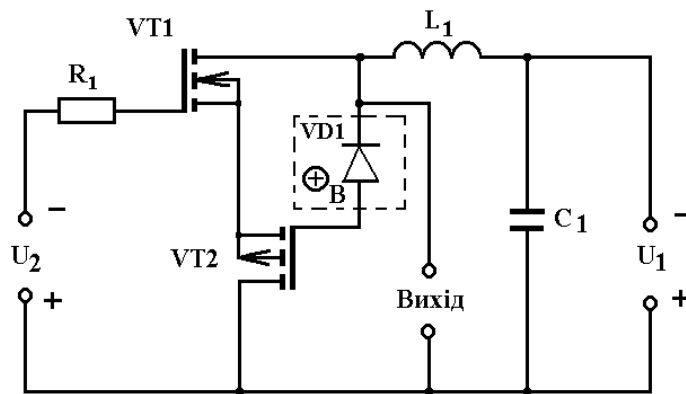


Рисунок 4.21 – Електрична схема перетворювача з магніодіодом [115]

Як показують теоретичні і експериментальні дослідження [121], застосування звичайного р-п переходу в якості магніточутливого елемента не дає переваги над магніторезисторами. Для підвищення магніточутливості необхідно використовувати напівпровідниковий діод з довгою базою, в якому частина прикладеної напруги падає на р-п переході, а частина на базовій області [69]. При використанні класичного розподілу інжектованих носіїв в базовій області [150, 151]

$$p(x) = p_n + p_n [\exp(qU_e / kT) - 1] e^{-x/L_p},$$

де p_n – концентрація неосновних носіїв в n-базовій області; U_e – падіння постійної напруги живлення на р-п переході.

Якщо струм через діод буде знаходитись в інтервалі [69]

$$AI_{HAC} < I \ll AI_{HAC} \exp(W / L_p),$$

де $A = bn_n / p_n(b+1) + 1$; $b = \mu_n / \mu_p$, то опір базової області довгого діода має вигляд [69]

$$R_B = \frac{W}{q\mu_n n_n S} \left(1 + \frac{L_p}{W} \ln \frac{AI_{HAC} + I}{AI_{HAC}} \right), \quad (4.9)$$

де W – довжина базової області діода.

Опір р-п переходу у цьому випадку описується формулою

$$R_{pn} = \frac{2b}{b+1} \cdot \frac{kT}{qI}.$$

Дифузійна ємність, яка включається паралельно опору р-п переходу, має вигляд [69]

$$C_d = \frac{q}{kT} I \tau_p.$$

Перейдемо до визначення залежностей опору бази, дифузійної ємності і опору р-п переходу від магнітної індукції. Поперечне магнітне поле приводить до зростання опору довгого діода з таких причин: поперше, зростає опір р-п переходу внаслідок зменшення зворотного струму; по-друге, зростає опір бази за рахунок зменшення її електропровідності, що обумовлено впливом як основних, так і неосновних носіїв заряду. Зменшення електропровідності за рахунок основних носіїв заряду пов'язано із зменшенням рухливості електронів μ_n . Зменшення електропровідності за рахунок неосновних носіїв заряду пояснюється зменшенням їх довжини дифузійного зміщення L_p як за рахунок зменшення μ_p , так і τ_p . Опір базової області описується виразом

$$R_B = R_{B0} (1 + c\mu_p^2 B^2), \quad (4.10)$$

де R_B, R_{B0} – опір базової області діода при дії магнітного поля і без нього; c – коефіцієнт, який залежить від механізму розсіювання і геометричних розмірів діода; B – магнітна індукція.

Підставляючи у (4.10) вираз (4.9) отримаємо

$$R_B = \frac{W}{q\mu_n n_n S} \left(1 + \frac{L_p}{W} \ln \frac{AI_{HAC} + I}{AI_{HAC}} \right) \cdot (1 + c\mu_p^2 B^2). \quad (4.11)$$

Аналогічним чином визначимо залежність опору р-п переходу від магнітної індукції

$$R_e = R_{e0} (1 + c\mu_p^2 B^2) = \frac{kT(1 + c\mu_p^2 B^2)}{qI_{HAC} e^{\frac{qU_E}{kT}}}. \quad (4.12)$$

Дифузійна ємність напівпровідникового довгого діода залежить від магнітного поля згідно формули

$$C_e = \frac{qI_{HAC} e^{\frac{qU_E}{kT}} \tau_p}{kT(1 + c\mu_p^2 B^2)}. \quad (4.13)$$

Таким чином, отримавши залежності елементів еквівалентної схеми магнітодіода від дії магнітного поля перейдемо до визначення функції перетворення, яка являє собою залежність частоти генерації від магнітної індукції. Для цього необхідно розрахувати повний опір на електродах стік-стік польових транзисторів на основі еквівалентної схеми (рис. 4.22). Перетворимо еквівалентну схему (рис. 4.22) на зручнішу для розрахунків (рис. 4.23).

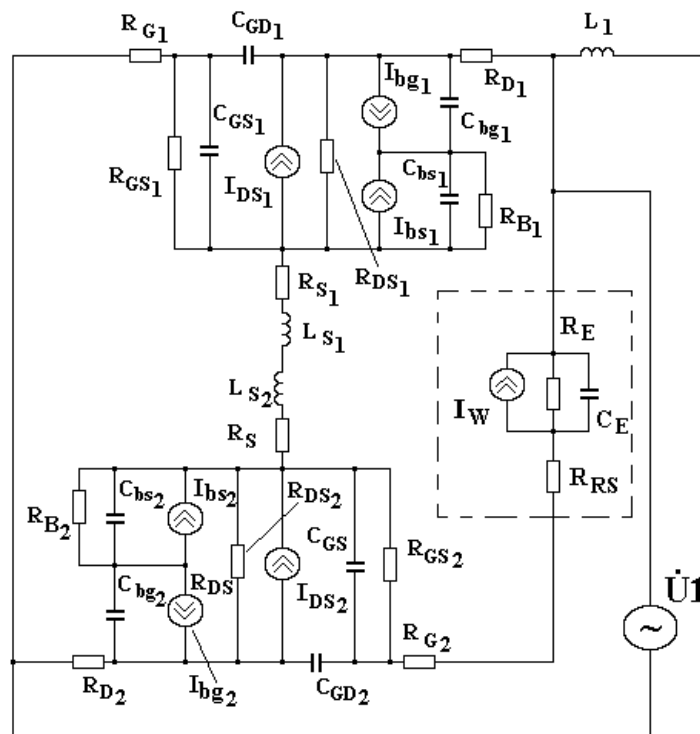


Рисунок 4.22 – Еквівалентна схема перетворювача з магнітодіодом

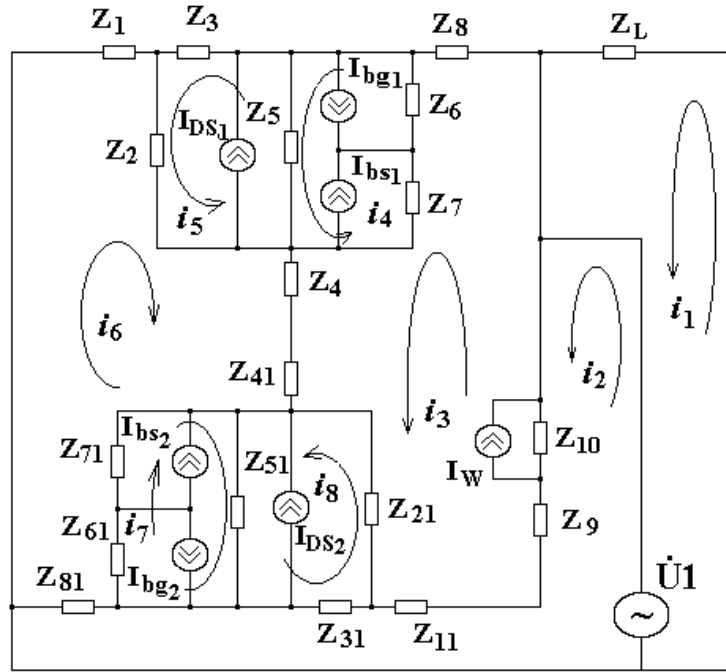


Рисунок 4.23 – Перетворена еквівалентна схема

Згідно з напрямками контурних струмів система рівнянь Кірхгофа має вигляд

$$\begin{aligned}
 \dot{U}_1 &= Z_L i_1, \\
 \dot{U}_1 &= (Z_{10} + Z_9 + Z_{11} + Z_{31} + Z_{81})i_2 - Z_{10}i_3 + Z_{10}I_W - Z_9i_3 - Z_{11}i_3 + Z_{31}(-i_8 + I_{DS2} - \\
 &\quad - I_{bg2} + I_{bs2}) + Z_{81}i_6, \\
 0 &= (Z_8 + Z_6 + Z_7 + Z_4 + Z_{41} + Z_{21} + Z_{11} + Z_{10} + Z_9)i_3 + Z_6(-i_4 - I_{bg1} + I_{bs1} + I_{DS1}) + \\
 &\quad + Z_7(-i_4 + I_{bs1} - I_{bg1} + I_{DS1}) + (Z_4 + Z_{41})i_6 - Z_{21}i_8 + Z_{21}(I_{DS2} + I_{bs2} - I_{bg2}) - (Z_{11} + Z_9 + \\
 &\quad + Z_{10})i_2 - Z_{10}I_W; \\
 0 &= (Z_5 + Z_6 + Z_7)i_4 + Z_5(I_{DS1} - i_5 - I_{bg1} + I_{bs1}) + Z_6(-i_3 + I_{bg1} - I_{bs1} - I_{DS1}) + \\
 &\quad + Z_7(-i_3 + I_{bg1} - I_{bs1} + I_{DS1}); \\
 0 &= (Z_2 + Z_3 + Z_5)i_5 + Z_2i_6 + Z_2I_{DS1} + Z_3(I_{DS1} + I_{bs1} - I_{bg1}) + Z_5(-i_4 - I_{bg1} + I_{bs1} - I_{DS1}); \\
 0 &= (Z_1 + Z_2 + Z_4 + Z_{41} + Z_{71} + Z_{61} + Z_{81})i_6 + Z_2(i_5 + I_{DS1} + I_{bs1} - I_{bg1}) + (Z_4 + Z_{41})i_3 - \\
 &\quad - Z_{71}i_7 + Z_{71}I_{bs2} - Z_{71}I_{bg2} + Z_{71}I_{DS2} - Z_{61}i_7 + Z_{61}I_{bs2} - Z_{61}I_{bg2} + Z_{61}I_{DS2} + Z_{81}i_2; \\
 0 &= (Z_{71} + Z_{51} + Z_{61})i_7 + Z_{51}(i_8 + I_{bs2} - I_{bg2} + I_{DS2}) + Z_{71}(-i_6 - I_{bs2} - I_{bg2} - I_{DS2}) + \\
 &\quad + Z_{61}(-i_6 + I_{bg2} - I_{bs2} - I_{DS2}); \\
 0 &= (Z_{51} + Z_{21} + Z_{31})i_8 + Z_{51}(i_7 + I_{bs2} - I_{bg2} + I_{DS2}) + Z_{21}(-i_3 - I_{DS2} + I_{bg2} - I_{bs2}) + \\
 &\quad + Z_{31}(-i_2 - I_{DS2} + I_{bg2} - I_{bs2}),
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

$$\text{де } Z_1 = R_{G1}; \quad Z_2 = \frac{R_{GS1}}{1 + \omega^2 R_{GS1}^2 C_{GS1}^2} - j \frac{R_{GS1}^2 \omega C_{GS1}}{1 + \omega^2 R_{GS1}^2 C_{GS1}^2}; \quad Z_3 = -j/(\omega C_{GD1});$$

$$\begin{aligned}
Z_4 &= R_{S1} + j\omega L_{S1}; \quad Z_5 = R_{DS1}; \quad Z_6 = -j/(\omega C_{BD1}); \quad Z_8 = R_{D1}; \quad Z_{10} = R_{RS}; \\
Z_{11} &= R_{G2}; \quad Z_7 = \frac{R_{B1}}{1 + \omega^2 R_{B1}^2 C_{BS1}^2} - j \frac{R_{B1}^2 \omega C_{BS1}}{1 + \omega^2 R_{B1}^2 C_{BS1}^2}; \quad Z_L = j\omega L; \\
Z_9 &= \frac{R_E}{1 + \omega^2 R_E^2 C_E^2} - j \frac{R_E^2 \omega C_E}{1 + \omega^2 R_E^2 C_E^2}; \\
Z_{21} &= \frac{R_{GS2}}{1 + \omega^2 R_{GS2}^2 C_{GS2}^2} - j \frac{R_{GS2}^2 \omega C_{GS2}}{1 + \omega^2 R_{GS2}^2 C_{GS2}^2}; \quad Z_{31} = -j/(\omega C_{GD2}); \\
Z_{41} &= R_{S2} + j\omega L_{S2}; \\
Z_{51} &= R_{DS2}; \quad Z_{61} = -j/(\omega C_{BD2}); \quad Z_{71} = \frac{R_{B2}}{1 + \omega^2 R_{B2}^2 C_{BS2}^2} - j \frac{R_{B2}^2 \omega C_{BS2}}{1 + \omega^2 R_{B2}^2 C_{BS2}^2}.
\end{aligned}$$

Розв'язання системи рівнянь (4.14) виконано на персональному комп'ютері типу Pentium на основі програми «Matlab 6.5». Значення параметрів елементів еквівалентної схеми (див. рис.3.16), необхідні для розрахунків, отримані з робіт [204, 207].

На рис. 4.24 подані теоретичні і експериментальні залежності активної складової повного опору від магнітної індукції. Як видно з графіка, спостерігається зменшення величини від'ємного опору при зростанні магнітної індукції в області значень від 0 до 60 мТл. Підвищення напруги живлення зменшує величину від'ємного опору від 490 Ом до 50 Ом при зміні напруги на 1,8 В. Розрахункова і експериментальна залежності реактивної складової повного опору від магнітної індукції подано на рис. 4.25. Реактивна складова змінюється на 20,5 %, якщо магнітна індукція змінюється від 0 до 60 мТл з напругою живлення 4,2 В.

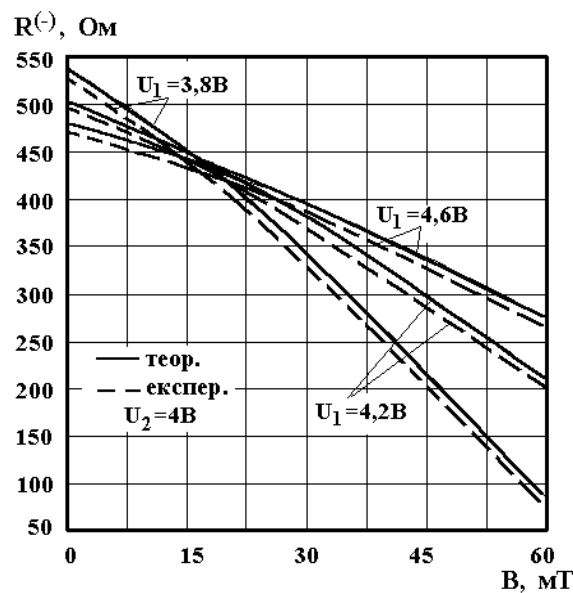


Рисунок 4.24 – Графіки теоретичних і експериментальних залежностей активної складової повного опору від магнітної індукції

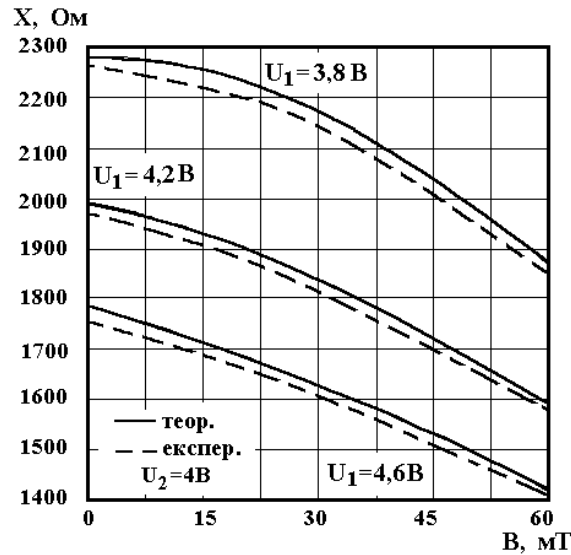


Рисунок 4.25 – Графіки теоретичних і експериментальних залежностей реактивної складової повного опору від магнітної індукції

На рис. 4.26 подано теоретичну і експериментальну залежності від’ємного опору від напруги живлення з різними значеннями магнітної індукції. Аналіз кривих показує, що оптимальною ділянкою управління від’ємним опором є інтервал напруг від 3,8 В до 4,8 В. Найбільша зміна від’ємного опору відбувається зі зміною магнітної індукції від 25 мТл до 50 мТл.

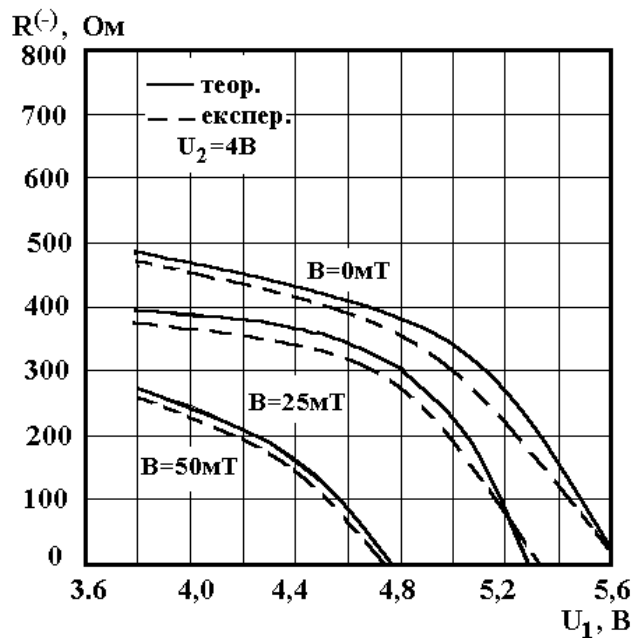


Рисунок 4.26 – Графіки теоретичних і експериментальних залежностей активної складової повного опору від напруги живлення

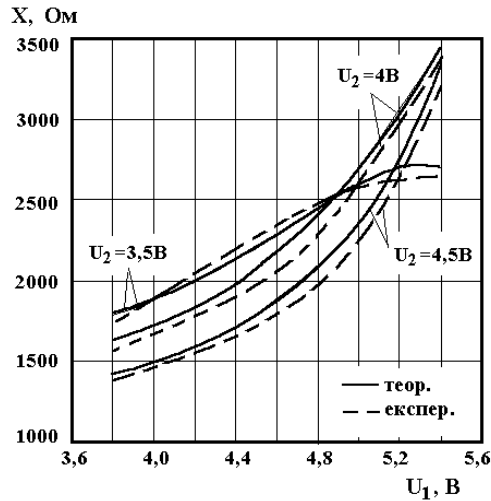


Рисунок 4.27 – Графіки теоретичних і експериментальних залежностей реактивної складової повного опору від напруги живлення

Теоретична і експериментальна залежності реактивної складової від напруги живлення з різними значеннями магнітної індукції подані на рис. 4.27. Як видно з графіка, величина ємнісного опору зростає із збільшенням напруги живлення, що пояснюється зменшенням еквівалентної ємності структури. На рис. 4.28 подані теоретичні і експериментальні залежності змінної напруги перетворювача від магнітної індукції. Аналіз графіка показує, що із зменшенням напруги живлення відбувається більш значна зміна змінної напруги від магнітної індукції.

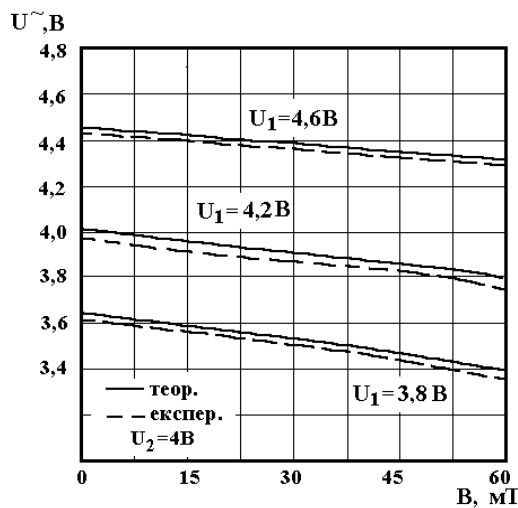


Рисунок 4.28 – Теоретичні і експериментальні залежності змінної напруги перетворювача від магнітної індукції.

Функція перетворення визначається на основі системи рівнянь (4.14)

$$F_0 = \frac{\sqrt{2} \sqrt{A_1 - \sqrt{A_1^2 + 4L_1 C_{GD} R_e^2(B) C_e^2(B)}}}{4\pi L_1 C_{GD} R_e^2(B) C_e^2(B)}, \quad (4.15)$$

де $A_1 = R_e^2(B)C_{GD}C_e(B) + R_e^2(B)C_e^2(B) - L_1C_{GD}$,
а рівняння чутливості визначається з (4.15)

$$S_B = -\frac{1}{8}\sqrt{2}\left(C_e(B)R_e^3(B)\left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B}\right)\sqrt{A_2} + C_e^2(B)R_e^5(B)C_{GD}\left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B}\right) + C_e^3(B)R_e^5(B) \times \right. \\ \times C_{GD}\left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B}\right) - 2C_e^2(B)R_e^2(B)L_1C_{GD}\left(\frac{\partial R_e(B)}{\partial B}\right) - 3C_e(B)R_e(B)L_1C_{GD}\left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B}\right) + \\ + 2C_e^3(B)R_e^2(B)L_1\left(\frac{\partial R_e(B)}{\partial B}\right) + C_e^2(B)R_e^3(B)L_1\left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B}\right) - 2\sqrt{A_2}C_e(B)L_1\left(\frac{\partial R_e(B)}{\partial B}\right) - \\ - 2\sqrt{A_2}R_e(B)L_1\left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B}\right) + 2C_e(B)L_1^2C_{GD}\left(\frac{\partial R_e(B)}{\partial B}\right) + 2R_e(B)L_1^2C_{GD} \times \\ \left. \times \left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B}\right)\right) / \left(\pi\sqrt{A_2}L_1R_e^3(B)C_e^3(B)\sqrt{\frac{-R_e^2(B)C_e(B)C_{GD} - R_e^2(B)C_e^2(B) - \sqrt{A_2} + L_1C_{GD}}{L_1C_{GD}R_e^2(B)C_e^2(B)}}\right), \quad (4.16)$$

де $A_2 = R_e^4(B)C_e^2(B)C_{GD}^2 + 2R_e^4(B)C_e^3(B)C_{GD} - 2L_1C_{GD}^2R_e^2(B)C_e(B) +$
 $+ R_e^4(B)C_e^4(B) + 2L_1C_{GD}R_e^2(B)C_e(B) + L_2^2C_{GD}^2$.

Під час дії магнітної індукції на магнітодіод перетворювача частота генерації зменшується, так при величині магнітної індукції 15 мТл частота генерації складала 1491 кГц, а при 60 мТл вона зменшилась на 46 кГц (рис. 4.29). Як видно з графіка, діапазон зміни частоти генерації при дії магнітної індукції майже не залежить від напруги живлення. На рис. 4.30 представлена розрахована залежність чутливості від дії магнітної індукції згідно з виразом (4.16).

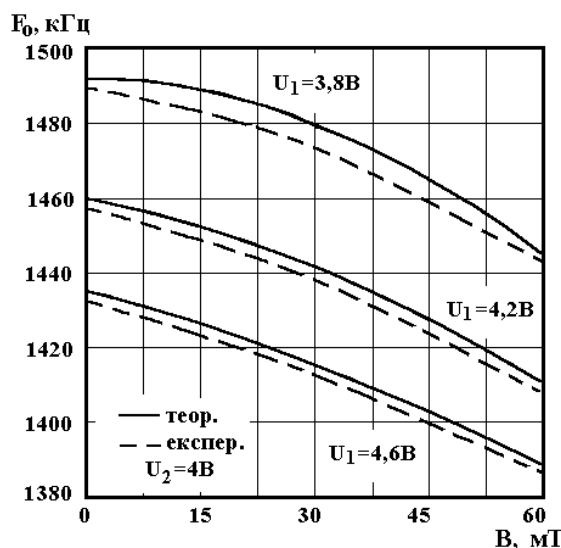


Рисунок 4.29 – Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від магнітної індукції

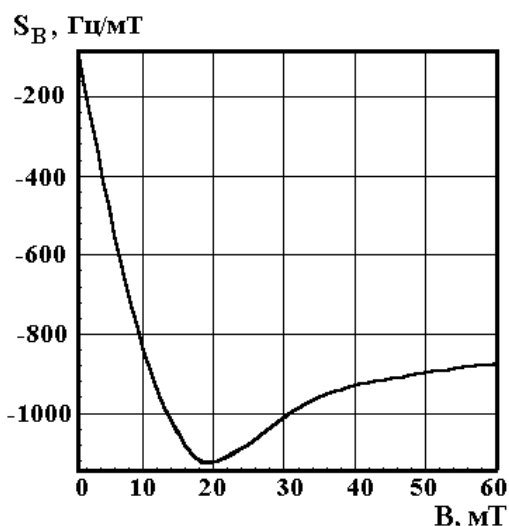


Рисунок 4.30 – Залежність чутливості від дії магнітної індукції

Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від напруги живлення подані на рис. 4.31. Експериментально і теоретично встановлено, що при зростанні величини магнітної індукції від 0 до 60 мТл відбувається зменшення частоти генерації від 1460 кГц до 1411 кГц. Експеримент показав, що вибором режиму живлення магнітного перетворювача можна отримати майже лінійну залежність частоти генерації від магнітної індукції [124]. На рис. 4.32 подані розрахункові і експериментальні залежності частоти генерації перетворювача від температури навколишнього середовища. Оптимальною величиною напруги живлення є 4,6 В, при якій спостерігається найменша зміна частоти генерації від 20 °С до 80 °С. В області температур від 20 °С до 50 °С має місце найбільш температурно стабільна робота перетворювача, зміна частоти складає 5 кГц.

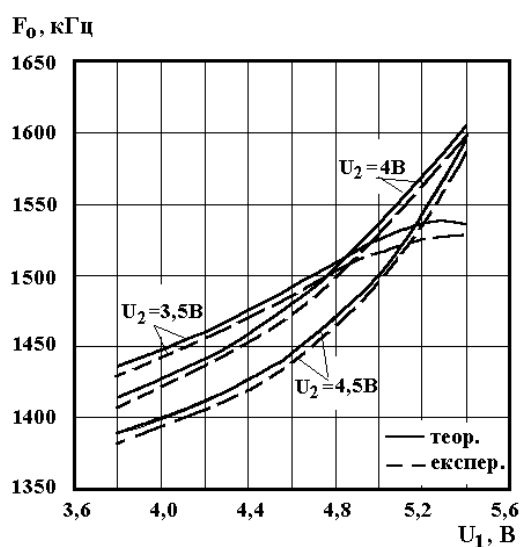


Рисунок 4.31 – Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від напруги живлення

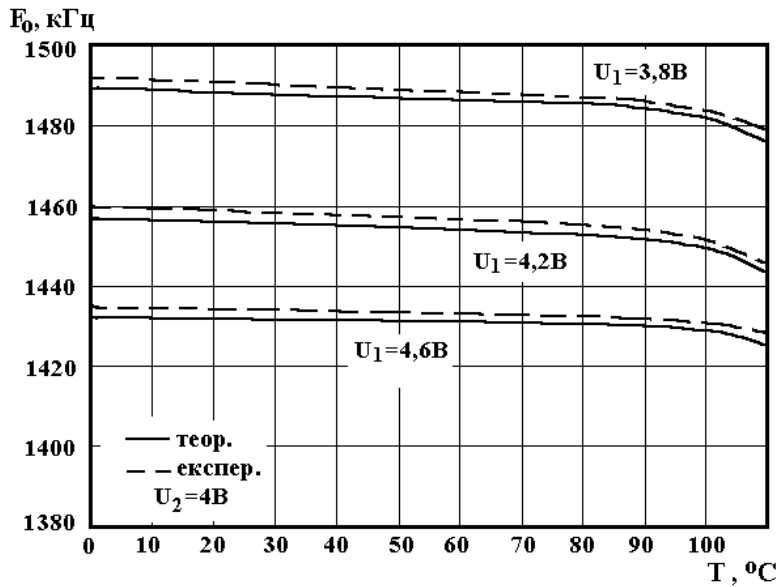


Рисунок 4.32 – Залежність частоти генерації від температури

4.5 Виведення функції перетворення і рівняння чутливості частотного перетворювача магнітної індукції на основі двох біполярних транзисторів з магнітодіодом

Електрична схема перетворювача показана на рис. 4.33. Вона являє собою гібридну інтегральну схему, що складається з двох біполярних транзисторів з різними типами провідності, що є передумовою створення автогенераторного пристрою, у коло зворотного позитивного зв'язку якого включений магніточутливий діод [129, 130].

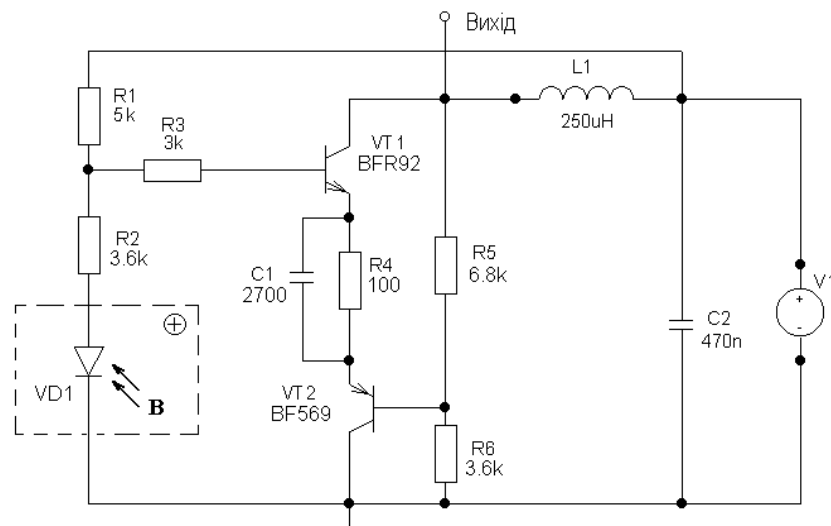


Рисунок 4.33 – Електрична схема радіовимірювального перетворювача магнітної індукції

На електродах колектор-колектор транзисторів VT1 і VT2 існує повний опір, активна складова якого має від'ємне значення, а реактивна – емнісний характер. Підключення індуктивності L_1 до колектора VT1 створює коливальний контур, втрати енергії в якому компенсуються від'ємним опором.

Таким чином, резонансна частота коливального контура залежить від дії магнітної індукції на магніточутливий діод VD1. Включення паралельного кола R_4C_1 у емітерне коло транзисторів VT1 і VT2 дозволяє значно поліпшити термостабільність пристрою [89, 131, 136].

Еквівалентна схема радіовимірювального перетворювача магнітної індукції представлена на рис. 4.34. Вона враховує нелінійні властивості схеми, тому що автогенератор може працювати як у лінійному, так і нелінійному режимах [139].

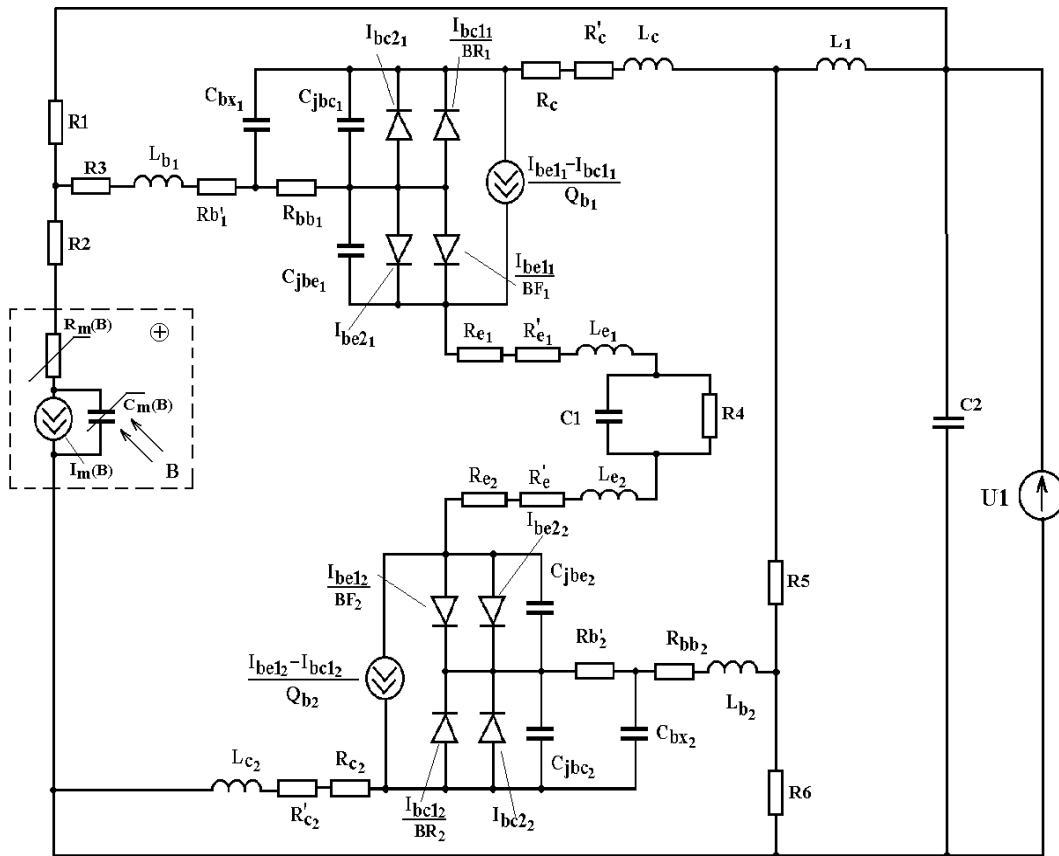


Рисунок 4.34 – Еквівалентна схема радіовимірювального перетворювача магнітної індукції

На підставі цієї схеми відповідно до методу Ляпунова [141] визначена функція перетворення пристрою, що являє собою залежність частоти генерації від величини магнітної індукції. Аналітична залежність функції перетворення має вигляд

$$F_0 = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{-(A_1 - D_1) + \sqrt{(A_1 - D_1)^2 + 8(C_{jbe} + C_{bx})L_1C_{bx}C_{jbe}C_m^2(B)R_m^2(B)}}{2L_1C_{bx}C_{jbe}C_m^2(B)R_m^2(B)} \right]^{1/2}, \quad (4.17)$$

де $A_1 = L_1C_{bx}C_{jbe} - (C_{jbe} + C_{bx})[C_m(B)R_m(B)]^2$; $D_1 = R_m^2(B)C_m(B)C_{jbe}C_{bx}$.

Графічна залежність функції перетворення представлена на рис. 4.35. Чутливість перетворювача визначається на підставі виразу (4.17) і описується рівнянням

$$\begin{aligned} S_B^{F_0} = & \frac{1}{8} \left(2(C_{jbe} + C_{bx}C_m^2(B)R_m(B)) \left(\frac{\partial R_m(B)}{\partial B} \right) + 2R_m(B)C_m(B)C_{jbe}C_{bx} \left(\frac{\partial R_m(B)}{\partial B} \right) + \right. \\ & + \frac{1}{2} \left(2(A_1 - D_1) \left(-2(C_{jbe} + C_{bx})C_m^2(B)R_m(B) \left(\frac{\partial R_m(B)}{\partial B} \right) - 2R_m(B)C_m(B)C_{jbe}C_{bx} \times \right. \right. \\ & \times \left. \left. \left(\frac{\partial R_m(B)}{\partial B} \right) \right) + 24(C_{jbe} + C_{bx})L_1C_{jbe}C_{bx}C_m^2(B)R_m(B) \times \right. \\ & \times \left. \left. \left(\frac{\partial R_m(B)}{\partial B} \right) \right) \right) / \sqrt{(A_1 - D_1)^2 + 12Y_1} - \left. \right) / \pi L_1 C_{jbe} C_{bx} C_m^2(B) R_m(B) - \\ & - \frac{1}{4} \left(\left(-A_1 + D_1 + \sqrt{(A_1 - D_1)^2 + 12Y_1} \right) \left(\frac{\partial R_m(B)}{\partial B} \right) \right) / \left(\pi L_1 C_{jbe} C_{bx} C_m^2(B) R_m^3(B) \right), \end{aligned} \quad (4.18)$$

де $Y_1 = (C_{jbe} + C_{bx})L_1C_{jbe}C_{bx}C_m^2(B)R_m^2(B)$.

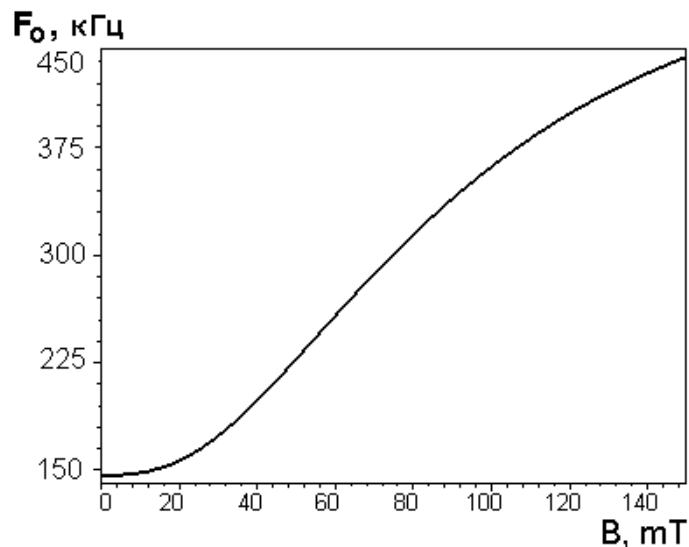


Рисунок 4.35 – Залежність частоти генерації радіовимірювального перетворювача

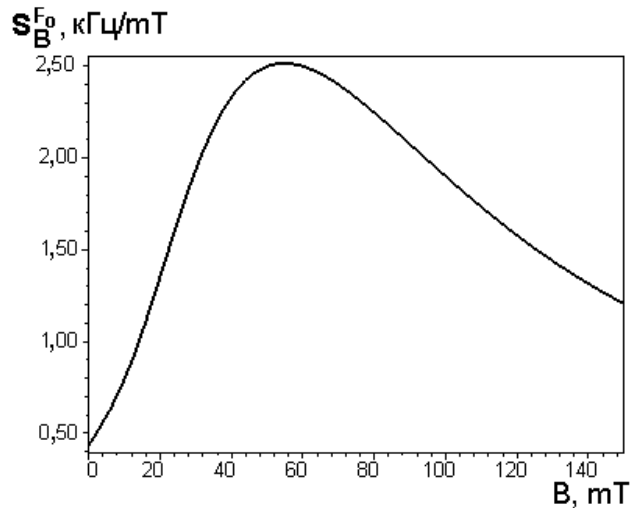


Рисунок 4.36 – Залежність чутливості від величини магнітної індукції

Графік залежності чутливості представлений на рис. 4.36. Як видно з графіка, найбільша чутливість пристрою лежить у діапазоні від 35...90 мТл і складає 2...2,5 кГц/мТл.

4.6 Розрахунок функції перетворення та рівняння чутливості частотного перетворювача магнітного поля на біполярній транзисторній структурі з активною індуктивністю і магнітодіодом

Розширення діапазону вимірювання індукції магнітного поля можливе на основі схеми частотного перетворювача магнітного поля на біполярній транзисторній структурі з активною індуктивністю і магнітодіодом. Електрична схема такого перетворювача наведена на рис. 4.37. Вона являє собою гібридну інтегральну схему, що складається з трьох біполярних транзисторів з різними типами провідності, котрі утворюють автогенераторний пристрій, у коло зворотного додатного зв'язку котрого включений магніточутливий діод.

На електродах колектор-колектор транзисторів VT1 і VT2 існує повний опір, активна складова якого має від'ємне значення, а реактивна – ємнісний характер. Підключення активної індуктивності на основі транзистора VT3 і послідовного C_2R_7 -кола до колектора VT1 утворює коливальний контур, втрати енергії в якому компенсуються від'ємним опором. Таким чином, резонансна частота коливального контура залежить від дії магнітного поля на магніточутливий діод VD1.

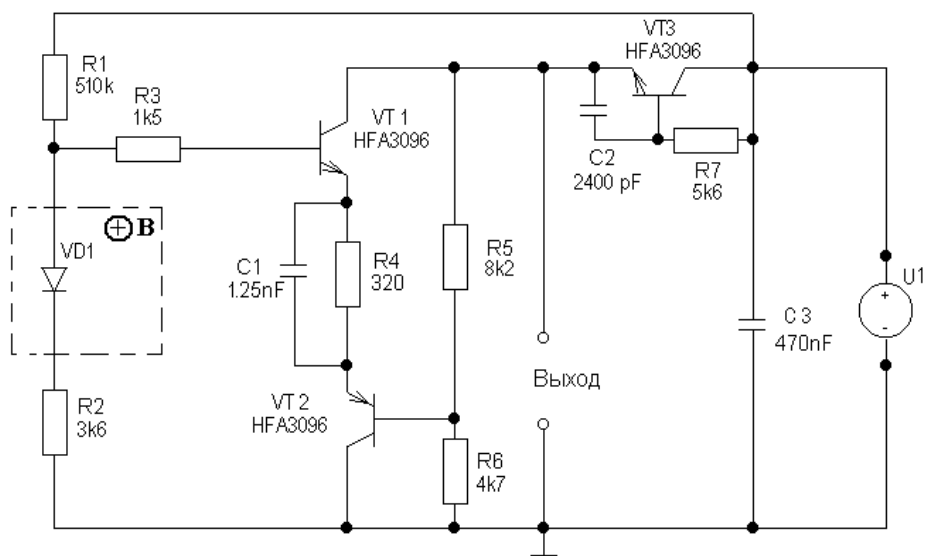


Рисунок 4.37 – Електрична схема частотного перетворювача магнітного поля на біполярній транзисторній структурі з активною індуктивністю і магнітодіодом

Виникнення індуктивних властивостей у біполярних структурах зумовлено кінцевою швидкістю руху носіїв заряду в базовій області. Сигнал, що прикладений до емітера, не може з'явитися на колекторному переході, доки носії заряду проходять базу, в результаті чого виникає затримка у часі, яка отримала назву часу прольоту. Таким чином, струм колектора відстає у часі від напруги на емітері, яке викликало цей струм, що відповідає індуктивній реакції на електродах емітер-колектор біполярного транзистора. Величина індуктивності та добротності визначається на основі нелінійної моделі індуктивного транзистора, яка базується на моделі Еберса–Молла, що отримана із загальної математичної моделі транзистора. Вихідними даними для цієї моделі є система основних рівнянь, котрі описують поведінку носіїв заряду в напівпровідниковому матеріалі, а також математичні співвідношення, що характеризують поведінку р-п переходів. Індуктивність теоретичної моделі залежить від електрофізичних параметрів напівпровідникового матеріалу бази, режиму живлення транзистора по постійній та змінній напругах, а також від геометричних розмірів транзистора, що дозволяє керувати її величиною як електричним, так і технологічним шляхами. Зовнішні параметри транзистора, які безпосередньо не пов'язані з процесами перенесення носіїв заряду, такі як бар'єрні ємності емітерного и колекторного переходів, омичний опір

базової області, індуктивності виводів суттєво впливають на величину індуктивності, що виникає в процесі перенесення носіїв заряду в базовій області. Включення зовнішньої R_7C_2 -кола до транзистора VT3 дозволяє збільшити як індуктивність, так і добротність активного елемента з однієї сторони, а з іншої сторони – повністю реалізувати як активний індуктивний елемент, так і увесь пристрій за інтегральною технологією.

На основі еквівалентної схеми згідно з методом Ляпунова визначено функцію перетворення пристрою. Аналітична залежність функції перетворення має вигляд

$$F_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{A_1 + \sqrt{A_1^2 + 4L_1C_{jbc1}(C_e(B)R_B(B))^2}}{2L_{ekv}C_{jbc1}(R_B(B)C_e(B))^2}}, \quad (4.19)$$

де $A_1 = L_{ekv}C_{jbc1} - (C_e(B)R_B(B))^2 - C_{jbc1}C_e(B)R_B^2(B)$, L_{ekv} – активна індуктивність на основі VT3 і послідовного C_2R_7 -кола; C_{jbc1} – ємність переходу база-колектор транзистора VT1.

Графічна залежність функції перетворення представлена на рис. 4.38. Чутливість радіовимірювального перетворювача магнітного поля визначається на основі виразу (4.19) та описується рівнянням

$$\begin{aligned} S_B^{F_0} = & -0.0198 \left(-2C_e(B)R_B^3(B)C_{jbc1} \left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B} \right) \times \sqrt{A_1 + 2A_2} - 2C_e^2(B)R_B^3(B) \left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B} \right) - \right. \\ & - 2C_e^3(B) \times R_B^2(B) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) - 3C_e(B)R_B^3(B)C_{jbc1} \left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B} \right) - 2C_{jbc1}C_e^2(B)R_B^2(B) \times \\ & \times \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) + 8C_e^2(B)L_{ekv} \times R_B^3(B)C_{jbc1} \left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B} \right) + 8L_{ekv}C_{jbc1}C_e^2(B)R_B^2(B) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) + \\ & + 4L_{ekv}C_{jbc1}R_B(B) \left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B} \right) \sqrt{A_1^2 + 2A_2} + 4R_B(B) \left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B} \right) L_{ekv}C_{jbc1} + 4C_e(B)L_{ekv}C_{jbc1} \times \\ & \times \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) \sqrt{A_1^2 + 2A_2} + 4L_{ekv}C_{jbc1}C_e(B) \times \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) \left. \right) / \left(\left(2\sqrt{A_1 + \sqrt{A_1^2 + 2A_2}} / A_2 \right) \times \right. \\ & \left. \times L_{ekv}C_{jbc1}C_e^3(B)R_B^3(B)\sqrt{A_1^2 + 2A_2} \right), \end{aligned} \quad (4.20)$$

де $A_2 = 2L_{ekv}C_{jbc1}(C_e(B)R_B(B))^2$.

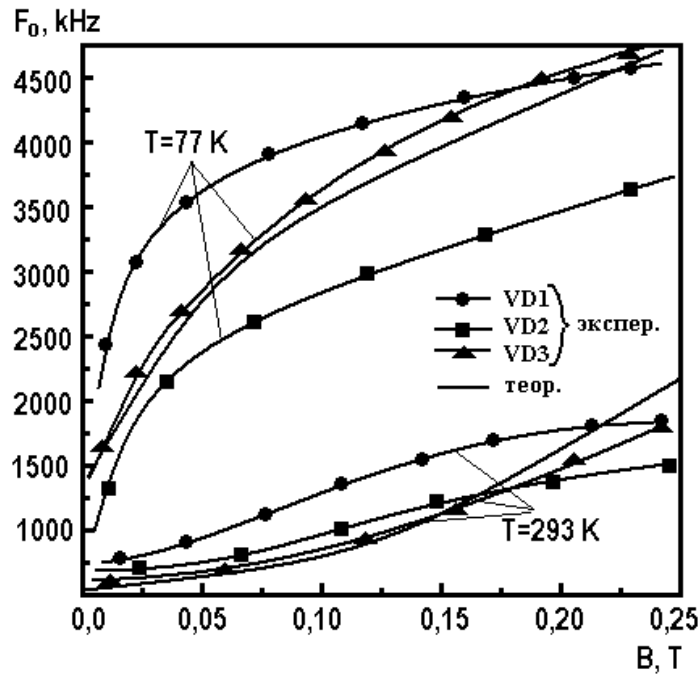


Рисунок 4.38 – Експериментальні та теоретичні залежності частоти генерації від величини магнітної індукції при різних температурах

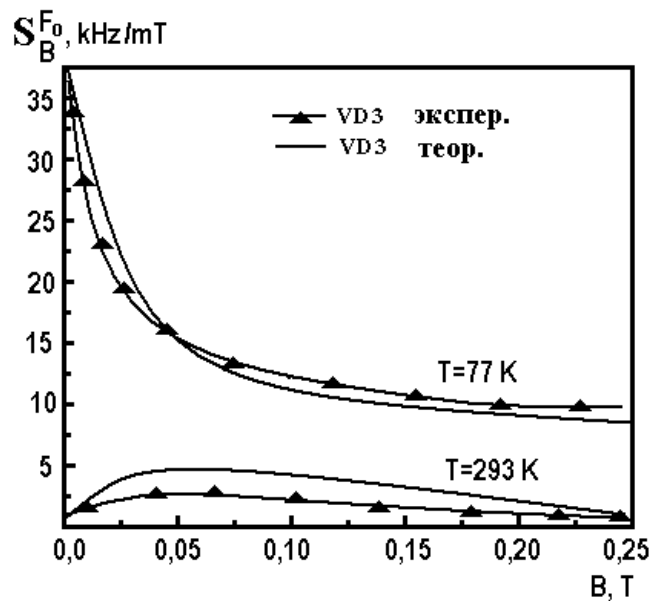


Рисунок 4.39 – Експериментальні і теоретичні залежності чутливості від індукції магнітного поля

Чутливість розробленого частотного перетворювача магнітної індукції складає 2...34 кГц/мТл. Як видно з графіка зменшення температури, при якій працює перетворювач магнітного поля, дозволяє різко підвищити чутливість пристрою.

5 МІКРОЕЛЕКТРОННІ ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ МАГНІТНОГО ПОЛЯ З ЧУТЛИВИМИ ЕЛЕМЕНТАМИ НА ОСНОВІ СЕНСОРІВ ХОЛЛА

Під час проектування нових радіовимірювальних приладів висуваються вимоги, які постійно зростають, щодо їхнього діапазону вимірювання, точності, чутливості, швидкодії, потужності споживання, надійності тощо. Радіовимірювальні перетворювачі з частотним виходом мають низку переваг перед амплітудними – у значне підвищення завадостійкості, що дозволяє збільшити точність вимірювання, а також можливість одержання великих вихідних сигналів. Це створює передумови для відмови від підсилювальних пристроїв у наступній обробці сигналів. Використання частотного сигналу в якості інформативного дозволяє відмовитися від аналого-цифрових перетворювачів, що підвищує економічність вимірювальної апаратури.

В даний час ведуться інтенсивні дослідження з вивчення властивостей радіовимірювальних мікроелектронних перетворювачів [125, 126, 129, 132], але дослідження частотних перетворювачів магнітної індукції на основі МДН та біполярного транзисторів знаходиться в початковій стадії. Тому необхідно приділити більше уваги дослідженню основних параметрів радіовимірювальних перетворювача на основі транзисторної структури з від'ємним опором з магніточутливими елементами на основі сенсора Холла.

5.1 Виведення функції перетворення і рівняння чутливості магнітного частотного перетворювача на біполярно-польовій транзисторній структурі з сенсором Холла

Магніточутливими елементами в радіовимірювальних перетворювачах виступають магніторезистори, сенсори Холла, магніодіоди, біполярні і польові магніотранзистори. Одним із перспективних напрямків у розробці вимірювальних перетворювачів магнітного поля є використання залежності реактивних властивостей і від'ємного опору напівпровідникових пристроїв від впливу магнітного поля і створення на цій основі мікроелектронних частотних перетворювачів магнітного поля [6, 89, 90, 128]. У пристроях такого типу відбувається перетворення магнітної індукції у частотний сигнал, що дозволяє створювати вимірювальні перетворювачі за інтегральною технологією і дає можливість підвищити точність, чутливість і швидкодію, розширити діапазон вимірюваних величин, поліпшити завадостійкість і надійність.

Схема радіовимірювального перетворювача магнітного поля подана на рис. 5.1. Вона являє собою гібридну інтегральну схему, яка

складається з біполярного і польового транзисторів, опорів R_1 – R_6 , ємностей C_1 – C_4 , що дозволяє створити автогенераторний пристрій. Коливальний контур пристрою створений на основі еквівалентної ємності повного опору на електродах стоку польового транзистора VT2 і емітера біполярного транзистора VT1.

Розрахунок параметрів радіовимірювальних магнітних перетворювачів можливо зробити на основі еквівалентних схем, тому розглянемо еквівалентну схему перетворювача, яка містить елементи, що залежать від дії магнітного поля (рис. 5.2). Для зручності розрахунків перетворимо її у більш компактну (рис. 5.3).

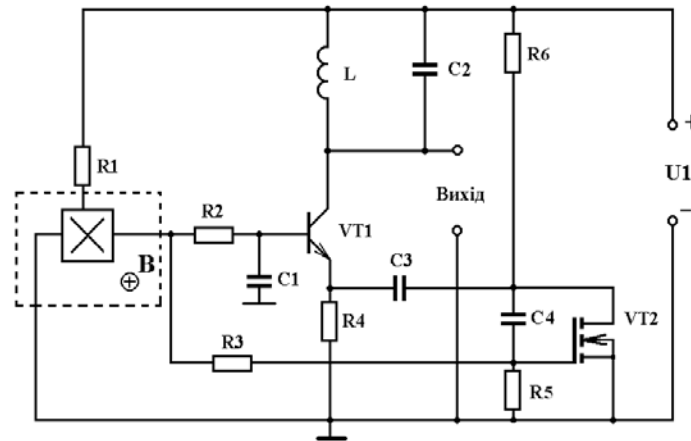


Рисунок 5.1 – Схема радіовимірювального перетворювача магнітного поля

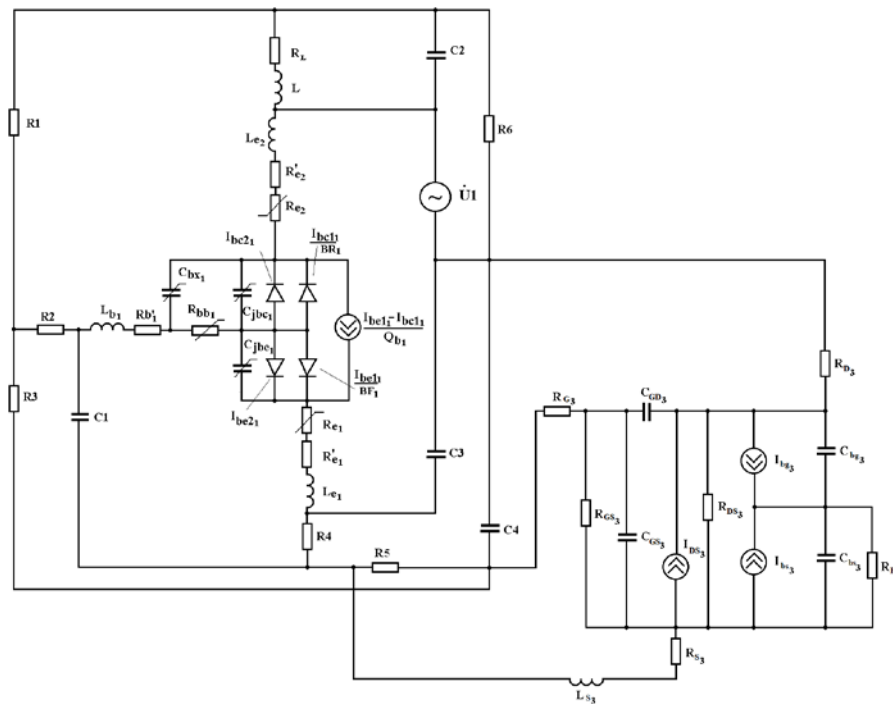


Рисунок 5.2 – Еквівалентна схема частотного магнітного перетворювача

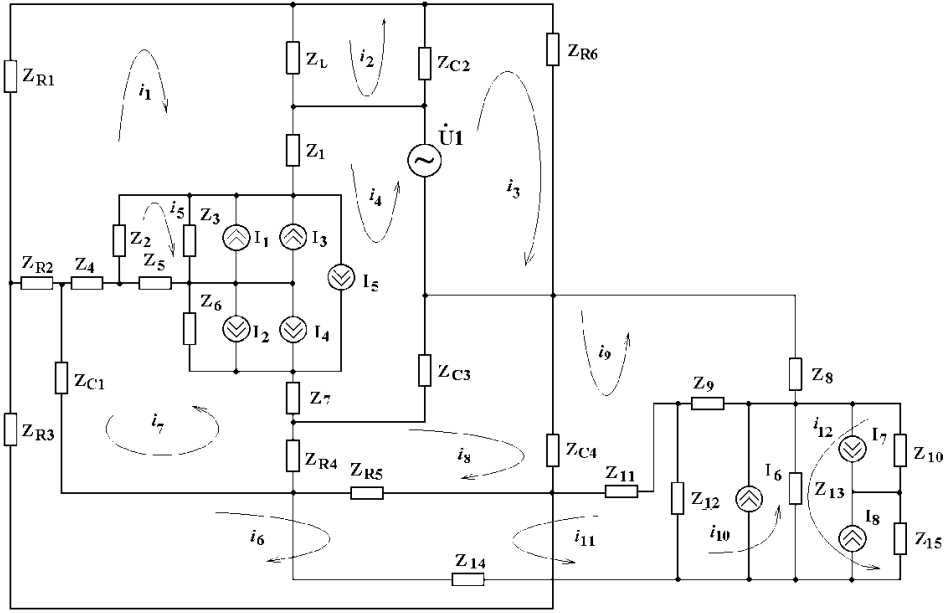


Рисунок 5.3 – Перетворена еквівалентна схема частотного магнітного перетворювача

Система рівнянь Кірхгофа, згідно з рис. 5.3, матиме вигляд

$$\begin{cases}
 0 = (Z_{R1} + Z_L + Z_1 + Z_2 + Z_4 + Z_{R2})i_1 + Z_L i_2 + Z_1 i_4 + Z_2(I_1 + I_3 - I_5 - i_5) + Z_4 i_7 - Z_{R2} i_6; \\
 0 = (Z_L + Z_{C2})i_2 + Z_L i_1 + Z_{C2} i_2; \\
 \dot{U}_1 = (Z_{C2} + Z_{R6})i_3 + Z_{C2} i_2; \\
 \dot{U}_1 = (Z_1 + Z_3 + Z_6 + Z_7 + Z_{C3})i_4 + Z_1 i_1 + Z_3(i_5 + I_1 + I_3 - I_2 - I_4 - I_5) + Z_6(I_1 + I_3 - I_2 - I_4 - I_5 - i_7) - Z_7 i_7 + Z_{C3} i_8; \\
 0 = (Z_2 + Z_3 + Z_5)i_5 + Z_2(I_5 - I_1 - I_3 - i_1) + Z_3(I_1 + I_3 - I_5 + i_4) + Z_5 i_7; \\
 0 = (Z_{R2} + Z_{C1} + Z_{R5} + Z_{R3})i_6 + Z_{C1} i_7 - Z_{R2} i_1 - Z_{R5} i_8; \\
 0 = (Z_4 + Z_5 + Z_6 + Z_7 + Z_{R4} + Z_{C1})i_7 + Z_4 i_1 + Z_5 i_5 + Z_6(I_2 + I_4 + I_5 - i_4) - Z_7 i_4 + Z_{R4} i_8 + Z_{C1} i_6; \\
 0 = (Z_{C3} + Z_{C4} + Z_{R5} + Z_{R4})i_8 + Z_{C3} i_4 - Z_{C4} i_9 + Z_{R5}(i_{11} - i_6) + Z_{R4} i_7; \\
 0 = (Z_{C4} + Z_{11} + Z_9 + Z_8)i_9 + Z_{C4} i_8 - Z_{11} i_{11} + Z_9(i_{10} + I_6 + I_7 - I_8); \\
 0 = (Z_9 + Z_{13} + Z_{12})i_{10} + Z_{12}(I_6 - i_{11}) + Z_9(I_6 - I_7 + I_8 - i_9) + Z_{13}(I_7 - I_8 - I_6 - i_{12}); \\
 0 = (Z_{R5} + Z_{11} + Z_{12} + Z_{14})i_{11} + Z_{R5} i_8 - Z_{11} i_9 + Z_{12}(i_{10} + I_6); \\
 0 = (Z_{10} + Z_{13} + Z_{15})i_{12} + Z_{10}(I_9 - I_8 - I_6) + Z_{13}(I_6 - I_7 + I_8 - i_{10}) + Z_{15}(I_7 - I_8 - I_6).
 \end{cases} \quad (5.1)$$

В системі рівнянь (5.1) використано такі скорочення

$$I_1 = I_{bc2}; \quad I_2 = I_{be2}; \quad I_3 = I_{bc1} / \beta_R; \quad I_4 = I_{be1} / \beta_F;$$

$$\begin{aligned}
I_5 &= (I_{be1} - I_{bc1}) / Q; \quad I_6 = I_{DS3}; \quad I_7 = I_{BG3}; \quad I_8 = I_{BS3}; \\
Z_{R1} &= R_1; \quad Z_{R2} = R_2; \quad Z_{R3} = R_3; \quad Z_{R4} = R_4; \\
Z_{R5} &= R_5; \quad Z_{R6} = R_6; \quad Z_L = R_L + j\omega L; \quad Z_{C1} = -j / \omega C_1; \\
Z_{C2} &= -j / \omega C_2; \quad Z_{C3} = -j / \omega C_3; \quad Z_{C4} = -j / \omega C_4; \quad Z_1 = R'_c + R_c + j\omega L_c; \\
Z_2 &= -j / \omega C'_{bx}; \quad Z_3 = -j / \omega C_{jbc}; \quad Z_4 = R'_b + j\omega L_b; \quad Z_5 = R_{bb}; \quad Z_6 = -j / \omega C_{jbe}; \\
Z_7 &= R'_e + R_e + j\omega L_e; \quad Z_8 = R_{D1}; \quad Z_9 = -j / (\omega C_{GD1}); \quad Z_{10} = -j / (\omega C_{BD1}); \\
Z_{11} &= R_{G1}; \quad Z_{12} = \frac{R_{GS1}}{1 + \omega^2 R_{GS1}^2 C_{GS1}^2} - j \frac{R_{GS1}^2 \omega C_{GS1}}{1 + \omega^2 R_{GS1}^2 C_{GS1}^2}; \quad Z_{13} = R_{DS1}; \\
Z_{14} &= R_{S1} + j\omega L_{S1}; \quad Z_{15} = \frac{R_{B1}}{1 + \omega^2 R_{B1}^2 C_{BS1}^2} - j \frac{R_{B1}^2 \omega C_{BS1}}{1 + \omega^2 R_{B1}^2 C_{BS1}^2}.
\end{aligned}$$

Значення параметрів елементів еквівалентної схеми (рис. 5.3) для теоретичних розрахунків отримано з робіт [111, 127, 138, 207]. Розв'язання системи рівнянь (5.1) проведено чисельним методом на персональному комп'ютері.

Перейдемо до розрахунку функції перетворення, тобто залежності частоти генерації від індукції магнітного поля. Для цих цілей скористаємося нелінійною еквівалентною схемою перетворювача (рис. 5.2). Виходячи із цієї схеми і теорії стійкості Ляпунова [141], одержимо функцію перетворення

$$F_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{C_{be}(B) + C_{bc}(B)}{C_{bc}(B)C_{be}(B)L}}. \quad (5.2)$$

Чутливість магнітного радіовимірювального перетворювача визначається на основі (5.2). Теоретична і експериментальна залежності частоти генерації від магнітної індукції подані на рис. 5.4. Залежність чутливості радіовимірювального перетворювача від магнітної індукції наведена на рис. 5.5. Розбіжність теоретичних і експериментальних досліджень складає $\pm 5\%$.

$$\begin{aligned}
S_B &= \frac{1}{4} \left[\frac{\left(\frac{\partial C_{be}(B)}{\partial B} + \frac{\partial C_{bc}(B)}{\partial B} \right) (C_{bc}(B) + C_{be}(B))}{C_{bc}(B)C_{be}(B)L} - \frac{\left(\frac{\partial C_{be}(B)}{\partial B} \right) (C_{bc}(B) + C_{be}(B))}{C_{be}^2(B)C_{bc}(B)L} - \right. \\
&\quad \left. - \frac{\left(\frac{\partial C_{bc}(B)}{\partial B} \right) (C_{bc}(B) + C_{be}(B))}{C_{be}(B)C_{bc}^2(B)L} \right] \Bigg/ \left(\pi \sqrt{\frac{C_{bc}(B) + C_{be}(B)}{C_{bc}(B)C_{be}(B)L}} \right). \quad (5.3)
\end{aligned}$$

де $C_{be}(B)$, $C_{bc}(B)$ – складові ємності коливального контура, які визначаються ємнісною складовою повного опору на електродах стік-емітер транзисторів VT1 і VT2; L – індуктивність коливального контура.

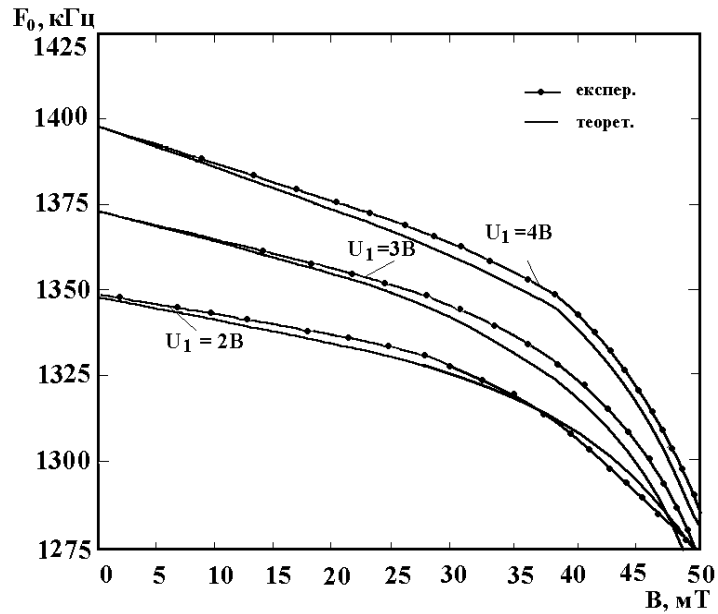


Рисунок 5.4 – Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від магнітної індукції

Експериментальні дослідження проводились за стандартною методикою [142]. Величина магнітної індукції вимірювались за допомогою приладу типу Щ4310.

Як видно з графіка, найбільша чутливість приладу лежить у діапазоні від 1 мТл до 60 мТл і складає 1000...1550 Гц/мТл.

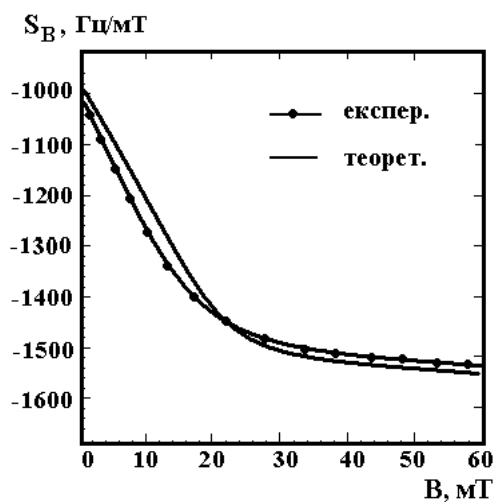


Рисунок 5.5 – Залежність чутливості перетворювача від магнітної індукції

5.2 Виведення функції перетворення і рівняння чутливості магнітного перетворювача на основі біполярного і двозатворного МДН транзисторів з сенсором Холла

Перетворювачі з частотним виходом мають низку переваг перед амплітудними, які полягають у значному підвищенні завадостійкості, що підвищує точність вимірювання, а також уможливорює отримання великих вихідних сигналів. Це дозволяє відмовитись від підсилювальних пристроїв у подальшій обробці сигналів. Використання частотного сигналу в якості інформативного дає можливість відмовитись від аналого-цифрових перетворювачів, що підвищує економічність вимірювальної апаратури [143].

На теперішній час проводяться інтенсивні дослідження з вивчення властивостей аналогових перетворювачів [83, 57], проте дослідження частотних перетворювачів магнітного поля на основі реактивних властивостей транзисторів знаходяться у початковій стадії. Тому дослідження властивостей перетворювачів магнітного поля на основі транзисторних структур з від'ємним опором представляють інтерес для розробників вимірювальної апаратури магнітного поля.

Електрична схема перетворювача подана на рис. 5.6. Вона являє собою гібридну інтегральну схему, яка складається з біполярного і польового транзисторів, опорів R_1 – R_2 , ємності C_1 , що дозволяє створити автогенераторний пристрій. Коливальний контур пристрою утворений на основі еквівалентної ємності повного опору на електродах стоку польового двозатворного транзистора VT2 і колектор біполярного транзистора VT1 та пасивної індуктивності L1.

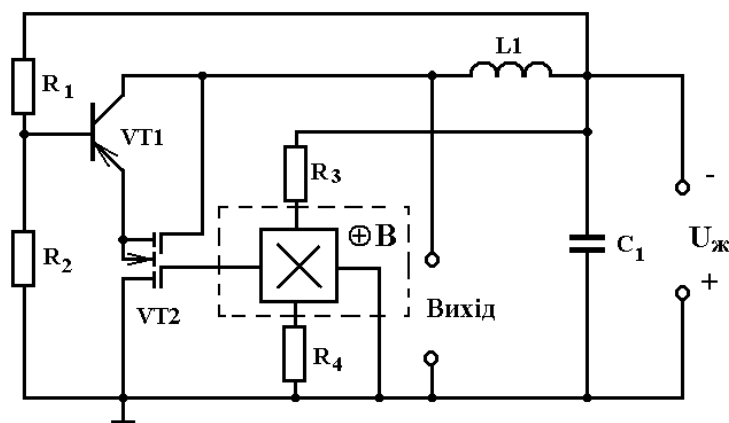


Рисунок 5.6 – Електрична схема частотного перетворювача магнітного поля

На елемент Холла діє магнітне поле, що приводить до зміни як еквівалентної ємності коливального контура, так і від'ємного опору на виході пристрою, що викликає зміну резонансної частоти автогенератора. Втрати енергії в коливальному контурі компенсуються за рахунок від'ємного опору [89].

Опори (R_1 – R_2) здійснюють живлення автогенераторного пристрою з допомогою джерела постійної напруги. Ємність C_1 запобігає проходженню змінного струму через джерело постійної напруги. Вольтамперна характеристика на вихідних клеммах, яка розраховується на основі еквівалентної схеми перетворювача, має спадну ділянку, що відповідає від'ємному опору.

Згідно з методом стійкості Ляпунова, виходячи з еквівалентної схеми перетворювача, визначено функцію перетворення, яка є залежністю частоти генерації від магнітної індукції. Аналітична залежність функції перетворення має вигляд

$$F_0 = \frac{\sqrt{\frac{R_g^2(B)C(B)}{L} - 1}}{2\pi |R_g(B)| C(B)}, \quad (5.4)$$

де $R_g(B)$ – активна складова повного опору на електродах стік-колектор біполярного транзистора VT1 і польового транзистора VT2, яка має від'ємне значення; $C(B)$ – ємність коливального контура, яка визначається ємнісною складовою повного опору на електродах стік-колектор транзисторів VT1 і VT2; L – індуктивність.

Графічна залежність функції перетворення подана на рис. 5.7. Чутливість перетворювача магнітного поля з частотним виходом визначається з виразу (5.4) і описується формулою (5.5). Графік залежності чутливості перетворювача магнітного поля з частотним виходом подано на рис. 5.8.

$$S_B^{F_0} = \frac{dF_0}{dB} = -\frac{1}{2} \frac{\sqrt{\frac{R_g^2(B)C(B)}{L} - 1} \left(\frac{\partial R_g(B)}{\partial B} \right)}{\pi R_g^2(B) C(B)} - \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\frac{R_g^2(B)C(B)}{L} - 1} \left(\frac{\partial C(B)}{\partial B} \right)}{\pi R_g(B) C^2(B)} + \frac{1}{4} \frac{\left(2 R_g(B) C(B) \left(\frac{\partial R_g(B)}{\partial B} \right) / L + R_g^2(B) \left(\frac{\partial C(B)}{\partial B} \right) / L \right)}{\pi R_g(B) C(B) \sqrt{\frac{R_g^2(B)C(B)}{L} - 1}}. \quad (5.5)$$

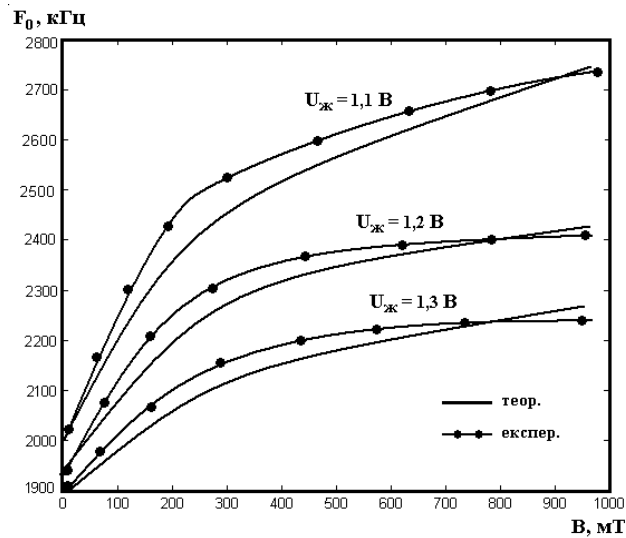


Рисунок 5.7 – Залежності частоти генерації від індукції магнітного поля

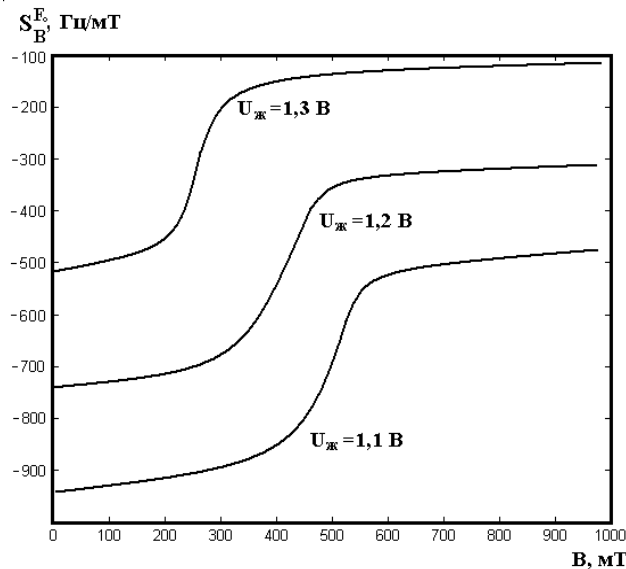


Рисунок 5.8 – Залежності чутливості перетворювача від індукції магнітного поля

Як видно з графіка на рис. 5.8, найбільша чутливість приладу лежить у діапазоні від 1 мТл до 175 мТл і складає 500...950 Гц/мТл.

5.3 Виведення функції перетворення і рівняння чутливості частотного магнітного перетворювача на основі біполярного і двозатворного МДН транзисторів з активним індуктивним елементом та сенсором Холла

Електрична схема перетворювача подана на рис. 5.9. Вона являє собою гібридну інтегральну схему, яка складається з двох біполярних і одного польового транзисторів, опорів R_1 – R_8 , ємностей C_1 – C_3 , що

дозволяє створити автогенераторний пристрій. Коливальний контур пристрою утворений на основі еквівалентної ємності повного опору на електродах стоку польового двозатворного транзистора VT1 і колектор біполярного транзистора VT2 та активної індуктивності на основі біполярного транзистора VT3 з фазозсувним колом R_8C_2 [89].

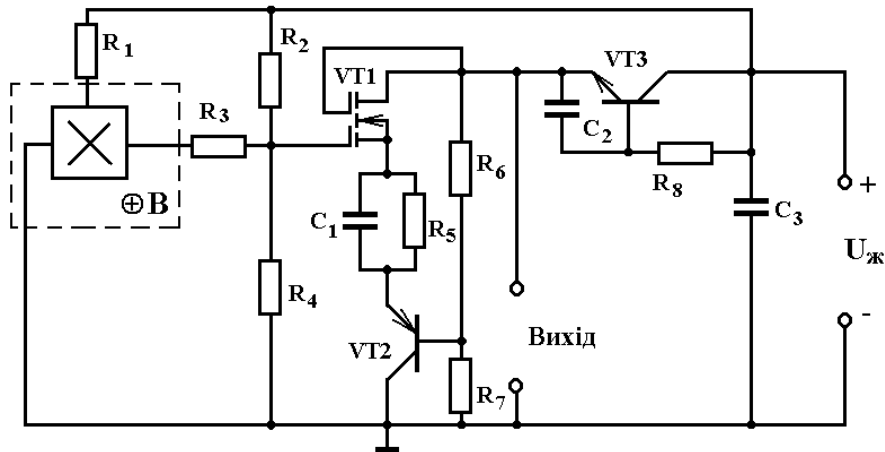


Рисунок 5.9 – Електрична схема частотного перетворювача магнітного поля

На елемент Холла діє магнітне поле, що приводить до зміни як еквівалентної ємності коливального контура, так і від’ємного опору на виході пристрою, що викликає зміну резонансної частоти автогенератора. Втрати енергії в коливальному контурі компенсуються за рахунок від’ємного опору [6, 89].

Розглянемо фізичний механізм роботи активного індуктивного елемента на основі біполярного транзистора VT3 і фазозсувного кола R_8C_2 . Виникнення індуктивних властивостей в біполярних структурах пов’язано з кінцевою швидкістю руху носіїв заряду у базовій області. Сигнал, прикладений до емітера, не може з’явитися на колекторному переході доки носії заряду проходять базу, в результаті чого утворюється затримка у часі, яка отримала назву часу прольоту.

Таким чином, струм колектора запізнюється у часі від напруги на емітері, яка викликала цей струм, що відповідає індуктивній реакції на електродах емітер-колектор біполярного транзистора. Величина індуктивності і добротності визначається на основі нелінійної моделі індуктивного транзистора, яка впливає з моделі Еберса–Молла. Вихідними даними для цієї моделі є система основних рівнянь, які описують поведінку носіїв заряду у напівпровідниковому матеріалі, а також математичні співвідношення, які характеризують поведінку p-n пере-

ходів. Індуктивність теоретичної моделі залежить від електрофізичних параметрів напівпровідникового матеріалу бази, режимів живлення транзистора по постійній і змінній напругах, а також від геометричних розмірів транзистора. Це дозволяє керувати індуктивністю і добротністю як електричним, так і технологічним шляхами. Зовнішні параметри транзистора, які безпосередньо не пов'язані з процесами перенесення носіїв заряду, таких як бар'єрні ємності емітерного і колекторного переходів, омичний опір базової області, індуктивності виводів, суттєво впливають на величину індуктивності, яка виникає у процесі перенесення носіїв заряду у базовій області. Включення зовнішнього кола R_8C_2 до транзистора VT3 дозволяє збільшити як індуктивність, так і добротність активного індуктивного елемента з одного боку, а з другого – повністю реалізувати як активний індуктивний елемент, так і весь пристрій за інтегральною технологією.

Величина індуктивності активного елемента описується виразом

$$L = \frac{1}{\omega} \cdot \frac{A_4 A_1 - A_3 A_2}{A_1^2 + A_2^2}, \quad (5.6)$$

$$\text{де } A_1 = \omega C_2 \left[(r_B + r_E - R_8 \alpha_1)^2 - (R_8 \alpha_2)^2 + \frac{1}{(\omega C_2)^2} \right];$$

$$A_2 = \omega C_2 [2R_8 \alpha_2 (r_B + r_E - R_8 \alpha_1)];$$

$$A_3 = \left[R_8 \alpha_1 (r_B + r_E - R_8) + (r_B + r_E) \frac{R_8^2}{r_K} - \frac{2\alpha_1 R_8^3}{r_K} + \frac{R_8^2 \alpha_2^2}{(\omega C_2)^2} \right];$$

$$A_4 = \left[2R_8^2 \alpha_1 \alpha_2 - (r_B + r_E) R_8 \alpha_2 + \frac{2R_8^3}{r_K} \alpha_2 \right],$$

де $\alpha_1 = \frac{\alpha_0}{1 + (f / f_\alpha)^2}$ – дійсна складова коефіцієнта передачі струму у

схемі з загальною базою; $\alpha_2 = \frac{\alpha_0 f / f_\alpha}{1 + (f / f_\alpha)^2}$ – уявна складова коефіцієнта

передачі струму у схемі з загальною базою; r_B, r_K, r_E – відповідно опір бази, колектора і емітера транзистора VT3; f_α – гранична частота біполярного транзистора в схемі із загальною базою; f – робоча частота; $\omega = 2\pi f$ – кругова частота.

Добротність активного індуктивного елемента визначається за формулою

$$Q = \frac{(A_4 A_1 - A_3 A_2) \omega C_2}{\omega C_2 (A_3 A_1 + A_4 A_2) - (A_1^2 + A_2^2)}. \quad (5.7)$$

Опори (R_1 – R_8) здійснюють живлення автогенераторного пристрою з допомогою джерела постійної напруги. За рахунок електричного кола $R_5 C_1$ здійснюють термостабілізацію вимірювального пристрою. Ємність C_3 запобігає проходженню змінного струму через джерело постійної напруги. Вольт-амперна характеристика на вихідних клеммах, яка розраховується на основі еквівалентної схеми перетворювача, має спадну ділянку, що відповідає від'ємному опору.

Згідно з методом стійкості Ляпунова, виходячи з еквівалентної схеми перетворювача, визначена функція перетворення, яка є залежністю частоти генерації від магнітної індукції. Аналітична залежність функції перетворення має вигляд

$$F_0 = \frac{1}{2\pi |R_g(B)| C(B)} \left[\frac{R_g^2(B) C(B)}{L} - 1 \right]^{1/2}, \quad (5.8)$$

де $R_g(B)$ – активна складова повного опору на електродах стік-колектор польового транзистора VT1 і біполярного транзистора VT2, яка має від'ємне значення; $C(B)$ – ємність коливального контура, яка визначається ємнісною складовою повного опору на електродах стік-колектор транзисторів VT1 і VT2; L – активна індуктивність, яка визначається виразом (5.6).

Графічна залежність функції перетворення подана на рис. 5.10. Чутливість перетворювача магнітного поля з частотним виходом визначається з виразу (5.11) і описується формулою

$$S_B^{F_0} = \frac{dF_0}{dB} = -\frac{1}{2} \frac{\sqrt{\frac{R_g^2(B) C(B)}{L} - 1} \left(\frac{\partial R_g(B)}{\partial B} \right)}{\pi R_g^2(B) C(B)} - \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\frac{R_g^2(B) C(B)}{L} - 1} \left(\frac{\partial C(B)}{\partial B} \right)}{\pi R_g(B) C^2(B)} +$$

$$+ \frac{\frac{1}{4} \left(2 R_g(B) C(B) \left(\frac{\partial R_g(B)}{\partial B} \right) / L + R_g^2(B) \left(\frac{\partial C(B)}{\partial B} \right) / L \right)}{\pi R_g(B) C(B) \sqrt{\frac{R_g^2(B) C(B)}{L} - 1}}. \quad (5.9)$$

Графік залежності чутливості перетворювача магнітного поля з частотним виходом подано на рис. 5.11. Як видно з графіка, найбільша чутливість приладу лежить у діапазоні від 1 мТл до 150 мТл і складає 300...900 Гц/мТл.

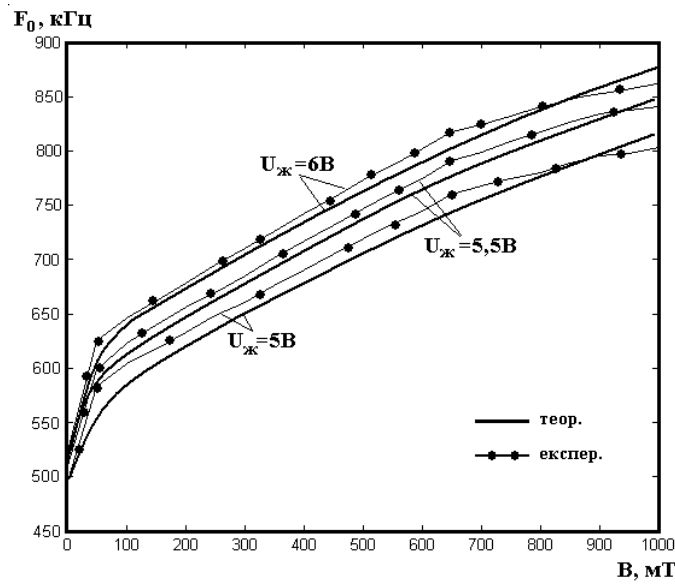


Рисунок 5.10 – Графіки залежності частоти генерації від індукції магнітного поля

Показана можливість перетворення магнітної індукції у частотний сигнал на основі гібридної інтегральної схеми, яка складається з двох біполярних і польового транзисторів, а також магніточутливого елемента Холла. Отримані аналітичні залежності функції перетворення та рівняння чутливості. Теоретичні та експериментальні дослідження показали, що чутливість розробленого перетворювача магнітного поля складає 300 Гц/мТл.

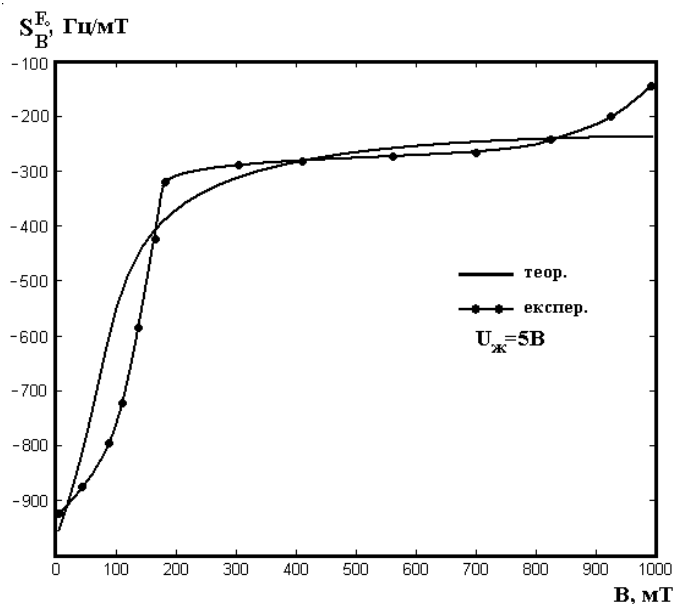


Рисунок 5.11 – Графіки залежності чутливості перетворювача від індукції магнітного поля

5.4 Математичне моделювання частотних перетворювачів магнітного поля з сенсором Холла та активною індуктивністю

Для визначення поведінки перетворювача магнітної індукції в динамічному режимі необхідно отримати залежність активної і реактивної складових повного опору на електродах стік-колектор структури, функції перетворення і чутливості від дії магнітного поля. Розрахунки зроблені на основі еквівалентної схеми МДН та біполярних транзисторів, які складають перетворювач магнітної індукції з сенсором Холла, в якості чутливого елемента (рис. 5.12).

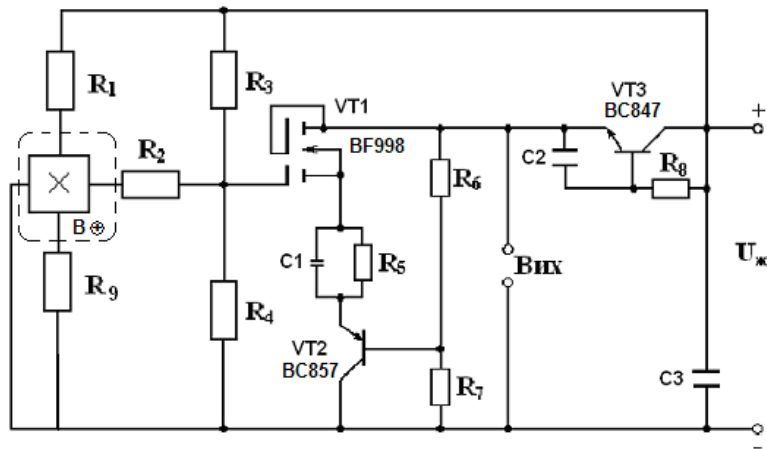


Рисунок 5.12 – Електрична схема мікроелектронного перетворювача магнітної індукції з частотним виходом

Еквівалентна схема радіовимірювального перетворювача магнітної індукції представлена на рис. 5.13. Вона враховує нелінійні властивості схеми, тому що автогенератор може працювати як у лінійному, так і нелінійному режимах. Для зручності розрахунків еквівалентну схему виконано як на рис. 5.14.

Для визначення функції перетворення необхідно знайти залежність частоти генерації від магнітної індукції. Це можливо зробити розв'язавши систему рівнянь Кірхгофа, яка складена для змінного струму на основі еквівалентної схеми (див. рис. 5.14). Вирішення системи рівнянь дозволяє отримати величину повного опору на електродах колектор-колектор перетворювача. Розклавши повний опір на дійсну й уявну складові, можна визначити еквівалентну ємність коливального контура, яка залежить від магнітної індукції.

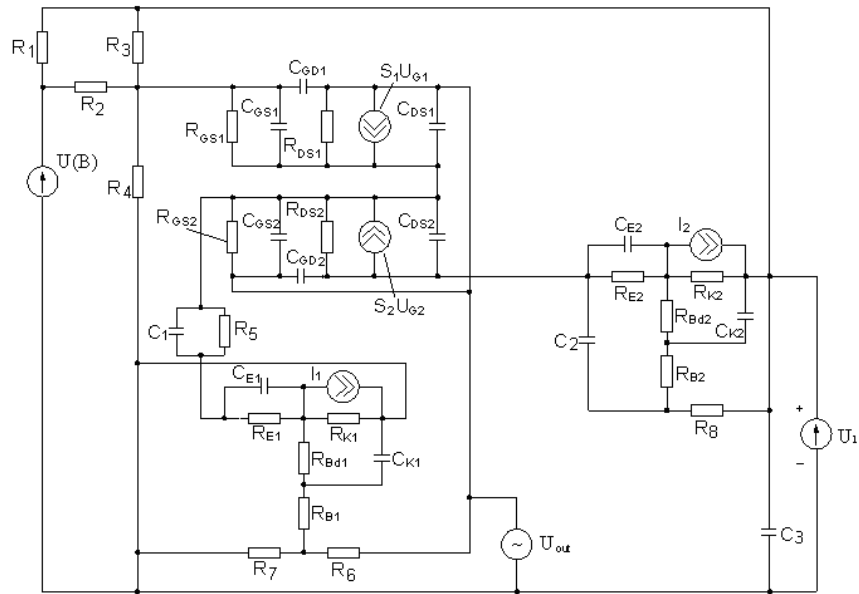


Рисунок 5.13 – Нелінійна еквівалентна схема мікроелектронного перетворювача магнітної індукції з частотним виходом

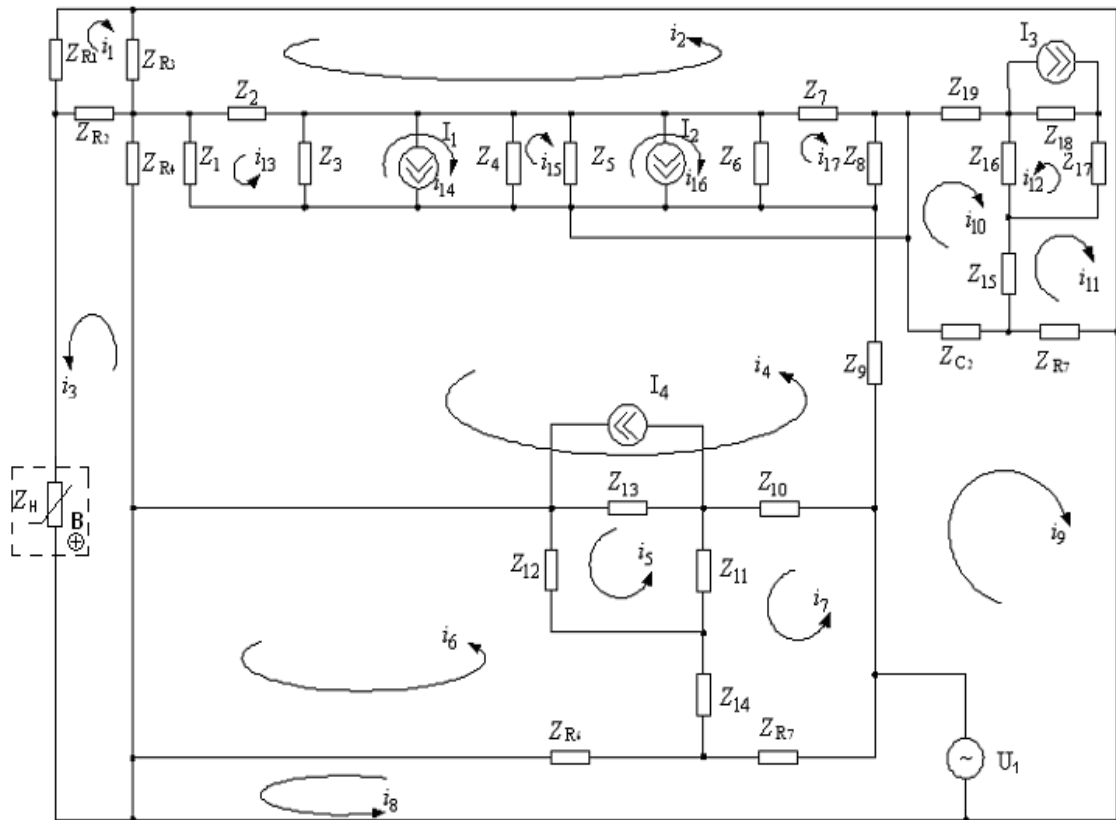


Рисунок 5.14 – Перетворена нелінійна еквівалентна схема мікроелектронного перетворювача магнітної індукції з частотним виходом

Система рівнянь Кірхгофа, згідно з напрямками контурних струмів, має вигляд

$$\begin{cases}
 0 = (Z_{R_1} + Z_{R_2} + Z_{R_3})i_1 - Z_{R_3}i_1 - Z_{R_2}i_3; \\
 0 = (Z_{R_1} + Z_2 + Z_7 + Z_{19} + Z_{18})i_2 - Z_{R_3}i_1 - Z_2i_{13} + Z_7i_{17} + Z_{19}i_{10} - Z_{18}(I_3 + i_2); \\
 0 = (Z_{R_2} + Z_{R_4} + Z_H)i_3 - Z_{R_2}i_1 - Z_{R_4}i_4; \\
 0 = (Z_{R_4} + Z_1 + Z_9 + Z_{10} + Z_{13})i_4 - Z_{R_4}i_3 - Z_1i_{13} - Z_9i_7 - Z_{10}i_7 + Z_{13}(I_4 - i_{15}); \\
 0 = (Z_{11} + Z_{12} + Z_{13})i_5 - Z_{11}i_7 - Z_{13}(I_4 + i_4) - Z_{12}i_6; \\
 0 = (Z_{R_7} + Z_{14} + Z_{12})i_6 - Z_{R_7}i_8 - Z_{14}i_7 - Z_{14}i_7 - Z_{12}i_5; \\
 0 = (Z_8 + Z_9 + Z_{10} + Z_{11} + Z_{14} + Z_{R_6})i_7 + Z_8i_{17} - Z_9i_4 - Z_{10}i_4 - \\
 - Z_{11}i_5 - Z_{14}i_6 - Z_{R_6}i_8; \\
 \dot{U}_1 = (Z_{R_7} + Z_{R_6})i_8 - Z_{R_7}i_6 - Z_{R_6}i_7; \\
 \dot{U}_1 = (Z_{C_2} + Z_{R_8})i_9 + Z_{C_2}i_{10} + Z_{R_8}i_{11}; \\
 0 = (Z_{C_2} + Z_{15} + Z_{16} + Z_{19})i_{10} + Z_{C_2}i_9 - Z_{15}i_{11} + Z_{16}i_{12} + Z_{19}i_2; \\
 0 = (Z_{R_8} + Z_{15} + Z_{17})i_{11} + Z_{R_8}i_9 - Z_{15}i_{10} + Z_{17}i_{10}; \\
 0 = (Z_{16} + Z_{17} + Z_{18})i_{12} + Z_{16}i_{10} + Z_{17}i_{11} + Z_{18}(I_3 - i_2); \\
 0 = (Z_1 + Z_2 + Z_3)i_{13} - Z_1i_4 + Z_3(i_{14} + I_1) - Z_2i_2 + Z_3I_2 - \\
 - Z_1(I_2 + I_1) - Z_2(I_1 + I_2); \\
 0 = (Z_3 + Z_4)i_{14} + Z_3i_{13} - Z_4i_{15} + Z_3(I_1 + I_2) - Z_4(I_1 + I_2); \\
 0 = (Z_4 + Z_5)i_{15} - Z_4i_{14} - Z_5i_{16} + Z_4(I_1 + I_2) - Z_5(I_1 + I_2); \\
 0 = (Z_5 + Z_6)i_{16} - Z_5i_{15} - Z_6i_{17} + Z_5(I_1 + I_2) - Z_6(I_1 + I_2); \\
 0 = (Z_6 + Z_7 + Z_8)i_{17} - Z_6i_{16} + Z_7i_2 + Z_8i_7 + Z_6(I_1 + I_2) - Z_7(I_1 + I_2) - Z_8(I_1 + I_2),
 \end{cases} \tag{5.10}$$

$$\text{де } Z_1 = \frac{R_{GS1}}{1 + w^2 R_{GS1}^2 C_{GS1}^2} - j \frac{R_{GS1}^2 w C_{GS1}}{1 + w R_{GS1}^2 C_{GS1}^2}; \quad Z_2 = -\frac{j}{w C_{GD1}}; \quad Z_3 = R_{DS1}; \quad Z_{R7} = R_7;$$

$$Z_4 = -\frac{j}{w C_{DS1}}; \quad Z_5 = -\frac{j}{w C_{DS2}}; \quad Z_6 = R_{DS2}; \quad Z_7 = -\frac{j}{w C_{GD2}}; \quad Z_{R4} = R_4; \quad Z_{R6} = R_6;$$

$$Z_8 = \frac{R_{GS2}}{1 + w^2 R_{GS2}^2 C_{GS2}^2} - j \frac{R_{GS2}^2 w C_{GS2}}{1 + w R_{GS2}^2 C_{GS2}^2}; \quad Z_9 = \frac{R_5}{1 + w^2 R_5^2 C_1^2} - j \frac{R_5^2 w C_1}{1 + w R_5^2 C_1^2};$$

$$Z_{10} = \frac{R_{E1}}{1 + w^2 R_{E1}^2 C_{E1}^2} - j \frac{R_{E1}^2 w C_{E1}}{1 + w R_{E1}^2 C_{E1}^2}; \quad Z_{11} = R_{Bd1}; \quad Z_{12} = -\frac{j}{w C_{k1}}; \quad Z_{13} = R_{k1};$$

$$Z_{14} = R_{B_1}; Z_{15} = R_{B_2}; Z_{16} = R_{Bd_2}; Z_{17} = -\frac{j}{\omega C_{k_2}}; Z_{18} = R_{k_2}; Z_{R8} = R_8;$$

$$Z_{19} = \frac{R_{E2}}{1 + \omega^2 R_{E2}^2 C_{E2}^2} - j \frac{R_{E2}^2 \omega C_{E2}}{1 + \omega^2 R_{E2}^2 C_{E2}^2}; Z_{R1} = R_1; Z_{R2} = R_2; Z_{R3} = R_3;$$

$$Z_H = \frac{R_H}{1 + \omega^2 R_H^2 C_H^2} - j \frac{R_H^2 \omega C_H}{1 + \omega^2 R_H^2 C_H^2}; Z_{C2} = -\frac{j}{\omega C_2}.$$

Елементи еквівалентної схеми описуються такими величинами: R_G – омичний опір електрода затвора; R_{GS} – опір між електродами затвора і витоку; R_{DS} – опір стік-витік; R_D – опір р-п переходу стоку; R_S – опір р-п переходу витоку; R_n – опір підкладки; R_B – опір бази; R_C – опір колекторного переходу; R_E – опір емітерного переходу; $R_1, R_2, R_3, R_4, R_7, R_6$ – опори дільника; I_{DS} – струм стік-витік; I_{BS} і I_{BD} – струм переходів підкладка-витік та підкладка-стік.

Струми I_{BS} і I_{BD} в лінійному режимі, якщо виконується умова $U_{ds} < (U_{gs} - U_T)$, визначаються згідно з виразами [150]

$$I_{bs} = I_{ss} (\exp U_{bs} / (N U_t) - 1), \quad (5.11)$$

$$I_{bd} = I_{ss} (\exp U_{bd} / (N U_t) - 1), \quad (5.12)$$

де I_{ss} – струм насичення р-п переходу підкладки; U_{bs} – напруга підкладка-витік; U_{bd} – напруга підкладка-стік; N – коефіцієнт неідеальності переходу підкладка-стік; U_t – температурний потенціал р-п переходу.

Статична вихідна характеристика МДН транзистора в лінійному режимі описується виразом [151]

$$I_{ds} = \frac{\mu \cdot C_0 \cdot W}{L} \left((U_{gs} - U_T) \cdot U_{ds} - \frac{U_{ds}^2}{2} \right), \quad (5.13)$$

де L – довжина каналу; W – ширина каналу; μ – рухливість носіїв в каналі; C_0 – питома ємність оксиду; U_{gs} – напруга затвор-витік; U_{ds} – напруга стік-витік; U_T – порогова напруга.

Вираз для порогової напруги МДН транзистора для аналітичних моделей має вигляд [151]

$$U_T = \varphi_{SiO_2} + 2\varphi_B - \frac{Q_s}{C_0} + \frac{1}{C_0} \sqrt{4_{\varepsilon_s} \cdot q \cdot N_A \cdot \varphi_B}, \quad (5.14)$$

де Q_s – питомий поверхневий заряд, Φ / m^2 ; ε_s – відносна електрична проникність напівпровідника; N_A – концентрація домішок.

Потенціал Фермі, що входить у вираз (10.10), описується таким чином

$$\varphi_B = \pm kT / q \cdot \ln(N_A / n_i). \quad (5.15)$$

Струм стоку в режимі насичення при $U_{ds} \geq (U_{gs} - U_T)$ описується формулою [150]

$$I_{dsSAT} = \frac{\mu \cdot C_0 \cdot W}{6L} \left((U_{dsSAT} + 2\varphi_B)^2 + U_{gs} (U_{dsSAT} + 2\varphi_B) - 12\varphi_B (U_{gs} - \varphi_B - \frac{4}{3} K \varphi_B^{1/2}) \right), \quad (5.16)$$

$$\text{де } U_{dsSAT} = U_{gs} - 2\varphi_B + K^2 (1 - (1 + 2U_{gs} / K^2)^{1/2}), \quad (5.17)$$

$$K = (\varepsilon_s q N_A / C_0)^{1/2}. \quad (5.18)$$

Опір стік-витік R_{ds} в лінійній області визначається виразом [69]

$$R_{ds} = \frac{L}{W \mu C_0} (U_{gs} - U_T), \quad (5.19)$$

а в області насичення

$$R_{ds} = \frac{12 \left[L (U_d - U_{dsSAT})^{1/2} - 2 (\varepsilon_s / q N_A)^{1/2} (U_d - U_{dsSAT}) \right]}{W \mu C_0 (2 \varepsilon_s / q N_A)^{1/2}} \times \frac{1}{(U_{dsSAT} + 2\varphi_B)^2 + U_{gs} (U_{dsSAT} + 2\varphi_B) - 12\varphi_B (U_{gs} - \varphi_B - 4 / 3 K \varphi_B^{1/2})}, \quad (5.20)$$

де U_d – напруга на стокові; U_{dsSAT} – напруга стік-витік в режимі насичення.

Розв'язання системи рівнянь дало змогу отримати теоретичну залежність активної і реактивної складової повного опору, частоти генерацій від магнітної індукції, а також функцію чутливості. На рис. 5.15 подані теоретичні та експериментальні залежності активної та реактивної складових повного опору від магнітної індукції.

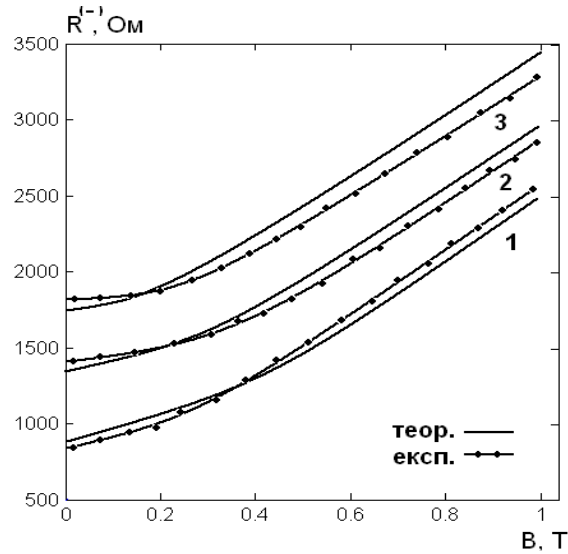
На підставі схеми (див. рис. 5.14) відповідно до методу Ляпунова визначена функція перетворення пристрою, що являє собою залеж-

ність частоти генерації від величини магнітної індукції. Аналітична залежність функції перетворення має вигляд

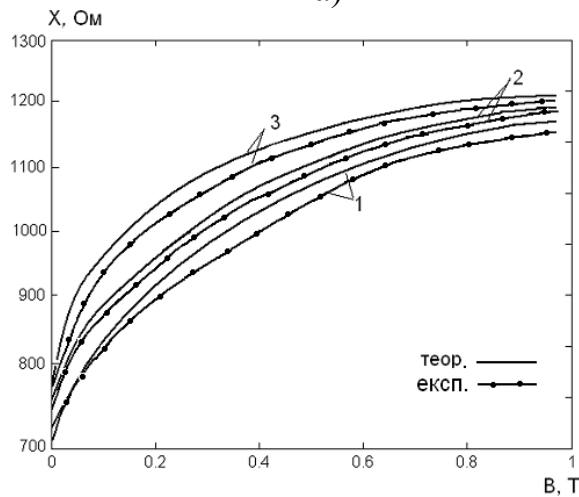
$$F = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{(C_H^2(B)R_H^2(B) + R_H^2(B)C_H(B)C_{DS2} - L_{екв}C_{DS2}) + D}{2L_{екв}C_{DS2}C_H^2(B)R_H^2(B)}}, \quad (5.21)$$

де

$$D = \sqrt{(C_H^2(B)R_H^2(B) + R_H^2(B)C_H(B)C_{DS2} - L_{екв}C_{DS2})^2 + 4L_{екв}C_{DS2}C_H^2(B)R_H^2(B)}.$$



а)



б)

Рисунок 5.15 – Залежності активної (а) та реактивної (б) складових повного опору від магнітної індукції при напругах живлення: 1 – 5 В; 2 – 5,5 В; 3 – 6 В

Графічна залежність функції перетворення представлена на рис. 5.16 Чутливість перетворювача визначається на підставі виразу (5.21) і описується рівнянням

$$\begin{aligned}
S_B^F = & \frac{1}{\sqrt{8}} \left(\left(2C_H(B)R_H^2(B) \left(\frac{\partial C_H(B)}{\partial B} \right) + 2C_H^2(B)R_H(B) \left(\frac{\partial R_H(B)}{\partial B} \right) + 2R_H(B)C_H(B)C_{DS2} \times \right. \right. \\
& \times \left(\frac{\partial R_H(B)}{\partial B} \right) + R_H^2(B) \left(\frac{\partial C_H(B)}{\partial B} \right) C_{DS2} + \frac{1}{2} \left(2(C_H^2(B)R_H^2(B) + C_H(B)R_H^2(B)C_{DS2} - L_{ek6}C_{DS2}) \times \right. \\
& \times \left. \left(2C_H(B)R_H^2(B) \left(\frac{\partial C_H(B)}{\partial B} \right) + 2C_H^2(B)R_H(B) \left(\frac{\partial R_H(B)}{\partial B} \right) + 2R_H(B)C_H(B)C_{DS2} \left(\frac{\partial R_H(B)}{\partial B} \right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + R_H^2(B) \left(\frac{\partial C_H(B)}{\partial B} \right) C_{DS2} \right) + 8L_{ek6}C_{DS2}C_H(B)R_H^2(B) \left(\frac{\partial C_H(B)}{\partial B} \right) + 8L_{ek6}C_{DS2}C_H^2(B) \times \right. \\
& \times R_H(B) \left(\frac{\partial R_H(B)}{\partial B} \right) \left. \right) / \left((C_H^2(B)R_H^2(B) + C_H(B)R_H^2(B)C_{DS2} - L_{ek6}C_{DS2})^2 + 4L_{ek6}C_{DS2} \times \right. \\
& \times C_H^2(B)R_H^2(B))^{1/2} \left. \right) / \left(L_{ek6}C_{DS2}C_H^2(B)R_H^2(B) - 2(C_H^2(B)R_H^2(B) + C_{DS2}C_H(B)R_H^2(B) - \right. \\
& \left. - L_{ek6}C_{DS2} + (C_H^2(B)R_H^2(B) + C_{DS2}C_H(B)R_H^2(B) - L_{ek6}C_{DS2})^2 + 4L_{ek6}C_{DS2}C_H^2(B)R_H^2(B))^{1/2} \right) \times \\
& \times \left(\frac{\partial C_H(B)}{\partial B} \right) / \left(L_{ek6}C_{DS2}C_H^3(B)R_H^2(B) - 2(C_H^2(B)R_H^2(B) + C_{DS2}C_H(B)R_H^2(B) - L_{ek6}C_{DS2} + \right. \\
& \left. + (C_H^2(B)R_H^2(B) + C_{DS2}C_H(B)R_H^2(B) - L_{ek6}C_{DS2})^2 + 4L_{ek6}C_{DS2}C_H^2(B)R_H^2(B))^{1/2} \right) \left. \right) / \left(L_{ek6}C_{DS2} \times \right. \\
& \left. \times C_H^2(B)R_H^3(B) \right) \left. \right) / \left((C_H^2(B)R_H^2(B) + C_{DS2}C_H(B)R_H^2(B) - L_{ek6}C_{DS2} + \right. \\
& \left. + ((C_H^2(B)R_H^2(B) + C_{DS2}C_H(B)R_H^2(B) - L_{ek6}C_{DS2})^2 + \right. \\
& \left. + 4L_{ek6}C_{DS2}C_H^2(B)R_H^2(B))^{1/2} \right) \left. \right) / \left(L_{ek6}C_{DS2}C_H^2(B)R_H^2(B) \right)^{1/2} . \tag{5.22}
\end{aligned}$$

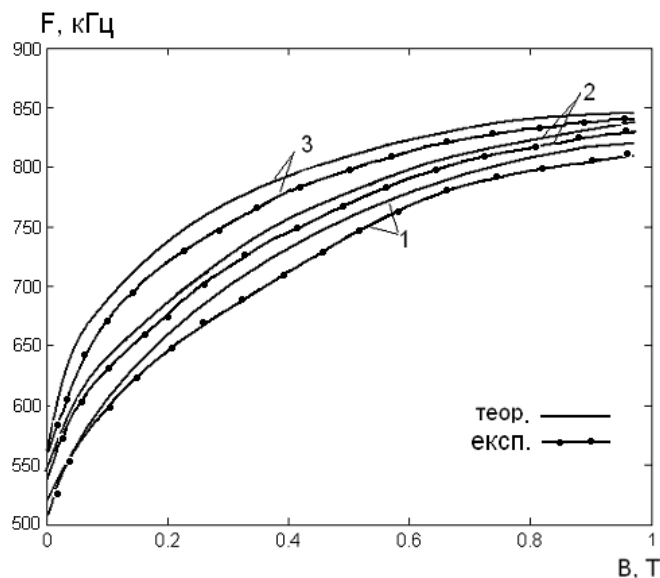


Рисунок 5.16 – Залежність частоти генерації радіовимірювального перетворювача при різних напругах живлення: 1 – 5 В; 2 – 5,5 В; 3 – 6 В

Графік залежності чутливості представлений на рис. 5.17. Як видно з графіка, найбільша чутливість пристрою лежить у діапазоні від 0...200 мТл і складає 10...35 кГц/мТл.

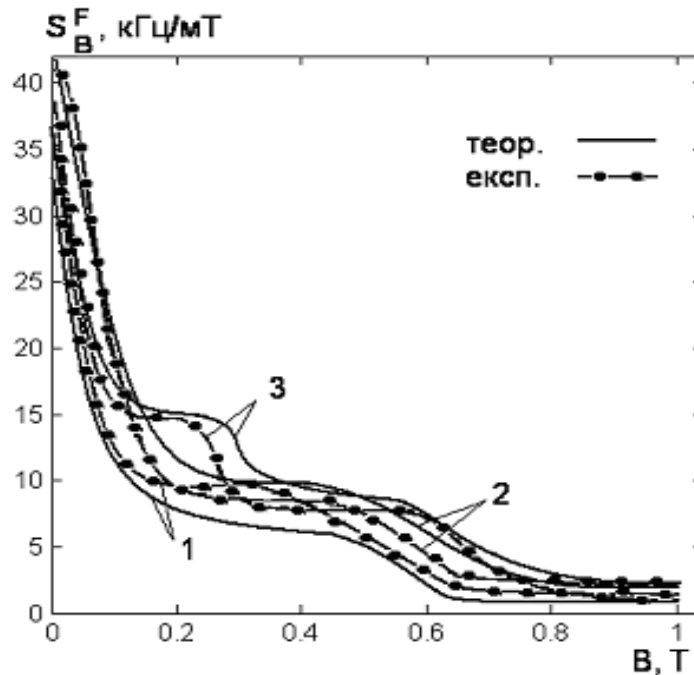


Рисунок 5.17 – Залежність чутливості від величини магнітної індукції при різних напругах живлення: 1 – 5 В; 2 – 5,5 В; 3 – 6 В

5.5 Математичне моделювання частотного перетворювача магнітного поля на основі біполярної транзисторної структури з сенсором Холла

Розглянемо ще одну схему частотного перетворювача магнітного поля, яка виготовлена на основі чотирьох біполярних транзисторів і виготовляється за біполярною технологією. Електрична схема перетворювача показана на рис. 5.18. Вона являє собою інтегральну схему, що складається з чотирьох біполярних транзисторів з однаковими типами провідності, що створює передумови створення автогенераторного пристрою, у коло зворотного позитивного зв'язку якого включено сенсор Холла.

На електродах колектор-емітер транзисторів VT1 і VT2 існує повний опір, активна складова якого має від'ємне значення, а реактивна – емнісний характер. Підключення активної індуктивності до колектора VT1 створює коливальний контур, втрати енергії в якому компенсуються від'ємним опором [6]. Таким чином, резонансна частота коливального контура залежить від дії магнітної індукції на сенсор Холла.

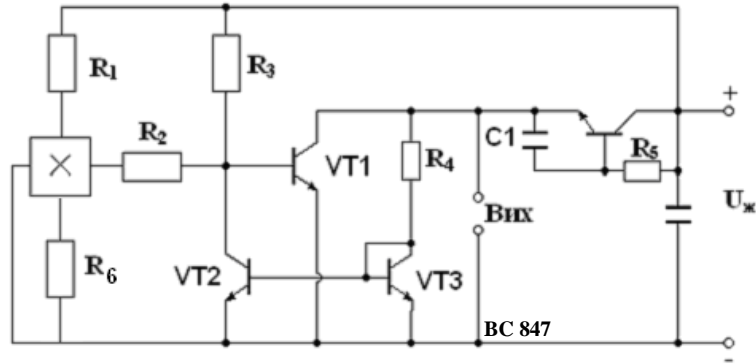


Рисунок 5.18 – Електрична схема частотного перетворювача на біполярній транзисторній структурі з датчиком Холла та активним індуктивним елементом

Еквівалентна схема частотного перетворювача магнітної індукції представлена на рис. 5.19. Вона враховує нелінійні властивості схеми, оскільки автогенератор може працювати як у лінійному, так і нелінійному режимах. Вольт-амперна характеристика має ділянку від'ємного опору, що дозволяє компенсувати втрати енергії в коливальному контурі, який утворений еквівалентною ємністю колектор-емітер транзисторів *VT1* та *VT2* структури перетворювача (рис. 5.18) і активною індуктивністю.

Для визначення функції перетворення необхідно знайти залежність частоти генерації від магнітної індукції. Це можливо зробити розв'язавши систему рівнянь Кірхгофа, яка складена для змінного струму на основі еквівалентної схеми (рис. 5.19).

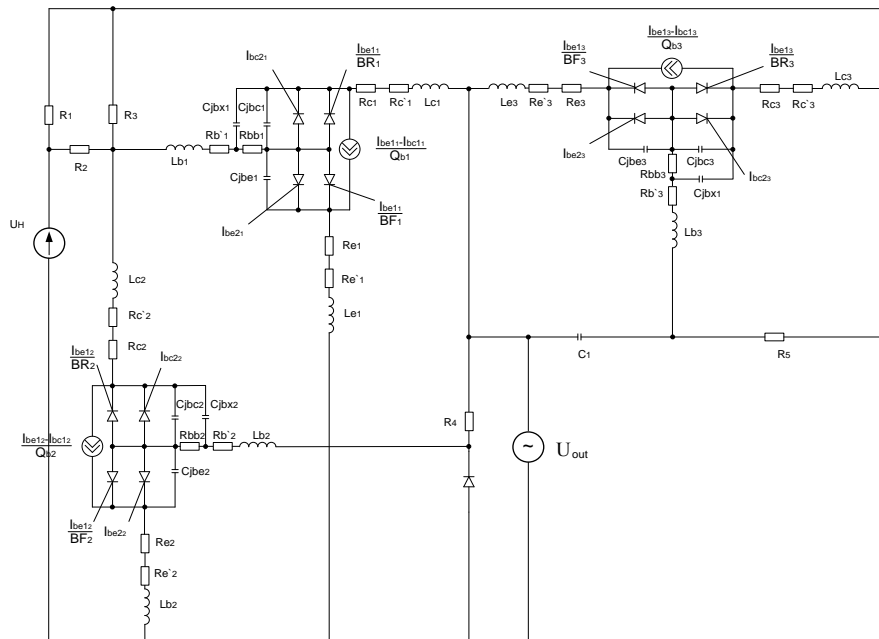


Рисунок 5.19 – Еквівалентна схема частотного перетворювача магнітної індукції

Розв'язання системи рівнянь Кірхгофа дозволяє отримати величину повного опору на електродах колектор-емітер перетворювача. При розкладанні повного опору на дійсну і уявну складові можна визначити еквівалентну ємність коливального контура, яка залежить від магнітної індукції.

На рис. 5.19 використані такі позначення:

$$\begin{aligned}
 Z_1 &= R_2; \quad Z_2 = R_{b1} + j\omega L_{b1}; \quad Z_3 = R_{bb1}; \quad Z_4 = -j/(\omega C_{bx1}); \quad Z_5 = -j/(\omega C_{jbc1}); \\
 Z_6 &= R_8; \quad Z_7 = -j/(\omega C_{bc21}); \quad Z_8 = R_9; \quad Z_9 = -j/(\omega C_{be21}); \quad Z_{10} = -j/(\omega C_{jbe1}); \\
 Z_{11} &= R_{c1} + R'_{c1} + j\omega L_{c1}; \quad Z_{12} = R_{e1} + R'_{e1} + j\omega L_{e1}; \quad Z_{13} = R_{c2} + R'_{c2} + j\omega L_{c2}; \\
 Z_{14} &= -j/(\omega C_{bc22}); \quad Z_{15} = R_8; \quad Z_{16} = R_9; \quad Z_{17} = -j/(\omega C_{be22}); \\
 Z_{18} &= R_{e2} + R'_{e2} + j\omega L_{e2}; \quad Z_{19} = -j/(\omega C_{jbe2}); \quad Z_{20} = R_{bb2}; \quad Z_{21} = -j/(\omega C_{jbc2}); \\
 Z_{22} &= -j/(\omega C_{bx2}); \quad Z_{23} = R_{b2} + j\omega L_{b2}; \quad Z_{24} = -j/(\omega C_d); \quad Z_{25} = R_d; \quad Z_{26} = R_4; \\
 Z_{27} &= -j/(\omega C_1); \quad Z_{28} = R_5; \quad Z_{29} = R_{b3} + j\omega L_{b3}; \quad Z_{30} = -j/(\omega C_{bx3}); \quad Z_{31} = R_{bb3}; \\
 Z_{32} &= -j/(\omega C_{jbe3}); \quad Z_{33} = -j/(\omega C_{jbc3}); \quad Z_{34} = R_{e3} + R'_{e3} + j\omega L_{e3}; \\
 Z_{35} &= -j/(\omega C_{be23}); \quad Z_{36} = R_{11}; \quad Z_{37} = R_{10}; \quad Z_{38} = -j/(\omega C_{bc23}); \quad Z_{40} = R_1; \\
 Z_{39} &= R_{c3} + R'_{c3} + j\omega L_{c3}; \quad Z_{41} = R_3; \quad Z_H = \frac{R_H}{1 + \omega^2 R_H^2 C_H^2} - j \frac{R_H^2 \omega C_H}{1 + \omega^2 R_H^2 C_H^2}.
 \end{aligned}$$

У цих формулах R'_b – омичний опір базового електрода; R_b – опір бази; L_b – індуктивність базового електрода; C_{jbc} – ємність колекторного переходу; C_{jbe} – ємність емітерного переходу; C_{bx} – вхідна ємність транзистора; R'_c – омичний опір колекторного електрода; R_c – опір колекторного переходу; L_c – індуктивність колекторного електрода; R'_e – омичний опір емітерного електрода; R_e – опір емітерного переходу; R_H – опір холлівського елемента; C_H – ємність холлівського елемента; L_e – індуктивність емітерного електрода; R_1, R_2, R_3, R_4 – опори дільника.

Ємність емітерного переходу [150]

$$C_{be} = C_{едиф} + C_{ебар};$$

$$C_{едиф} = \tau / (m_e \cdot \varphi_T)(I_{едиф} - I_{beo});$$

$$C_{ебар} = C_{ебар.о} [U_{кон.е} / (U_{кон.е} - U_e)] n_e,$$

де $C_{едиф}, C_{ебар}$ – дифузійна та бар’єрна ємності емітерного переходу; τ – ефективний час життя неосновних носіїв бази при нормальному включенні біполярного транзистора; $C_{ебар.о}$ – бар’єрна ємність емітерного переходу при нульовій напрузі зміщення; $U_{кон.е}$ – контактна різниця потенціалу емітерного переходу; n_e – коефіцієнт, який залежить від характеру переходу.

Ємність колекторного переходу [151]

$$C_{bc} = C_{сдиф} + C_{сбар};$$

$$C_{сдиф} = \frac{\tau_i}{m_c \varphi_T} (I_{сдиф} - I_{bco});$$

$$C_{сбар} = C_{сбар.о} [U_{кон.с} / (U_{кон.с} - U_c)]^{n_c},$$

де $C_{сдиф}, C_{сбар}$ – дифузійна та бар’єрна ємності колекторного переходу; τ_i – ефективний час життя неосновних носіїв бази при інверсному включенні біполярного транзистора; $C_{сбар.о}$ – бар’єрна ємність переходу при нульовій напрузі зміщення; $U_{кон.с}$ – контактна різниця потенціалу колекторного переходу; n_c – коефіцієнт, який залежить від характеру колекторного переходу.

Джерела струмів $I_1, I_2, I_3, I_4, I_5, I_6, I_7, I_8, I_9, I_{10}$ описуються виразами [138]

$$I_1 = \frac{I_{be1} - I_{bc1}}{Q_{b1}}; I_4 = \frac{I_{be2} - I_{bc2}}{Q_{b2}}; I_8 = \frac{I_{be3} - I_{bc3}}{Q_{b3}}; I_2 = I_{bc1} / \beta_i; I_3 = I_{be1} / \beta_N;$$

$$I_5 = I_{bc2} / \beta_N; I_6 = I_{bc2} / \beta_i; I_7 = I_b / \beta_i; I_9 = I_{bc3} / \beta_i; I_{10} = I_{be3} / \beta_N,$$

де I_{bc}, I_{be} – струм база-колектор та струм база-емітер; β_i – статистичний коефіцієнт передачі струму в інверсному режимі; β_N – статистичний коефіцієнт передачі струму в нормальному режимі; $I_{eдиф}$ – дифузійна складова емітерного струму; $I_{cдиф}$ – дифузійна складова колекторного струму.

Струми база-емітер I_{be} і база-колектор I_{bc} описуються виразами [138]

$$I_{be} = I_{beo} [\exp(U_{be} / (m_e \cdot \varphi_T)) - 1], \quad I_{bc} = I_{bco} [\exp(U_{bc} / (m_c \cdot \varphi_T)) - 1],$$

де I_{beo}, I_{bco} – теплові струми емітерного і колекторного переходів; U_{be}, U_{bc} – напруги на переходах база-емітер та база-колектор; m_e, m_c – коефіцієнти неідеальності транзисторів; φ_T – температурний потенціал.

Дифузійна складова емітерного та колекторного струмів описуються виразами [138]

$$I_{eдиф} = I_{beo} [\exp(U_{be} / (m_e \cdot \varphi_T)) - 1];$$

$$I_{cдиф} = I_{bco} [\exp(U_{bc} / (m_c \cdot \varphi_T)) - 1].$$

Опір бази визначається як сума двох складових [150]

$$R_b = R_{bo} + R_{eд},$$

де R_{bo} – омичний опір матеріалу бази; $R_{eд}$ – дифузійний опір.

Омичний опір матеріалу бази визначається формулою

$$R_{bo} = \rho \left(\frac{1}{2W} + \frac{l}{aW_1} \right),$$

де ρ – питомий опір матеріалу бази; a, l, W, W_1 – ширина, довжина та товщина активної та пасивної частини базової області транзистора.

Дифузійний опір $R_{\text{до}}$ визначається формулою

$$R_{\text{до}} = \frac{kT}{2qI_e(1-h_{12b})}.$$

Опір емітера визначається згідно з [52]

$$R_e = \frac{kT}{qI_e}.$$

Опір колекторного переходу визначається виразом [69]

$$R_c = \frac{WU_c}{I_e d_c (1-h_{21b})},$$

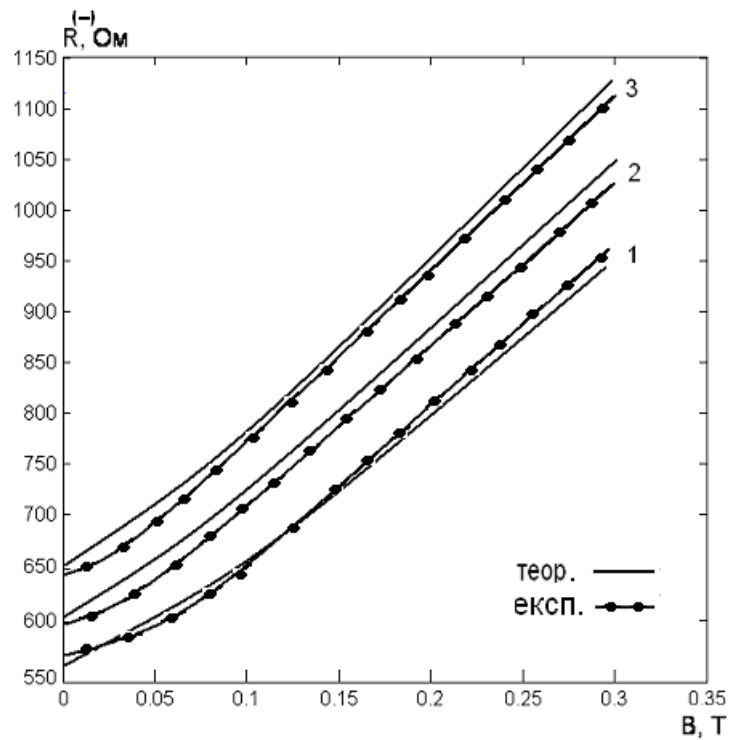
де W – ширина бази; d_c – шар об'ємного заряду колекторного переходу; h_{21b} – коефіцієнт передачі струму.

На основі розв'язку системи рівнянь Кірхгофа за допомогою пакета прикладних програм «Matlab 6.5» був визначений повний опір на електродах транзисторів $VT1$ та $VT2$. Розрахунки повного опору структури дозволяють отримати всі необхідні теоретичні залежності. На рис. 5.20 показано теоретичну та експериментальну залежності активної та реактивної складової повного опору.

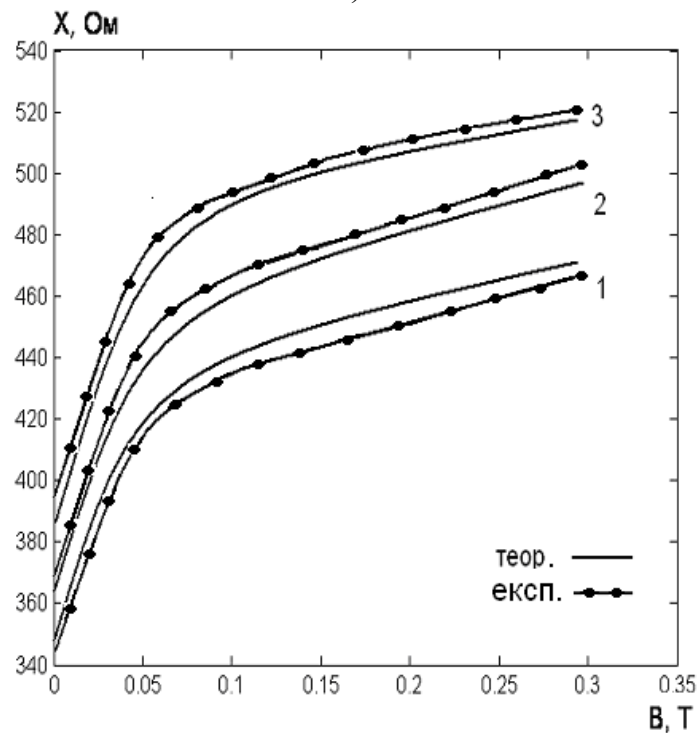
Відповідно до методу Ляпунова визначено функцію перетворення пристрою, що являє собою залежність частоти генерації від величини магнітної індукції. Аналітична залежність функції перетворення має вигляд

$$F = \frac{1}{4} \frac{V_1 R_H(B) + \sqrt{V_1^2 R_H^2(B) - 4R_H^2(B) D_1 V_2}}{\pi R_H^2(B) D_1}, \quad (5.23)$$

де $D_1 = C_H^2(B)C_{be3} + C_H^2(B)C_{bc1} + C_H(B)C_{be3}C_{bc1}$;
 $V_1 = C_{bc1}C_{be3}$; $V_2 = C_{bc1} + C_{be3}$.



а)



б)

Рисунок 5.20 – Залежності активної (а) та реактивної (б) складових повного опору при напругах живлення: 1 – 5 В; 2 – 5,5 В; 3 – 6 В

Графічна залежність функції перетворення представлена на рис. 5.21.

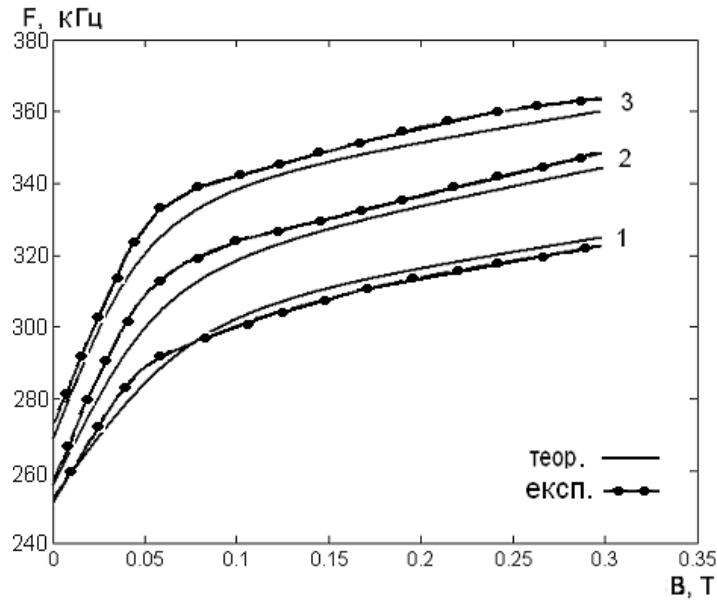


Рисунок 5.21 – Залежність частоти генерації частотного перетворювача від величини магнітної індукції при напругах живлення: 1 – 5 В; 2 – 5,5 В; 3 – 6 В

Чутливість перетворювача визначається на підставі виразу (5.23) і описується рівнянням

$$\begin{aligned}
 S_B^F = & -0,5 \left(\left(2C_H(B)C_{be3} \left(\frac{\partial C_H(B)}{\partial B} \right) + 2C_H(B)C_{bc1} \left(\frac{\partial C_H(B)}{\partial B} \right) + \left(\frac{\partial C_H(B)}{\partial B} \right) \times \right. \right. \\
 & \times C_{be3}C_{bc1}V_2 \Big/ (V_1^2 - 4(C_H^2(B)C_{be3} + C_H^2(B)C_{bc1} + C_H(B)C_{be3}C_{bc1})V_2)^{1/2} R_H(B) \times \\
 & \times \pi(C_H^2(B)C_{be3} + C_H^2(B)C_{bc1} + C_H(B)C_{be3}C_{bc1})) - \frac{1}{4}((V_1^2 - 4(C_H^2(B)C_{be3} + \\
 & + C_H^2(B)C_{bc1} + C_H(B)C_{be3}C_{bc1})V_2)^{1/2} \left(\frac{\partial R_H(B)}{\partial B} \right) \Big/ (R_H^2(B)\pi(C_H^2(B)C_{be3} + \\
 & + C_H^2(B)C_{bc1} + C_H(B)C_{be3}C_{bc1})) - \frac{1}{4}(V_1 + (V_1^2 - 4(C_H^2(B)C_{be3} + C_H^2(B)C_{bc1} + \\
 & + C_H(B)C_{be3}C_{bc1})V_2)^{1/2} \left(2C_H^2(B)C_{be3} \left(\frac{\partial C_H(B)}{\partial B} \right) + 2C_H(B)C_{bc1} \left(\frac{\partial C_H(B)}{\partial B} \right) \right) + \\
 & \left. \left. + C_{be3}C_{bc1} \left(\frac{\partial C_H(B)}{\partial B} \right) \right) \right) \Big/ (\pi R_H(B)(C_H^2(B)C_{be3} + C_H^2(B)C_{bc1} + C_H(B)C_{be3}C_{bc1})^2).
 \end{aligned}
 \tag{5.24}$$

Графік залежності чутливості представлений на рис. 5.22. Як видно з графіка, чутливість пристрою складає 2...18 кГц/мТл при зміні магнітної індукції від 0 до 300 мТл.

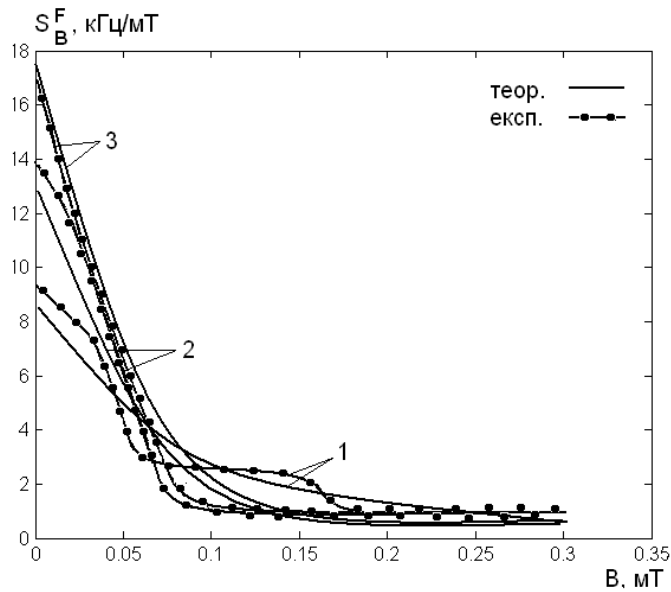


Рисунок 5.22 – Залежність чутливості від величини магнітної індукції при напругах живлення: 1 – 5 В; 2 – 5,5 В; 3 – 6 В

5.6 Математичне моделювання частотного перетворювача магнітного поля на основі біполярної транзисторної структури

Електрична схема перетворювача показана на рис. 5.23. Вона являє собою гібридну інтегральну схему (HFA3096), що складається з трьох біполярних транзисторів з різними типами провідності, що створює передумови створення автогенераторного пристрою. Коливальний контур пристрою реалізований на основі еквівалентної ємності повного опору на електродах колектор-колектор транзисторів VT1 і VT2 і активної індуктивності на основі транзистора VT3 з фазозсувним колом R7C1.

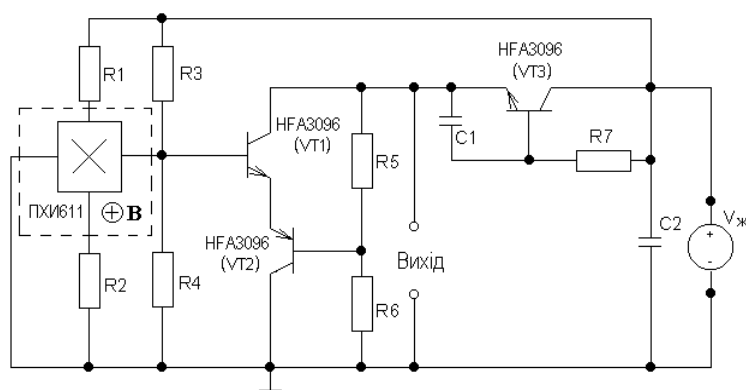


Рисунок 5.23 – Електрична схема частотного перетворювача магнітного поля на основі біполярної транзисторної структури з активним індуктивним елементом

На елемент Холла, що підключений у коло бази транзистора VT1 і колектора транзистора VT2, діє магнітне поле. Таким чином, величина еквівалентної ємності повного опору на електродах колектор-колектор транзисторів VT1 і VT2, залежить від дії магнітної індукції, що у свою чергу приводить до зміни резонансної частоти автогенератора.

Аналітична залежність функції перетворення визначається на основі еквівалентної схеми пристрою. Функція перетворення пристрою являє собою залежність частоти генерації від величини індукції магнітного поля. Аналітична залежність функції перетворення має вигляд

$$F_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{[D_1 - L_{ekv} C_{K1}] + \sqrt{[D_1 - L_{ekv} C_{K1}]^2 + D_2}}{2L_{ekv} C_{K1} (C_X(B) R_X(B))^2}}, \quad (5.25)$$

де $D_1 = R_X^2(B) C_X(B) C_{K1} + (C_X(B) R_X(B))^2$; $D_2 = 4L_{ekv} C_{K1} (C_X(B) R_X(B))^2$.

На рис. 5.24 подано графічні залежності частоти генерації від величини магнітної індукції при різних режимах живлення частотного перетворювача магнітного поля на основі біполярної транзисторної структури з активним індуктивним елементом.

Чутливість перетворювача магнітного поля з частотним виходом визначається з виразу (5.25) і описується формулою

$$S_B = \frac{1}{4} \left(\frac{\left(\frac{\partial C_{be}(B)}{\partial B} + \frac{\partial C_{bc}(B)}{\partial B} \right) (C_{bc}(B) + C_{be}(B))}{C_{bc}(B) C_{be}(B) L_{ekv}} - \frac{\left(\frac{\partial C_{be}(B)}{\partial B} \right) (C_{bc}(B) + C_{be}(B))}{C_{be}^2(B) C_{bc}(B) L_{ekv}} - \frac{\left(\frac{\partial C_{bc}(B)}{\partial B} \right) (C_{bc}(B) + C_{be}(B))}{C_{be}(B) C_{bc}^2(B) L_{ekv}} \right) / \left(\pi \sqrt{\frac{C_{bc}(B) + C_{be}(B)}{C_{bc}(B) C_{be}(B) L_{ekv}}} \right), \quad (5.26)$$

де $C_{be}(B)$, $C_{bc}(B)$ – складові ємності коливального контура, які визначаються ємнісною складовою повного опору на електродах стік-емітер транзисторів VT1 і VT2; L_{ekv} – еквівалентна індуктивність коливального контура.

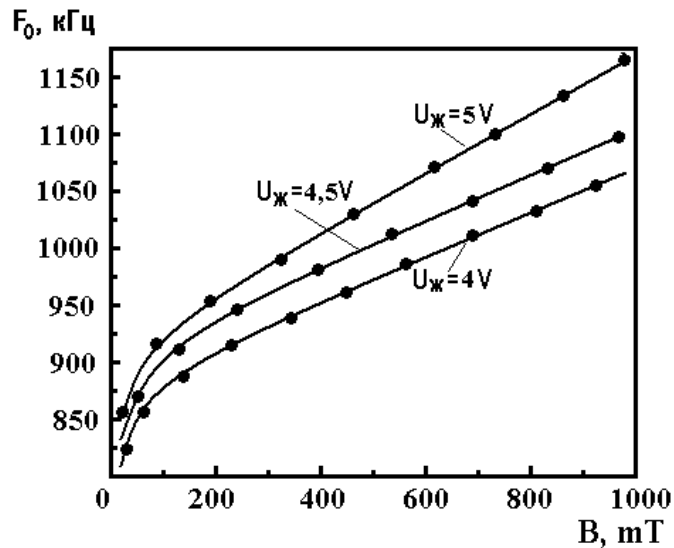


Рисунок 5.24 – Залежність частоти генерації від величини магнітної індукції при різних режимах живлення

Графік залежності чутливості перетворювача магнітного поля з частотним виходом подано на рис. 5.25. Як видно з графіка чутливість приладу змінюється за лінійним законом в діапазоні 150 мТл до 1000 мТл.

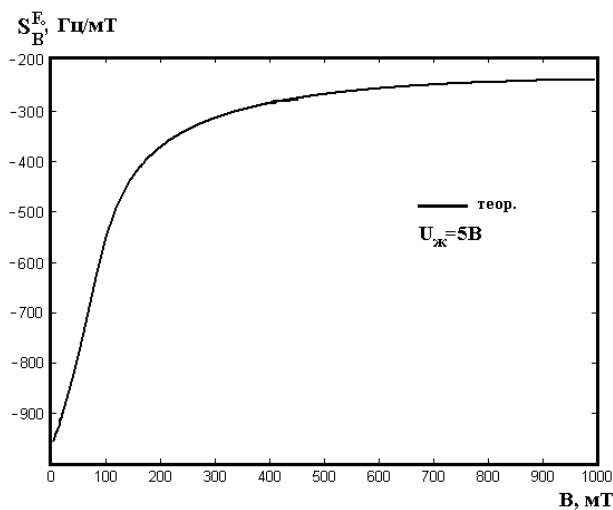


Рисунок 5.25 – Графік чутливості

5.7 Математичне моделювання частотного перетворювача магнітного поля на основі біполярної транзисторної структури з сенсором Холла в активній індуктивності

Електрична схема перетворювача показана на рис. 5.26 Вона являє собою інтегральну схему, яка складається із чотирьох транзисторів з одним типом провідності, що дозволяє створити автогенераторний пристрій

за інтегральною технологією. Коливальний контур пристрою реалізований на основі еквівалентної ємності повного опору на електродах колектор-емітер транзисторів VT1 і VT2 і активної індуктивності на основі транзистора VT4 з фазозсувним ланцюгом R₃C₁ [6]. Транзистор VT3 разом з резистором R₂ утворює струмове дзеркало для термокомпенсації.

На транзистор VT4 і елемент Холла, який підключений у ланцюг бази і колектора VT4, діє магнітне поле. Таким чином, величина індуктивності залежить від дії магнітної індукції, що у свою чергу приводить до зміни резонансної частоти автогенератора. Втрати енергії в коливальному контурі компенсуються від'ємним опором [89].

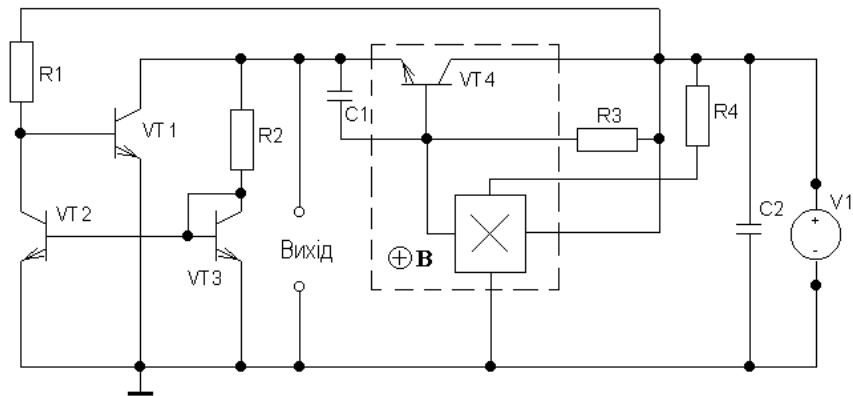


Рисунок 5.26 – Перетворювач магнітного поля з сенсором Холла в активному індуктивному елементі

Експериментальна залежність зміни еквівалентної індуктивності від дії магнітної індукції показана на рис. 5.27.

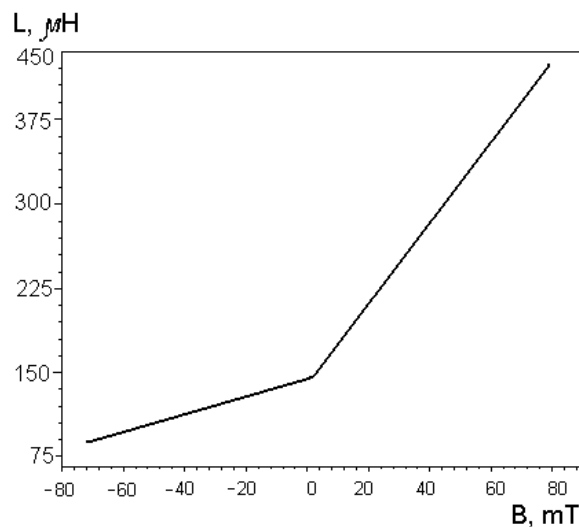


Рисунок 5.27 – Залежність активної індуктивності від дії магнітної індукції

Як видно із графіка, залежно від зміни напрямку магнітного поля змінюється кут нахилу графіка індуктивності до горизонтальної осі. На основі теорії стійкості Ляпунова [141] визначається функція перетворення пристрою, яка являє собою залежність частоти генерації від величини індукції магнітного поля. Аналітична залежність функції перетворення має вигляд

$$F_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{C_{BE} + C_{BC}}{L_{EKV}(B)C_{BC}C_{BE}}}, \quad (5.27)$$

де C_{BE} – еквівалентна ємність емітерних і колекторних переходів транзисторів VT1 і VT2; $L_{EKV}(B)$ – еквівалентна індуктивність транзистора VT4.

Графічна залежність теоретичної й експериментальної кривих функції перетворення показана на рис. 5.28.

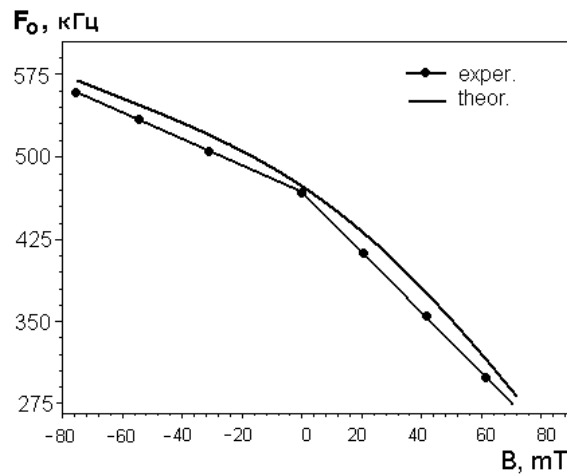


Рисунок 5.28 – Залежність теоретичної й експериментальної кривих функції перетворення

Чутливість перетворювача визначається на основі виразу (5.27) і описується так:

$$S_{F_0}^B = -\frac{1}{4} \frac{(C_{BE} + C_{BC}) \left(\frac{\partial L_{EKV}(B)}{\partial B} \right)}{L_{EKV}^2(B) C_{BE} C_{BC} \sqrt{\frac{C_{BE} + C_{BC}}{L_{EKV}(B) C_{BC} C_{BE}}}}. \quad (5.28)$$

Графік залежності чутливості радіовимірювального перетворювача магнітної індукції показано на рис. 5.29.

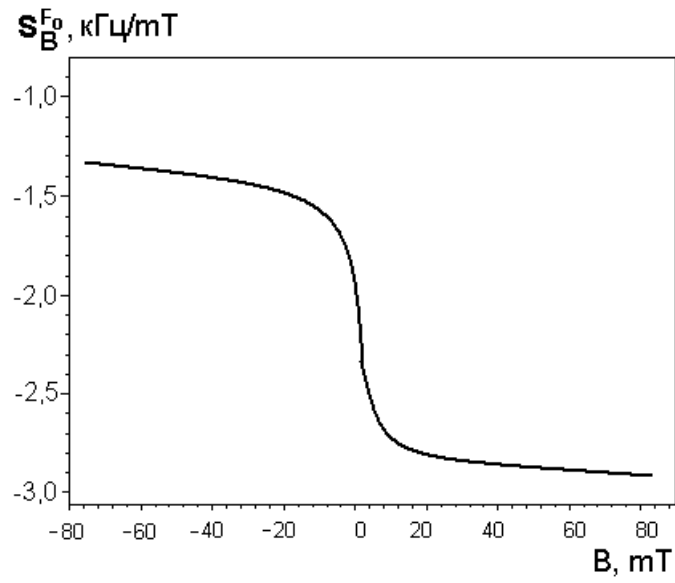


Рисунок 5.29 – Залежність чутливості перетворювача від дії магнітної індукції

Як видно із графіка, чутливість перетворювача становить 1,4...2,8 кГц/мТл.

6 МІКРОЕЛЕКТРОННІ ЧАСТОТНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ МАГНІТНОГО ПОЛЯ З МАГНІТОЧУТЛИВИМИ БІПОЛЯРНИМИ ТА ПОЛЬОВИМИ ТРАНЗИСТОРАМИ

Перетворювачі з частотним виходом мають низку переваг перед амплітудними, якими є значне підвищення завадостійкості, що покращують точність вимірювання, а також уможлиблює отримання великих вихідних сигналів. Це дозволяє відмовитись від підсилювальних пристроїв у подальшій обробці сигналів, що підвищує економічність вимірювальної апаратури [143]. На теперішній час проводяться інтенсивні дослідження з вивчення властивостей аналогових перетворювачів, проте дослідження частотних перетворювачів магнітного поля на основі реактивних властивостей біполярних транзисторів знаходяться у початковій стадії. Тому дослідження властивостей перетворювачів магнітного поля на основі транзисторних структур з від'ємним опором викликають інтерес у розробників вимірювальної апаратури магнітного поля.

6.1 Мікроелектронний частотний перетворювач магнітного поля на основі магніточутливого польового транзистора

Сенсор Холла на основі МДН структури являє собою польовий МДН транзистор зі звичайними областями витоку (S), стоку (D) і каналом (Ch), поверх якого розташований затвор (G), але, крім того, він має дві області холлівських контактів (H), що одержують шляхом дифузії одночасно з областями витоку і стоку. Ширина і довжина каналу позначається відповідно через W і L . Положення холлівських контактів описується їхньою відстанню від витоку y .

Розглянемо сенсор Холла спочатку на основі n-канального МДН транзистора, що працює в лінійній області характеристик цього транзистора, де виконується умова $V_G - V_T \gg V_D$, тут V_G – напруга на затворі, V_D – напруга стік-витік, V_T – порогова напруга. У цьому випадку густина заряду в каналі $Q_{Ch} = C_{ox}(V_g - V_T)$ приблизно постійна по довжині каналу (C_{ox} – ємність підзатворного окисла на одиницю площі). За таких умов магніточутливий МДН транзистор еквівалентний об'ємному сенсору Холла, причому величина Q_{Ch} має той же зміст, що і поверхнева густина заряду qnt в об'ємному сенсорі [30].

В об'ємному сенсорі можна керувати густиною заряду за допомогою ефекту поля p-n переходу, а в магніточутливому МДН транзисторі – за допомогою ефекту поля МДН структури. Підбираючи відповідні параметри приладу (C_{ox} і V_T) і робочі умови (V_G) можна отримати

дуже малі значення Q_{Ch} і відповідно дуже великі значення S_{RI} . Це і є «дуже тонкий елемент Холла». Але робота в лінійному режимі означає малу напругу і струм стоку, так що холлівська напруга виявляється незначною. Таким чином, МДН-сенсор Холла повинен працювати при підвищеній напрузі, тобто в тріодному режимі (трохи нижче напруги відсічки) чи навіть в області насичення. При цьому виникає такий додатковий ефект: коли $V_D \leq V_{sat}$ ($V_{sat} = V_G - V_T$ – стокова напруга насичення), товщина каналу виявляється набагато меншою, а його опір набагато більший поблизу стоку, ніж поблизу витоку. У результаті шунтуючі ефекти в стоці виявляються набагато сильніше, ніж поблизу витоку. Більш того, з цієї ж причини збільшення відношення y/L приводить до росту холлівської напруги. Усе це враховується в співвідношенні

$$V_H = GW\mu_n \cdot \frac{BI_D}{\beta L \left[(V_G - V_T)^2 - 2 \frac{yI_D}{\beta L} \right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (6.1)$$

де $\beta = \frac{\mu_n C_{ox} W}{L}$ – струм стоку зумовлений виразом

$$I_D = \beta \left[(V_G - V_T) \cdot V_D - \frac{V_D^2}{2} \right]. \quad (6.2)$$

Отже, оптимальне розташування холлівських контактів y_{opt} вже не визначається умовою $y=L/2$, як у випадку об'ємних елементів в лінійних КМДН сенсорів, а ці контакти повинні міститися ближче до області стоку тобто $L/2 < y_{opt} < L$. Більше того, відношення y_{opt}/L росте з ростом V_D до тих пір поки не буде досягнуте насичення, коли $V_D = V_{sat}$. З іншого боку, у міру того, що y наближається до L , росте залишкова напруга, зумовлена похибками сполучення. Тому на практиці оптимальне положення холлівських контактів вибирається з умови $0,7 \leq y_{opt}/L \leq 0,8$. Окрім того, оптимальна величина відношення ширини до довжини для МДН сенсорів Холла виявляється не меншою ніж для відповідних об'ємних сенсорів: $(W/L)_{opt} = 1,2$ [72]. Відносна чутливість по напрузі для МДН сенсорів Холла визначається виразом [72]

$$S_{RV} = \mu_n^* \cdot \frac{GW}{L}. \quad (6.3)$$

Таким чином, тонка область каналу замість об'ємного елемента не дає ніякого виграшу по цьому параметру і, навіть навпаки, приводить до зменшення S_{RV} , оскільки $\mu_{Ch}^* \leq \mu_{OBM}^* / 2$. Якщо $V_D > V_{sat}$ величина S_{RV} виявляється ще меншою, тому що частина прикладеної напруги $V_D - V_D > V_{sat}$ падає на збідненій області стоку, а холлівська напруга залишається на рівні $V_D = V_{sat}$ [72]. Окрім того, через поверхневу рекомбінацію зростає шум типу $1/f$. Для зручності для МДН сенсорів Холла вибирається $V_G = V_D$. При такому зсуві прилади зі збагаченням працюють у режимі неглибокого насичення, а прилади із збідненням – у тріодному режимі, але близько до насичення [72].

Використання польового транзистора в якості магніточутливого елемента обумовлене ще тим, що опір каналу зростає при дії магнітного поля [34]. З іншого боку, польовий транзистор може використовуватись в якості сенсора Холла, оскільки холлівська різниця потенціалів залежать від індукції магнітного поля

$$U_H = \frac{IBR_H}{d}, \quad (6.4)$$

де I – струм каналу; d – товщина каналу.

Аналіз (6.4) показує, що U_H зростає при зменшенні товщини каналу d . Але при цьому існують обмеження, які пов'язані з тим, що при малих значеннях d настає розсіювання носіїв заряду на поверхні, що знижує рухливість. Ці обмеження можна зменшити при використанні польового ефекту для зменшення товщини каналу. При розташуванні польового транзистора в поперечному магнітному полі в його каналі виникає холлівське електричне поле. Польовий магнітотранзистор відрізняється від звичайного тим, що в його каналі розташовані додаткові бокові омичні контакти для зняття напруги Холла. При роботі в режимі збіднення каналу його товщина має мінімальні розміри поблизу стоку. Згідно з (6.4) напруга Холла має максимальну величину у тому місці, де d має мінімальні значення. Цей факт говорить про те, що холлівські контакти необхідно розташовувати біля стоку. При зростанні напруги на затворі зменшується d , що приводить до зростання U_H . Одночасно із зменшенням d , відбувається віддалення каналу від поверхні, що зменшує її вплив на розсіювання носіїв заряду. Ці міркування відносяться також до магніточутливих польових транзисторів з керуючим р-п переходом.

Схема частотного магнітного перетворювача подана на рис. 6.1. Вона складається з двох комплементарних польових транзисторів, один із яких є магніточутливим елементом.

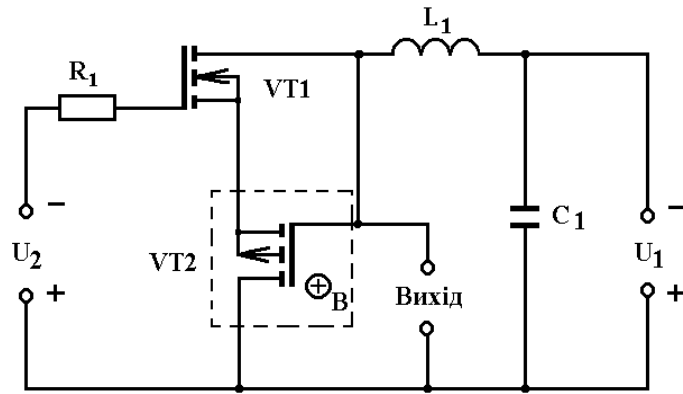


Рисунок 6.1 – Схема радіовимірювального магнітного перетворювача на основі двох МДН транзисторів

Під час дії поперечного магнітного поля на канал транзистора з вектором магнітної індукції $\oplus B$ електрони на шляху до стоку будуть відхилятися до підзатворного діелектрика, а при дії вектора магнітної індукції $\ominus B$ – вглиб об'єму напівпровідникової підкладки. Згідно з рис. 6.1, можна записати:

$$I_C = A\sigma E_x, \quad (6.5)$$

де A – площа каналу; σ – електропровідність каналу; E_x – напруженість електричного поля в каналі транзистора; I_C – струм через канал.

Якщо на канал польового транзистора діє поперечне магнітне поле, то струм через канал описується формулою

$$I'_{DS} = AE_x \sigma', \quad (6.6)$$

де σ' – електропровідність каналу під час дії магнітного поля.

Відносна зміна електропровідності каналу польового транзистора під час дії магнітного поля має вигляд

$$\frac{\sigma - \sigma'}{\sigma} = \frac{\mu_n^2 B^2}{2}, \quad (6.7)$$

тоді з врахуванням (6.5), (6.6) і (6.7) можна записати

$$I_{DS} - I'_{DS} = I_{DS} \left(\frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right), \quad (6.8)$$

звідки

$$I'_{DS} = I_{DS} \left(1 - \frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right). \quad (6.9)$$

Струм стоку польового транзистора у лінійній області визначається рівнянням [150]

$$I_{DS} = \frac{Z\mu_n C_0}{L} \left[(U_G - U_0)U_{DS} - \frac{1}{2}U_{DS}^2 \right],$$

де Z – ширина каналу; L – довжина каналу; μ_n – рухливість електронів у каналі; C_0 – ємність підзатворного діелектрика на одиницю площі; U_0 – порогова напруга.

З врахуванням дії магнітного поля, згідно з (6.9), струм стоку можна записати у вигляді

$$I'_{DS} = \frac{Z\mu_n C_0}{L} \left[(U_G - U_0)U_{DS} - \frac{1}{2}U_{DS}^2 \right] \cdot \left(1 - \frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right). \quad (6.10)$$

В області насичення струм стоку з врахуванням (6.9) описується формулою

$$I'_{DSnac} = \frac{Z\mu_n C_0}{2L} (U_G - U_0)^2 \cdot \left(1 - \frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right). \quad (6.11)$$

Оскільки головним параметром, який характеризує роботу польового транзистора, є його крутизна, то при врахуванні (6.11) отримаємо

$$S = \left. \frac{\partial I'_{DS}}{\partial U_G} \right|_{U_{DS}=const} = \frac{Z\mu_n C_0}{L} U_{DS} \left(1 - \frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right);$$

$$S = \left. \frac{\partial I'_{DS}}{\partial U_G} \right|_{U_{DS}=const} = \frac{Z\mu_n C_0}{L} (U_G - U_0) \cdot \left(1 - \frac{\mu_n^2 B^2}{2} \right).$$

Таким чином, отримавши залежність крутизни польового транзистора від дії магнітного поля, на основі системи рівнянь можна визначити функцію перетворення

$$F_0 = \frac{\sqrt{2} \sqrt{\frac{A_1 - \sqrt{A_1^2 + 4L_1 C_{GD}(B) R_{DS}^2(B) C_{GS}^2(B)}}{L_1 C_{GD}(B) R_{DS}^2(B) C_{GS}^2(B)}}}{4\pi}, \quad (6.12)$$

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

і чутливість перетворювача

$$\begin{aligned}
S_B = & -\frac{1}{8}\sqrt{2}\left(R_{DS}^5(B)C_{GS}^5(B)\left(\frac{\partial C_{GD}(B)}{\partial B}\right)+R_{DS}^3(B)C_{GD}^2(B)C_{GS}(B)\left(\frac{\partial C_{GS}(B)}{\partial B}\right)\sqrt{A_2}+\right. \\
& +C_{GD}^3(B)R_{DS}^5(B)C_{GS}^2(B)\left(\frac{\partial C_{GS}(B)}{\partial B}\right)+C_{GD}^2(B)R_{DS}^5(B)C_{GS}^3(B)\left(\frac{\partial C_{GS}(B)}{\partial B}\right)+C_{GD}(B)\times \\
& \times R_{DS}^5(B)C_{GS}^4(B)\left(\frac{\partial C_{GD}(B)}{\partial B}\right)+C_{GD}(B)R_{DS}^3(B)C_{GS}^3(B)L_1\left(\frac{\partial C_{GD}(B)}{\partial B}\right)-2C_{GD}^3(B)R_{DS}^2(B)\times \\
& \times C_{GS}^2(B)L_1\left(\frac{\partial R_{DS}(B)}{\partial B}\right)-3C_{GD}^3(B)R_{DS}^2(B)C_{GS}(B)L_1\left(\frac{\partial C_{GS}(B)}{\partial B}\right)+2C_{GD}^2(B)R_{DS}^2(B)C_{GS}^3(B)\times \\
& \times L_1\left(\frac{\partial R_{DS}(B)}{\partial B}\right)+2C_{GD}^2(B)R_{DS}^3(B)C_{GS}^2(B)L_1\left(\frac{\partial C_{GS}(B)}{\partial B}\right)+R_{DS}^3(B)C_{GS}^3(B)\sqrt{A_2}\left(\frac{\partial C_{GD}(B)}{\partial B}\right)- \\
& -2\left(\frac{\partial R_{DS}(B)}{\partial B}\right)\sqrt{A_2}C_{GD}(B)C_{GS}(B)L_1-2\left(\frac{\partial C_{GS}(B)}{\partial B}\right)R_{DS}(B)C_{GD}^2(B)\sqrt{A_2}+2\left(\frac{\partial R_{DS}(B)}{\partial B}\right)\times \\
& \times \sqrt{A_2}C_{GD}^3(B)C_{GS}(B)L_1^2+2\left(\frac{\partial C_{GS}(B)}{\partial B}\right)C_{GD}^3(B)C_{DS}(B)L_1^2\left.\right)\left/\left(\pi\sqrt{A_2}L_1\times\right.\right. \\
& \left.\left.\times C_{GD}^2(B)R_{DS}^3(B)C_{GS}^3(B)\sqrt{-\frac{-R_{DS}^2(B)C_{GS}(B)C_{GD}(B)-R_{DS}^2(B)C_{GS}^2(B)+L_1C_{GD}(B)-\sqrt{A_2}}{L_1C_{GD}(B)R_{DS}^2(B)C_{GS}^2(B)}}}\right), \tag{6.13}
\end{aligned}$$

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

В цьому випадку враховується дія магнітного поля на магніточутливий елемент, яким є польовий транзистор з ізольованим затвором. Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від магнітної індукції подані на рис. 6.2.

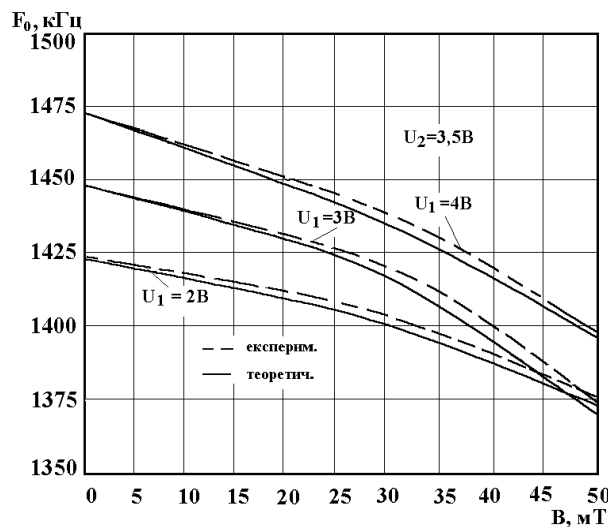


Рисунок 6.2 – Теоретичні і експериментальні залежності частоти генерації від магнітної індукції

Як видно з графіка, чутливість і лінійність функції перетворення зростають з підвищенням напруги живлення. Існують оптимальні величини напруги живлення і управління, які складають 4 В і 3,5 В. Адекватність розробленої моделі в порівнянні з експериментом визначається у вигляді відносної похибки і не перевищує $\pm 3\%$. Магніточутливість (рис. 6.3) і функція перетворення розраховані числовим методом на персональному комп'ютері, згідно з формулами (6.12) і (6.13). Чутливість перетворювача на частоті 1418 кГц при напрузі живлення 4 В складає 3 кГц/мТл.

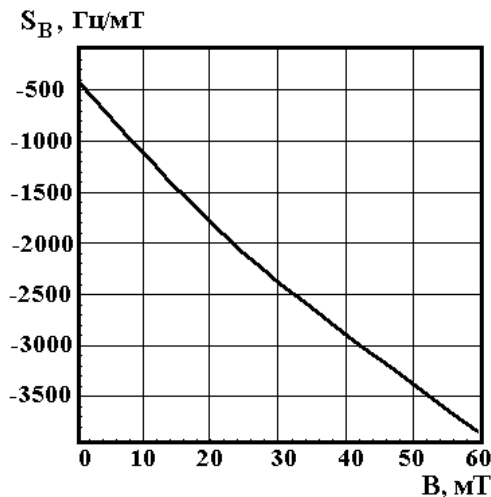


Рисунок 6.3 – Залежність чутливості від магнітної індукції

6.2 Виведення функції перетворення і рівняння чутливості частотного магнітного перетворювача з магніточутливим біполярним транзистором

Схема радіовимірювального магнітного перетворювача подана на рис. 6.4. Біполярний транзистор, який є магніточутливим елементом, включений по схемі із загальним емітером, що забезпечує його кращу чутливість до магнітного поля в порівнянні із включенням за схемою із загальною базою.

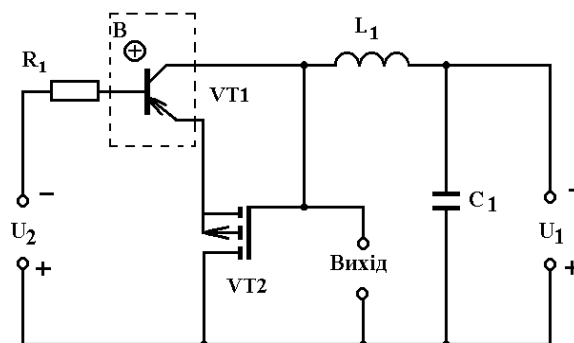


Рисунок 6.4 – Схема радіовимірювального магнітного перетворювача на основі біполярного і польового транзисторів

Залежність елементів еквівалентної схеми (рис. 6.5) перетворювача від дії індукції магнітного поля розглянута в розділі 3. Для визначення функції перетворення і чутливості мікроелектронного магнітного перетворювача на основі біполярного і польового транзисторів перетворимо еквівалентну схему (див. рис. 6.5) на зручнішу для розрахунків (рис. 6.6).

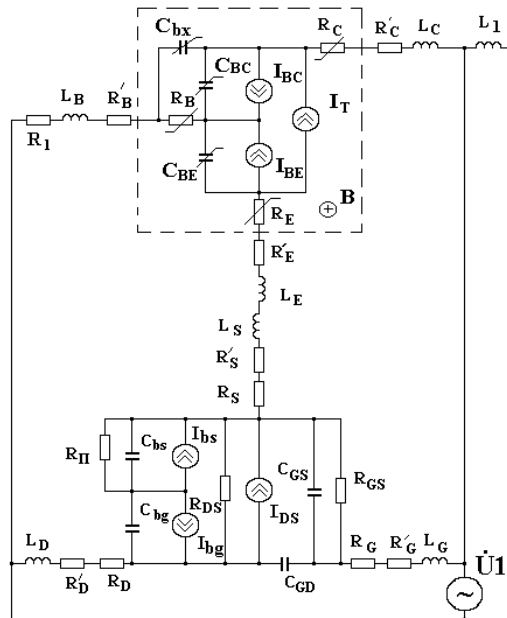


Рисунок 6.5 – Еквівалентна схема перетворювача на основі біполярного і польового транзисторів

Розв'язання системи рівнянь (6.14) виконано методом Гауса на персональному комп'ютері за допомогою програми «Matlab 6.5». Значення параметрів елементів еквівалентної схеми (див. рис. 6.5) отримані з робіт [111, 204, 207]. Розрахункові і експериментальні залежності частоти генерації від магнітної індукції подані на рис. 6.7.

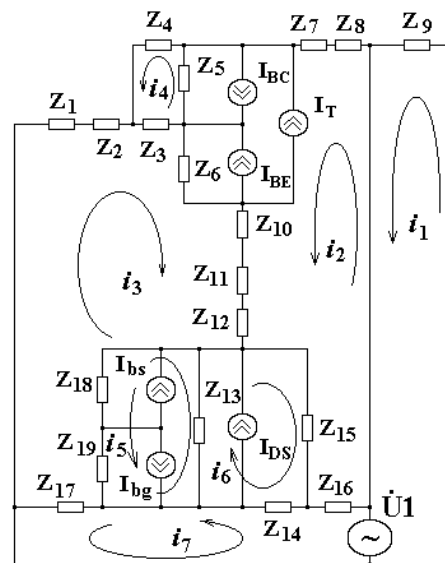


Рисунок 6.6 – Перетворена еквівалентна схема

Згідно напрямкам контурних струмів рівняння Кірхгофа мають вигляд

$$\begin{cases}
 \dot{U}_1 = Z_9 i_1; \\
 0 = (Z_8 + Z_7 + Z_5 + Z_6 + Z_{10} + Z_{11} + Z_{12} + Z_{15} + Z_{16})i_2 + Z_5(-i_4 - I_{bc} + \\
 + I_{be} + I_T) + Z_6(i_3 + I_{be} + I_T) + (Z_{10} + Z_{11} + Z_{12})i_3 + Z_{15}(i_6 + I_{DS}) - Z_{16}i_7; \\
 0 = (Z_1 + Z_2 + Z_3 + Z_6 + Z_{10} + Z_{11} + Z_{12} + Z_{18} + Z_{19} + Z_{17})i_3 + Z_3 i_4 - Z_3 I_{bc} + \\
 + Z_3 I_{be} + Z_6(i_2 + I_{be} - I_{bc} + I_T) + (Z_{10} + Z_{11} + Z_{12})i_2 + Z_{18}(i_5 + I_{bs} - I_{bg} I_{DS}) + \\
 + Z_{19}(i_5 - I_{bg} + I_{bs} + I_{DS}) + Z_{17}i_7; \\
 0 = (Z_3 + Z_4 + Z_5)i_4 + Z_3(i_3 + I_T + I_{be} - I_{bc}) + Z_5(-i_2 + I_{bc} - I_{be} - I_T) + \\
 + Z_4(-I_{bc} + I_{be} + I_T); \\
 0 = (Z_{18} + Z_{19} + Z_{13})i_5 + Z_{18}(i_3 + I_{bs} - I_{bg} + I_{DS}) + Z_{19}(i_3 - I_{bg} + I_{bs} + I_{DS}) + \\
 + Z_{13}(i_6 + I_{bg} - I_{bs} - I_{DS}); \\
 0 = (Z_{13} + Z_{15} + Z_{14})i_6 + Z_{13}(i_5 + I_{bg} - I_{bs} - I_{DS}) + Z_{15}(i_2 + I_{DS} + I_{bs} - I_{bg}) + \\
 + Z_{14}(i_7 + I_{DS} + I_{bs} - I_{bg}); \\
 \dot{U}_1 = (Z_{16} + Z_{14} + Z_{17})i_7 - Z_{16}i_2 + Z_{14}(i_6 + I_{DS}) + Z_{17}i_3 + Z_{14}I_{bs} - Z_{14}I_{bg}, \quad (6.14)
 \end{cases}$$

де $Z_1 = R_1$; $Z_2 = R'_B + j\omega L_B$; $Z_3 = R_B$; $Z_4 = -j / (\omega C_{bx})$; $Z_5 = -j / (\omega C_{B\bar{N}})$;
 $Z_6 = -j / (\omega C_{BE})$; $Z_7 = R_C$; $Z_8 = R'_C + j\omega L_C$; $Z_9 = j\omega L_1$; $Z_{10} = R_E$;
 $Z_{11} = R'_E + j\omega L_E$; $Z_{12} = R_S + R'_S + j\omega L_S$; $Z_{16} = R_G$; $Z_{13} = R_{DS}$;
 $Z_{14} = -j / (\omega C_{GD})$; $Z_{15} = \frac{R_{GS}}{1 + \omega^2 R_{GS}^2 C_{GS}^2} - j \frac{\omega R_{GS}^2 C_{GS}}{1 + \omega^2 R_{GS}^2 C_{GS}^2}$; $Z_{17} = R_D$;
 $Z_{18} = \frac{R_{BS}}{1 + \omega^2 R_{BS}^2 C_{BS}^2} - j \frac{\omega R_{BS}^2 C_{BS}}{1 + \omega^2 R_{BS}^2 C_{BS}^2}$; $Z_{19} = -j / (\omega C_{bg})$.

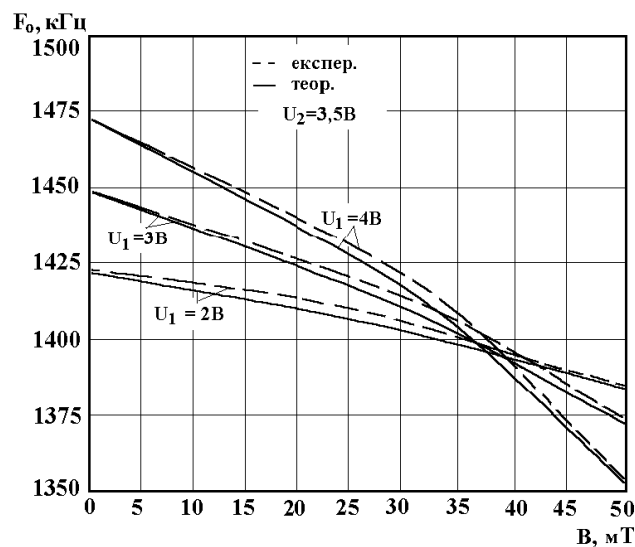


Рисунок 6.7 – Розрахункові і експериментальні залежності частоти генерації від магнітної індукції

Функція перетворення описується рівнянням

$$F_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{C_{be}(B)C_1 + C_{bc}(B)C_1 + C_{be}(B)C_{bc}(B)}{LC_{bc}(B)C_{be}(B)C_1}}}. \quad (6.15)$$

Магніточутливість перетворювача визначається на основі рівняння (6.15)

$$S_B = \frac{1}{4} \left(\frac{\left(\frac{\partial C_{be}(B)}{\partial B} \right) C_1 + \left(\frac{\partial C_{bc}(B)}{\partial B} \right) C_1 + \left(\frac{\partial C_{be}(B)}{\partial B} \right) C_{bc}(B) + \left(\frac{\partial C_{bc}(B)}{\partial B} \right) C_{be}(B)}{LC_{bc}(B)C_{be}(B)C_1} - \frac{A_1 \left(\frac{\partial C_{bc}(B)}{\partial B} \right)}{LC_{bc}^2(B)C_{be}(B)C_1} - \frac{A_1 \left(\frac{\partial C_{be}(B)}{\partial B} \right)}{LC_{bc}(B)C_{be}^2(B)C_1} \right) \left/ \left(\pi \sqrt{\frac{A_1}{LC_{bc}(B)C_{be}(B)C_1}} \right) \right. \quad (6.16)$$

де $A_1 = C_{be}(B)C_1 + C_{bc}(B)C_1 + C_{be}(B)C_{bc}(B)$.

Аналіз графіка (див. рис. 6.7) показує, що найбільшу чутливість можна отримати з напругою живлення 4 В. На рис. 6.8 наведена розрахована згідно з виразом (6.16) чутливість магнітного перетворювача на основі біполярного та польового транзистора. Як видно із графіка, магніточутливість складає 4,5 кГц/мТл.

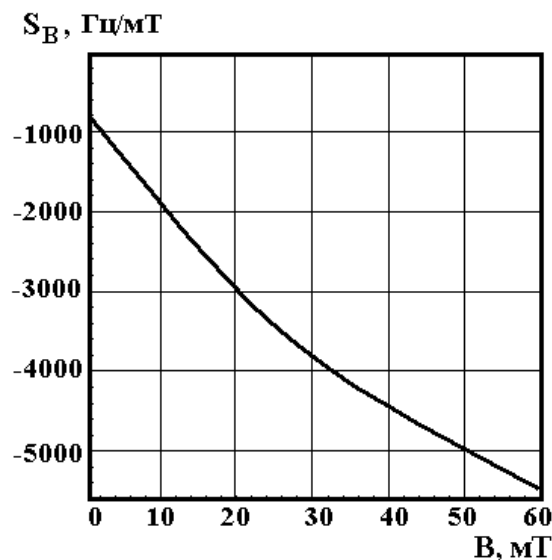


Рисунок 6.8 – Розрахункова залежність чутливості від магнітної індукції

6.3 Математичне моделювання частотного перетворювача на біполярній магніточутливій структурі з активним індуктивним елементом

Схема частотного магнітного перетворювача подана на рис. 6.9. Магніточутливі біполярні транзистори VT1, VT2 і VT3 реалізують генератор електричних коливань, в якому коливальний контур утворений ємнісною складовою повного опору з від'ємним значенням активної складової на електродах колектор-колектор магніточутливих біполярних транзисторів VT1 і VT2 та індуктивною складовою повного опору на електродах емітер-колектор магніточутливого біполярного транзистора VT3 [129, 139, 175, 179]. Таким чином, при дії магнітного поля на магніточутливі біполярні транзистори VT1, VT2 і VT3 змінюється як ємність, так і індуктивність коливального контура генератора, що значно підвищує чутливість перетворювача.

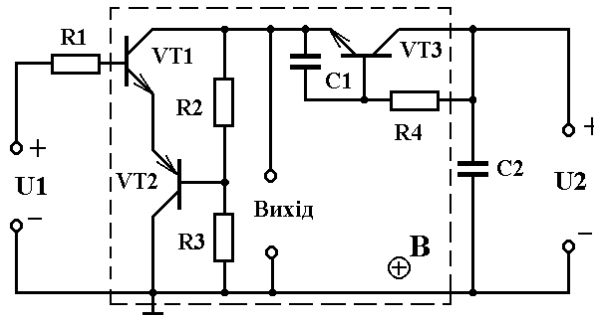


Рисунок 6.9 – Електрична схема частотного перетворювача на біполярній магніточутливій структурі з активним індуктивним елементом

Залежність параметрів еквівалентної схеми біполярних транзисторів VT1, VT2 і VT3, які утворюють ємність та індуктивність коливального контура, від дії магнітного поля розглянута в розділі 3. Для аналізу залежності індуктивності від дії магнітного поля скористаємося спрощеною формулою, яка має вигляд [89]

$$L = \left[\frac{R\dot{\alpha}(r_o - R\dot{\alpha}) - \frac{R^3\dot{\alpha}}{r_k} + \frac{1}{(\omega C)^2} + \frac{R^2}{r_k}(r_o - R\dot{\alpha})}{\omega^2 C \left[(r_o - R\dot{\alpha})^2 + (1/\omega C)^2 \right]} - \frac{1}{\omega^2 C} \right], \quad (6.17)$$

де $\dot{\alpha}$ – комплексний коефіцієнт передачі по струму у схемі із загальною базою транзистора VT3; r_o , r_k – опір бази і колектора; R , C – зовнішній опір і зовнішня ємність; ω – кругова робоча частота.

Ця формула отримана за умови, що $r_K \gg R$, $R \gg r_o$, $r_o \gg r_e$. У рівнянні (6.17) необхідно також враховувати комплексний характер коефіцієнта $\dot{\alpha}$.

Добротність індуктивного елемента визначається формулою

$$Q = \frac{\frac{R\dot{\alpha}}{\omega C}(r_o - R\dot{\alpha}) - \frac{R^3\dot{\alpha}}{r_K\omega C} + \frac{1}{(\omega C)^3} + \frac{R^2}{r_K\omega C}(r_o - R\dot{\alpha}) - \frac{1}{\omega C} \left[(r_o - R\dot{\alpha})^2 + \left(\frac{1}{\omega C} \right)^2 \right]}{RA_1 + \left(\frac{1}{\omega C} \right)^2 (r_o - R\dot{\alpha}) - \frac{R^2}{r_K} A_1 - \frac{R^2}{r_K(\omega C)^2} - \frac{R^3\dot{\alpha}}{r_K}(r_o - R\dot{\alpha}) - \frac{R\dot{\alpha}}{(\omega C)^2}}$$

де $A_1 = \left[(r_o - R\dot{\alpha})^2 + \left(\frac{1}{\omega C} \right)^2 \right]$.

Аналіз формул (6.17) і (6.18) показує, що вплив на індуктивність і добротність визначається через залежність коефіцієнта $\dot{\alpha}$, опору бази r_o і опору колектора r_K від магнітної індукції. Якщо зовнішній опір R також буде магніточутливим матеріалом, то це в значній мірі впливатиме на залежність індуктивності від магнітного поля.

Таким чином, скориставшись залежностями параметрів біполярного транзистора від дії магнітного поля знайдемо функцію перетворення і рівняння чутливості. Еквівалентна схема перетворювача, яка містить елементи, що залежать від дії магнітного поля, подана на рис. 6.10. Для зручності розрахунків перетворимо її у більш компактну (рис. 6.11).

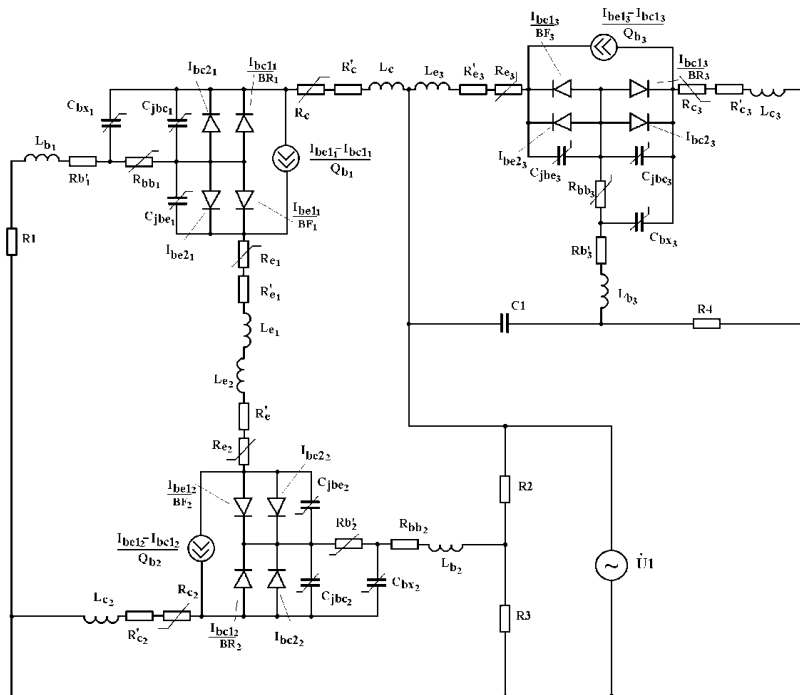


Рисунок 6.10 – Еквівалентна схема частотного перетворювача на біполярній магніточутливій структурі з активним індуктивним елементом

За основу дослідження беремо метод контурних струмів. Визначаємо незалежні контури перетвореної еквівалентної схеми на рис. 6.11 і позначаємо в цих контурах напрямки відповідних їм контурних струмів. Напрямки цих контурних струмів обираємо таким чином, щоб вони збігалися з напрямками залежних джерел струму. Система рівнянь Кірхгофа, згідно зі схемою на рис. 6.11, має вигляд (6.18).

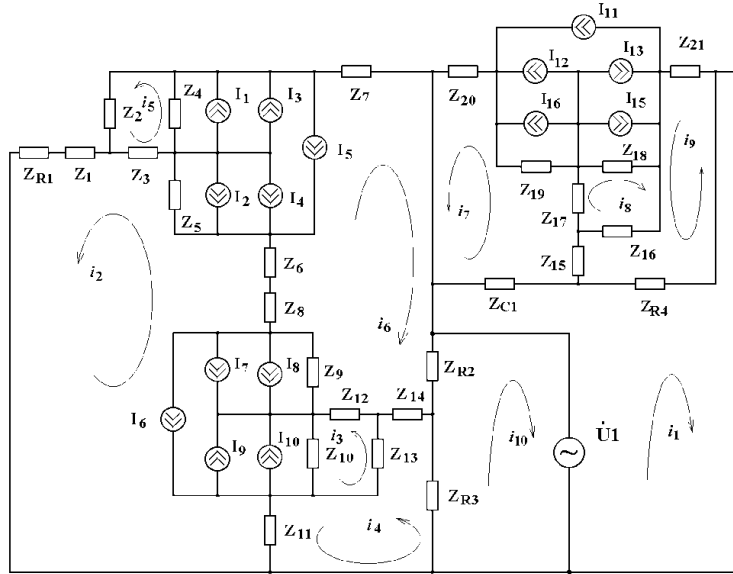


Рисунок 6.11 – Перетворена еквівалентна схема частотного перетворювача на біполярній магніточутливій структурі

$$\begin{aligned}
 \dot{U}_1 &= (Z_{C1} + Z_{R4})i_1 + Z_{C1}i_7 + Z_{R4}i_9; \\
 0 &= (Z_{R1} + Z_1 + Z_3 + Z_5 + Z_6 + Z_8 + Z_9 + Z_{10} + Z_{11})i_2 - Z_3i_5 + Z_5(I_2 + I_4 - I_3 + I_5) + (Z_6 + \\
 &+ Z_8 + Z_9)i_6 + Z_9(I_8 + I_7 + I_6 - I_9 - I_{10}) + Z_{10}(-i_3 + I_7 + I_8 - I_{10} - I_9 + I_6) - Z_{11}i_4; \\
 0 &= (Z_{10} + Z_{13} + Z_{12})i_3 + Z_{10}(I_{10} + I_9 - I_6 - I_7 - I_8) + Z_{13}(-i_4 - I_{10} - I_9 + I_6 + I_7 + I_8) + \\
 &+ Z_{12}(i_6 - I_{10} - I_9 + I_7 + I_8 + I_6); \\
 0 &= (Z_{R3} + Z_{14} + Z_{13} + Z_{11})i_4 - Z_{R3}i_{10} + Z_{14}i_6 - Z_{13}i_3 + Z_{13}I_9 + Z_{13}I_{10} - Z_{13}I_6 - Z_{11}i_2; \\
 0 &= (Z_3 + Z_4 + Z_2)i_5 - Z_3i_2 + Z_3I_1 + Z_3I_3 - Z_3I_5 + Z_6i_6 - Z_4I_1 - Z_4I_3 + Z_4I_5 + Z_2I_1 + Z_2I_3 - Z_2I_5; \\
 0 &= (Z_{R2} + Z_{14} + Z_{12} + Z_9 + Z_8 + Z_6 + Z_5 + Z_4 + Z_7)i_6 + Z_{R2}i_{10} + Z_{14}i_4 + Z_{12}i_3 - Z_{12}I_9 - Z_{12}I_{10} + \\
 &+ Z_{12}I_6 + Z_9i_2 + Z_9I_8 + Z_9I_7 + Z_9I_6 + Z_8i_2 + Z_6i_2 + Z_5i_2 + Z_5I_4 + Z_5I_2 + Z_5I_5 + Z_4i_5 - \\
 &- Z_4I_1 - Z_4I_3 + Z_4I_5; \\
 0 &= (Z_{C1} + Z_{15} + Z_{17} + Z_{19} + Z_{20})i_7 + Z_{C1}i_1 - Z_{15}i_9 + Z_{17}i_8 - Z_{17}I_{11} + Z_{17}I_{13} + Z_{17}I_{15} - \\
 &- Z_{19}I_{14} - Z_9I_{12} - Z_{19}I_{11}; \\
 0 &= (Z_{18} + Z_{17} + Z_{16})i_8 - Z_{18}I_{13} - Z_{18}I_{15} + Z_{18}I_{11} + Z_{17}i_7 + Z_{17}I_{15} + Z_{17}I_{13} - Z_{17}I_{11} + \\
 &+ Z_{16}i_9 + Z_{16}I_{15} + Z_{16}I_{13} - Z_{16}I_{11}; \\
 0 &= (Z_{21} + Z_{16} + Z_{15} + Z_{R4})i_9 + Z_{16}i_8 + Z_{16}I_{15} + Z_{16}I_{13} - Z_{16}I_{11} - Z_{15}i_7 + Z_{R4}i_1; \\
 \dot{U}_1 &= (Z_{R2} + Z_{R3})i_{10} + Z_{R2}i_6 - Z_{R3}i_4,
 \end{aligned}
 \tag{6.18}$$

де $I_1 = I_{bc2}$; $I_2 = I_{be2}$; $I_3 = I_{bc1} / \beta_R$; $I_4 = I_{be1} / \beta_F$; $I_5 = (I_{be1} - I_{bc1}) / Q$;
 $I_1 = I_{10} = I_{15}$; $I_2 = I_8 = I_{14}$; $I_3 = I_9 = I_{13}$; $I_4 = I_7 = I_{12}$; $I_5 = I_6 = I_{11}$;
 $Z_L = j\omega L$; $Z_{R1} = R_1$; $Z_{R2} = R_2$; $Z_{R3} = R_3$; $Z_1 = R'_b + j\omega L_b$; $Z_2 = -j / \omega C_{bx}$;
 $Z_3 = R_{bb}$; $Z_4 = -j / \omega C_{jbc}$; $Z_5 = -j / \omega C_{jbe}$; $Z_6 = R'_e + R_e + j\omega L_e$;
 $Z_7 = R'_c + R_c + j\omega L_c$; $Z_1 = Z_{14} = Z_{15}$; $Z_2 = Z_{13} = Z_{16}$; $Z_3 = Z_{12} = Z_{17}$;
 $Z_4 = Z_{10} = Z_{18}$; $Z_5 = Z_9 = Z_{19}$; $Z_6 = Z_8 = Z_{20}$; $Z_7 = Z_{11} = Z_{21}$.

Значення параметрів елементів еквівалентної схеми (див. рис. 6.10) для теоретичних розрахунків отримано з робіт [204, 207]. Розв'язання системи рівнянь (6.18) проведено чисельним методом на персональному комп'ютері. Вплив магнітного поля на еквівалентні ємність та індуктивність коливального контура передається через зміну параметрів елементів еквівалентної схеми, тому функція перетворення описується рівнянням

$$F_0 = \frac{\sqrt{\frac{C_{be}(B) + C_{bc}(B)}{L(B)C_{bc}(B)C_{be}(B)}}}{2\pi}. \quad (6.19)$$

Чутливість магнітного радіовимірювального перетворювача визначається на основі (6.19)

$$S_B = \left(\frac{\left(\frac{\partial C_{be}(B)}{\partial B} \right) + \left(\frac{\partial C_{bc}(B)}{\partial B} \right)}{L(B)C_{bc}(B)C_{be}(B)} - \frac{(C_{bc}(B) + C_{be}(B)) \left(\frac{\partial L(B)}{\partial B} \right)}{L^2(B)C_{bc}(B)C_{be}(B)} - \frac{(C_{bc}(B) + C_{be}(B)) \left(\frac{\partial C_{bc}(B)}{\partial B} \right)}{L(B)C_{bc}^2(B)C_{be}(B)} - \frac{(C_{bc}(B) + C_{be}(B)) \left(\frac{\partial C_{be}(B)}{\partial B} \right)}{L(B)C_{bc}(B)C_{be}^2(B)} \right) \left/ \left(4\pi \sqrt{\frac{C_{bc}(B) + C_{be}(B)}{L(B)C_{bc}(B)C_{be}(B)}}} \right) \right. \quad (6.20)$$

Теоретична і експериментальна залежності частоти генерації від магнітної індукції подані на рис. 6.12. Залежність чутливості радіовимірювального перетворювача від магнітної індукції наведена на рис. 6.13 і складає 5 кГц/мТл. Розбіжність теоретичних і експериментальних досліджень складає $\pm 3\%$.

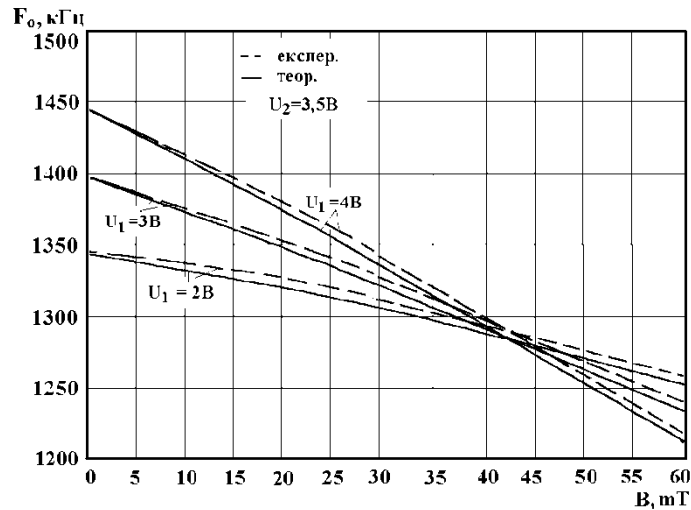


Рисунок 6.12 – Теоретичні та експериментальні залежності частоти генерації від магнітної індукції

Експериментальні дослідження проводились за стандартною методикою [143], причому в якості магніточутливих елементів використовувались безкорпусні транзистори. Величина магнітної індукції вимірювались за допомогою приладу типу Щ4310.

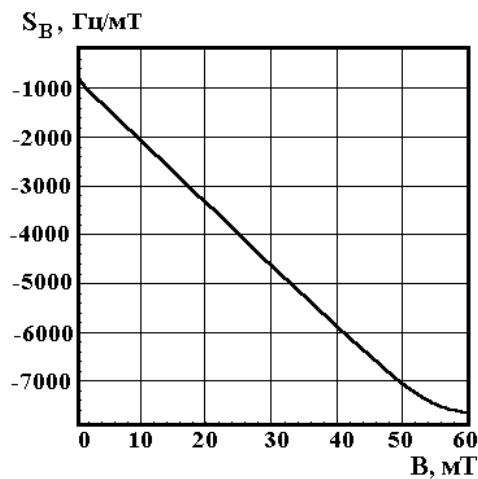


Рисунок 6.13 – Залежність чутливості перетворювача від магнітної індукції

6.4 Мікроелектронний перетворювач магнітного поля на основі двоколекторного магнітотранзистора

Подальший розвиток ідеї збільшення магніточутливості біполярних «торцевих» транзисторів реалізовано в двоколекторному магнітотранзисторі (ДМТ) з горизонтальними колекторами [38, 39]. ДМТ – це звичайний біполярний р-п-р транзистор, колектор в якому поділено на дві частини. Його принцип дії такий. При ввімкненні ДМТ за схе-

мою зі спільним емітером і резисторами навантаження в колах колекторів (мостова схема), коли відсутнє магнітне поле, інжектвані емітером носії заряду (дірки) приблизно порівну розподіляться між колекторами. Струми обох колекторів будуть однаковими, і різниця потенціалів між ними буде дорівнювати нулю. У поперечному магнітному полі V^+ відбувається перерозподіл інжектваних зарядів між колекторами, при цьому струм колектора К2 збільшується, а струм колектора К1 зменшується, що спричиняє розбалансування мостової схеми. Це приводить до зміни напруги між колекторами. При цьому із зростанням магнітного поля напруга збільшується. Коли змінюється напрям магнітного поля (V^-), струм колектора К2 зменшується, а струм колектора К1 збільшується і, відповідно, змінюється знак напруги U між колекторами.

Поряд з вказаним перерозподілом інжектваних носіїв заряду між колекторами відбувається також зміна ефективної товщини бази. При цьому в розглянутій конструкції у магнітному полі відбувається зменшення ефективної товщини бази лівої частини колектора і, відповідно, збільшення правої частини, тобто струм колектора К1 збільшується, а струм К2 – зменшується. Цей ефект протилежний ефекту перерозподілу носіїв заряду і приводить до зменшення магніточутливості ДМТ.

Цей недолік усувають ДМТ з «вертикальними» колекторами [38], в яких омичний контакт до бази і емітера розміщені по різні боки від колекторів. Магнітне поле, поряд з ефектом перерозподілу носіїв між колекторами, зменшує ефективну товщину бази, якщо струм колектора К2 збільшується, і, відповідно, збільшує товщину бази для колектора К1. Отже, зміна ефективної товщини бази додатково збільшує струм колектора К2, а також зменшує струм колектора К1. Таким чином, зміна ефективної товщини бази додатково збільшує струм колектора К2, а також зменшує струм колектора К1. Це приводить до додаткового зростання магніточутливості ДМТ.

Розглянемо залежність елементів еквівалентної схеми магніточутливого двоколекторного транзистора від впливу магнітного поля. Виходячи з аналітичних залежностей параметрів еквівалентної схеми [150] визначається їхня залежність від магнітного поля. Омичний опір базової області залежить від дії магнітного поля таким чином:

$$R_B = R_{B0}(1 + c\mu_p^2 B^2), \quad (6.21)$$

де R_{B0} – опір базової області без дії магнітного поля; μ_p – рухливість дірок; c – коефіцієнт, який залежить від механізму розсіювання дірок; B – магнітна індукція.

Залежність опору емітерного переходу від дії магнітного поля описується виразом

$$R_E = \frac{kT(1 + c\mu_p^2 B^2)}{qI_0 \cdot \exp(qU_{E0} / kT)}, \quad (6.22)$$

де k – постійна Больцмана; q – заряд електрона; I_0 – зворотний струм емітерного р-п переходу; U_{E0} – постійна напруга на емітерному переході магніточутливого транзистора. Дифузійна ємність емітерного переходу залежить від дії магнітного поля відповідно до формули

$$C_E = \frac{qI_0\tau_p \cdot \exp(qU_{E0} / kT)}{kT(1 + c\mu_p^2 B^2)}, \quad (6.23)$$

де τ_p – час життя дірок. Ємність колекторного переходу описується формулою

$$C_K = S \left[\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2U_K\mu_p\rho_0(1 + c\mu_p^2 B^2)} \right]^{1/2}, \quad (6.24)$$

де S – площа колекторного переходу; ρ_0 – питомий опір базової області; U_K – зворотна напруга колекторного переходу магніточутливого транзистора; $\varepsilon, \varepsilon_0$ – діелектрична проникність напівпровідникового матеріалу базової області і вакууму, відповідно.

Залежність коефіцієнта передачі струму в схемі з загальною базою в області низьких частот від дії магнітного поля можна представити у вигляді

$$\alpha = 1 - \frac{1}{2} \left[\frac{W_0}{L_p(1 + c\mu_p^2 B^2 / 2)} \right]^2, \quad (6.25)$$

де L_p – дифузійна довжина дірок; W_0 – товщина бази без впливу магнітного поля.

Таким чином, визначивши залежності елементів еквівалентної схеми магніточутливого транзистора від дії магнітного поля, перейдемо до визначення активної та реактивної складової повного опору. Це можна зробити на основі еквівалентної схеми частотного перетворювача магнітного поля, яка подана у загальному вигляді на рис. 6.14.

Для цього перетворимо еквівалентну схему (рис. 6.14) на схему для змінного струму (рис. 6.15). Значення повних опорів описується виразами:

$$Z_3 = \frac{R_{K1}}{1 + \omega^2 R_{K1}^2 C_{K1}^2} - j \frac{R_{K1}^2 \omega C_{K1}}{1 + \omega R_{K1}^2 C_{K1}^2}; \quad Z_6 = \frac{R_{K2}}{1 + \omega^2 R_{K2}^2 C_{K2}^2} - j \frac{R_{K2}^2 \omega C_{K2}}{1 + \omega R_{K2}^2 C_{K2}^2};$$

$$Z_{12} = R_{\sigma 2} + R_3; \quad Z_{10} = R_4; \quad Z_4 = \frac{R_{E1}}{1 + \omega^2 R_{E1}^2 C_{E1}^2} - j \frac{R_{E1}^2 \omega C_{E1}}{1 + \omega R_{E1}^2 C_{E1}^2};$$

$$Z_{11} = \frac{(R_1 + R_{\sigma 1})Z_4}{R_1 + R_{\sigma 1} + Z_4} + \frac{R_{E2}}{1 + \omega^2 R_{E2}^2 C_{E2}^2} - j \frac{R_{E2}^2 \omega C_{E2}}{1 + \omega R_{E2}^2 C_{E2}^2}.$$

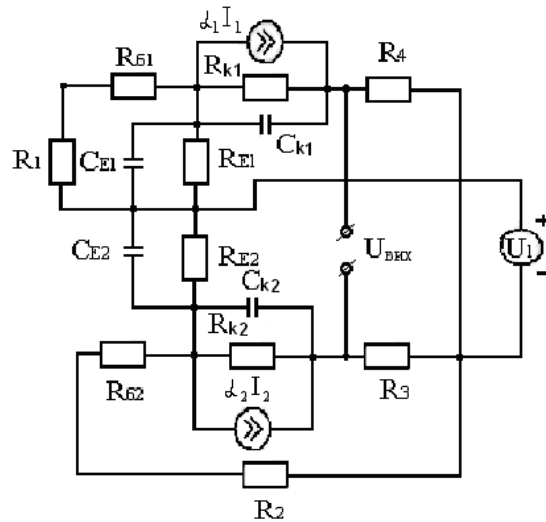


Рисунок 6.14 – Еквівалентна схема біполярного двоколекторного транзистора

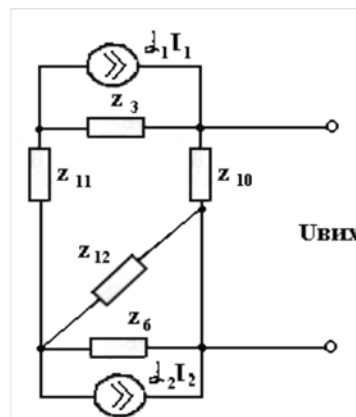


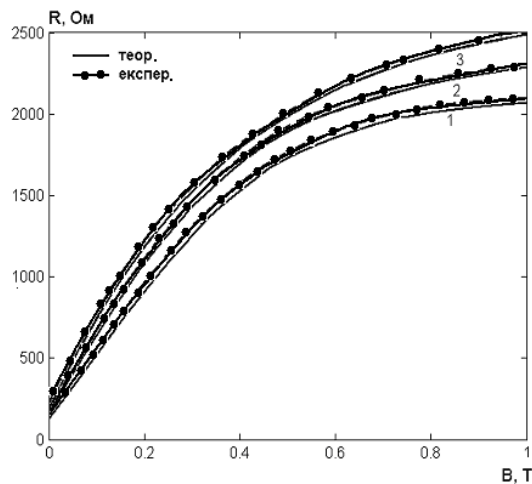
Рисунок 6.15 – Перетворена еквівалентна схема двоколекторного біполярного транзистора по змінному струму

Розглянувши даний транзистор, як активний двополіусник, та використавши перетворення – «зірка-трикутник», знайдемо повний опір. Він описується формулою

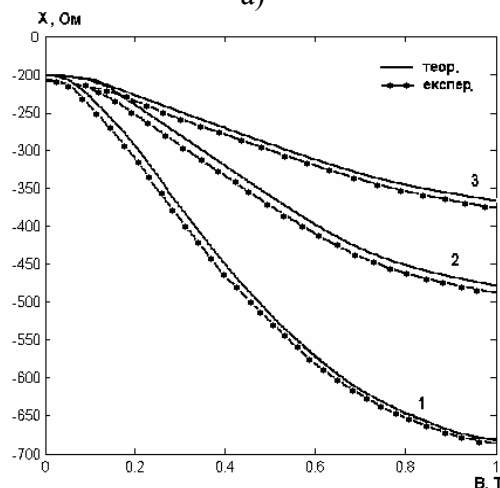
$$Z_0 = \frac{B_8 C_5 + B_7 C_6}{C_5^2 + C_6^2} - j \frac{B_7 C_5 - B_8 C_6}{C_5^2 + C_6^2}, \quad (6.26)$$

де $B_8=(KB_3+YB_5) P$; $B_7=(B_4K+B_6Y) P$; $K=Z_{10}+Z_{12}+Z_{10}Z_{12}/Z_8$;
 $Y=Z_8+Z_{12}+Z_8Z_{12}/Z_{10}$; $P=Z_{10}+Z_8+Z_{10}Z_8/Z_{12}$; $B_3=B_1(Y+W_6)-B_2V_6$;
 $B_4=B_2(Y+W_6)+B_1V_6$; $B_5=W_6(B_1+K)-B_2V_6$; $B_6=V_6(B_1+K)+B_2W_6$;
 $B_1=W_3+A_5$; $B_2=V_3+A_6$; $C_5=B_8/P+C_3P$; $C_6=B_7/P+C_4P$; $C_3=C_1(Y+W_6)-C_2V_6$;
 $C_4=C_2(Y+W_6)+C_1V_6$; $C_1=W_3+A_5+K$; $C_2=V_3+A_6$; $A_5=A(A_2/A_3)+W_5$;
 $A_6=A(A_4/A_3)+V_5$; $A_1=A+W_4$; $A_2=W_4A_1+V_4^2$; $A_3=A_1^2+V_4^2$; $A_4=A_1V_4-V_4W_4$;
 $A=Z_1+Z_2$; $W_3=Rk_1/(1+w^2Rk_1^2Ck_1^2)$; $V_3=(Rk_1^2wCk_1)/(1+wRk_1^2Ck_1^2)$;
 $W_4=Re_1/(1+w^2Re_1^2Ce_1^2)$; $V_4=(Re_1^2wCe_1)/(1+wRe_1^2Ce_1^2)$;
 $W_5=Re_2/(1+w^2Re_2^2Ce_2^2)$; $V_5=(Re_2^2wCe_2)/(1+wRe_2^2Ce_2^2)$;
 $W_6=Rk_2/(1+w^2Rk_2^2Ck_2^2)$; $V_6=(Rk_2^2wCk_2)/(1+wRk_2^2Ck_2^2)$.

Залежності активної та реактивної складових повного опору від магнітної індукції згідно з (6.26) подані на рис. 6.16. Абсолютна чутливість реактивної складової від магнітної індукції становить 0,35 Ом/Тл, а для активної 2 Ом/мТл.



а)



б)

Рисунок 6.16 – Графіки залежностей активної (а) та реактивної (б) складових повного опору біполярного магнітотранзистора від магнітної індукції при значеннях частоти 1) $f=1$ кГц; 2) $f=3$ кГц; 3) $f=5$ кГц

Використання магніточутливого двоколекторного транзистора як чутливого, так і як підсилювального елемента дозволило значно спростити електричну схему частотного перетворювача магнітного поля. У зв'язку із цим проведено дослідження основних параметрів частотного перетворювача магнітного поля.

Електрична схема перетворювача магнітного поля наведена на рис. 6.17. Вона являє собою гібридну інтегральну схему, яка складається із двоколекторного магніточутливого транзистора й польового двозатворного транзистора, які утворюють автогенераторний пристрій, частота генерації якого залежить від індукції магнітного поля.

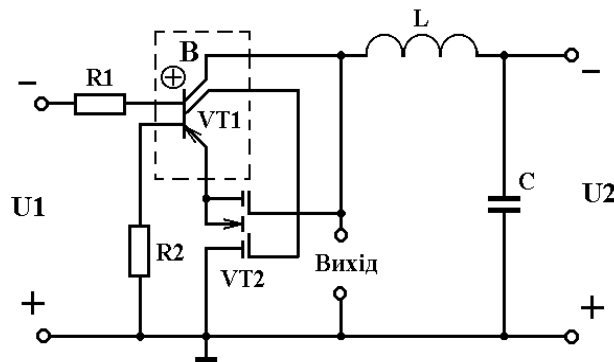


Рисунок 6.17 – Електрична схема частотного перетворювача магнітного поля на основі двоколекторного магніточутливого біполярного транзистора

На електродах першого колектора магніточутливого біполярного транзистора VT1 і стоку польового двозатворного транзистора VT2 існує повний опір, активна складова якого має від'ємне значення, а реактивна – ємнісний характер. Підключення індуктивності L до першого колектора VT1 і загальної шини через блокуючу ємність C створює коливальний контур, втрати енергії в якому компенсуються від'ємним опором. Резистори R1 і R2 забезпечують режим живлення постійним струмом досліджуваної схеми. При дії магнітного поля на транзистор VT1 відбувається зміна еквівалентної ємності коливального контура, що викликає зміну резонансної частоти.

Еквівалентна схема, частотного перетворювача магнітного поля представлена на рис. 6.18. Вона є лінійною схемою, оскільки автогенератор працює в області низьких частот у лінійному режимі роботи.

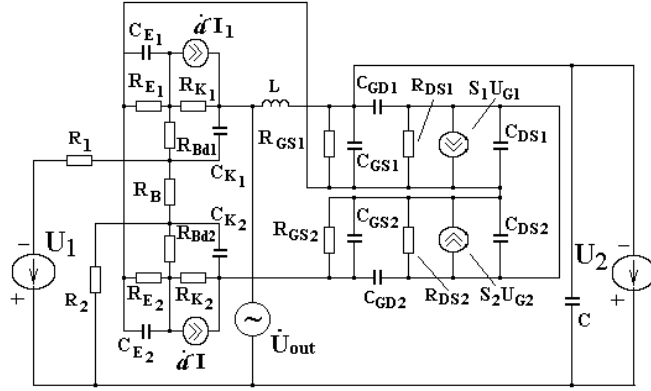


Рисунок 6.18 – Еквівалентна схема частотного перетворювача на основі двоколекторного магніточутливого біполярного транзистора

На підставі еквівалентної схеми відповідно до методу стійкості Ляпунова [141] визначена функція перетворення пристрою, що являє собою залежність частоти генерації від індукції магнітного поля. Аналітична залежність функції перетворення має вигляд

$$F_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{A_1 + \sqrt{A_1 + 4LC_{GD}(C_B(B)R_B(B))^2}}{2LC_{GD}(R_B(B)C_B(B))^2}}, \quad (6.27)$$

де $A_1 = LC_{GD} - (C_B(B)R_B(B))^2 - C_{GD}C_B(B)R_B^2(B)$; L – зовнішня індуктивність; C_B, R_B – еквівалентна ємність і опір базової області магніточутливого транзистора; C_{GD} – ємність затвор-стік польового транзистора.

Графічна залежність функції перетворення представлена на рис. 6.19. Чутливість перетворювача магнітного поля визначається на підставі виразу (6.27) і описується рівнянням

$$\begin{aligned} S_B^{F_0} = & -0.0198 \left(-2C_B(B)R_B^3(B)C_{GD} \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) \times \sqrt{A_1 + 2A_2} - 2C_B^2(B)R_B^3(B) \times \right. \\ & \times \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) - 2C_B^3(B) \times R_B^2(B) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) - 3C_B(B)R_B^3(B)C_{GD} \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) - \\ & - 2C_{GD}C_B^2(B)R_B^2(B) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) + 8C_B^2(B)R_B^3(B)L \times C_{GD} \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) + 8LC_{GD} \times \\ & \times C_B^2(B)R_B^2(B) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) + 4LC_{GD}R_B(B) \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) \sqrt{A_1 + 2A_2} + 4R_B(B) \times \\ & \times \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) LC_{GD} + 4C_B(B)LC_{GD} \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) \sqrt{A_1 + 2A_2} + 4LC_{GD}C_B(B) \times \\ & \left. \times \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) \right) / \left(\left(2\sqrt{A_1 + \sqrt{A_1 + 2A_2}} / A_2 \right) \times LC_{GD}C_B^3(B)R_B^3(B)\sqrt{A_1 + 2A_2} \right), \quad (6.28) \end{aligned}$$

де $A_2 = 2LC_{GD}(C_B(B)R_B(B))^2$.

Графік залежності чутливості представлений на рис. 6.20. Як видно із графіка найбільша чутливість пристрою лежить у діапазоні від 0 до 60 мТл і становить 200...60 Гц/мТл.

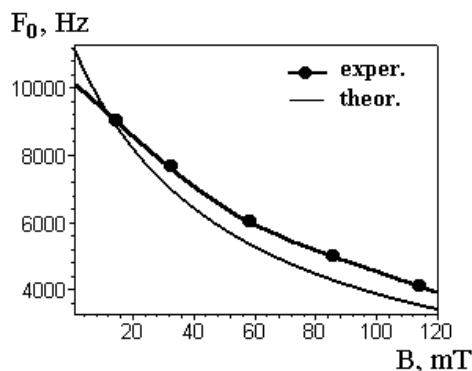


Рисунок 6.19 – Залежність частоти генерації від індукції магнітного поля

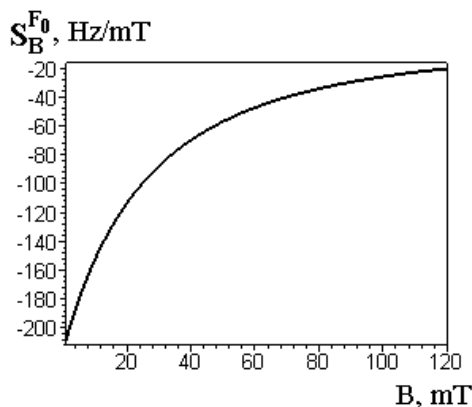


Рисунок 6.20 – Залежність чутливості від індукції магнітного поля

6.5 Розрахунок функції перетворення та рівняння чутливості частотних перетворювачів на основі магніточутливого двоколекторного транзистора в біполярно-польовій транзисторній структурі

На основі дослідженого в п. 6.4 схеми перетворювача магнітного поля (див. рис. 6.17) в роботі також було проведено дослідження модифікацій схемних рішень, які дозволяють розширити функціональні можливості частотних перетворювачів магнітного поля.

Електрична схема перетворювача магнітного поля подана на рис. 6.21. Вона являє собою інтегральну схему, яка складається з біполярного двоколекторного магніточутливого транзистора VT1 і біполярного транзистора VT2 разом з RC-колом, який реалізує активний індуктивний елемент. Ця схема утворює автогенераторний пристрій, частота генерації якого залежить від дії магнітного поля. На електродах

першого колектора і емітера транзистора VT1 існує повний опір, активна складова якого має від’ємне значення, а реактивна – емнісний характер. Підключення активного індуктивного елемента на основі біполярного транзистора VT2 і RC –кола до першого колектора VT1 і загальної шини через блкувальну емність C_2 створює коливальний контур, втрати енергії в якому компенсуються від’ємним опором.

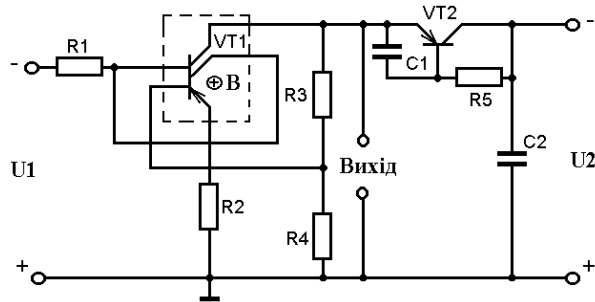


Рисунок 6.21 – Електрична схема перетворювача магнітного поля

Резистори R_1 – R_4 разом з джерелами постійної напруги U_1 г- U_2 забезпечують режим живлення схеми перетворювача. При дії магнітного поля на транзистор VT1 відбувається зміна еквівалентної ємності коливального контура автогенератора, що викликає зміну його резонансної частоти. Визначити функцію перетворення і рівняння чутливості можна на основі еквівалентної схеми частотного перетворювача магнітного поля, яка подана у загальному вигляді на рис. 6.22.

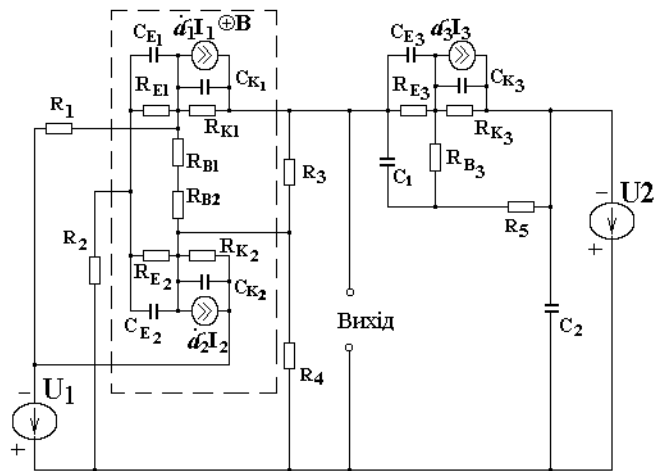


Рисунок 6.22 – Загальна еквівалентна схема частотного перетворювача магнітного поля

Перетворимо еквівалентну схему (рис. 6.22) на схему для змінного струму (рис. 6.23), оскільки нам необхідно розрахувати еквівалентну ємність коливального контуру автогенератора, яка визначається реактивною складовою повного опору на електроді першого колектора транзистора VT1 і загальною шиною.

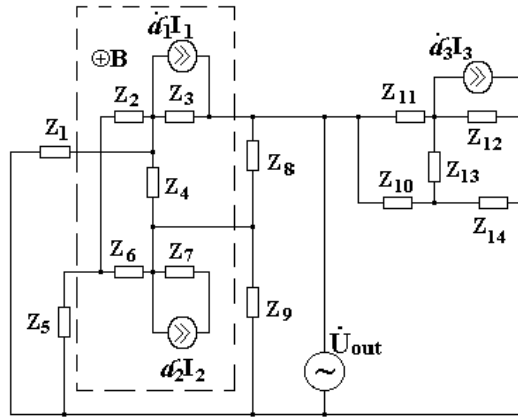


Рисунок 6.23 – Перетворена еквівалентна схема частотного перетворювача магнітного поля із змінного струму

На рис. 6.23 використано такі позначення

$$\begin{aligned}
 Z_1 &= R_1; \quad Z_2 = \frac{R_{E1}}{1 + \omega^2 R_{E1}^2 C_{E1}^2} - j \frac{R_{E1}^2 \omega C_{E1}}{1 + \omega R_{E1}^2 C_{E1}^2}; \quad Z_4 = R_{B1} + R_{B2}; \quad Z_5 = R_2; \\
 Z_3 &= \frac{R_{K1}}{1 + \omega^2 R_{K1}^2 C_{K1}^2} - j \frac{R_{K1}^2 \omega C_{K1}}{1 + \omega R_{K1}^2 C_{K1}^2}; \quad Z_6 = \frac{R_{E2}}{1 + \omega^2 R_{E2}^2 C_{E2}^2} - j \frac{R_{E2}^2 \omega C_{E2}}{1 + \omega R_{E2}^2 C_{E2}^2}; \\
 Z_7 &= \frac{R_{K2}}{1 + \omega^2 R_{K2}^2 C_{K2}^2} - j \frac{R_{K2}^2 \omega C_{K2}}{1 + \omega R_{K2}^2 C_{K2}^2}; \quad Z_8 = R_3; \quad Z_9 = R_4; \quad Z_{10} = -j / (\omega C_1); \\
 Z_{11} &= \frac{R_{E3}}{1 + \omega^2 R_{E3}^2 C_{E3}^2} - j \frac{R_{E3}^2 \omega C_{E3}}{1 + \omega R_{E3}^2 C_{E3}^2}; \quad Z_{12} = \frac{R_{K3}}{1 + \omega^2 R_{K3}^2 C_{K3}^2} - j \frac{R_{K3}^2 \omega C_{K3}}{1 + \omega R_{K3}^2 C_{K3}^2}; \\
 Z_{13} &= R_{B3}; \quad Z_{14} = R_5.
 \end{aligned}$$

На основі еквівалентної схеми (рис. 6.23) визначено функцію перетворення, яка описує залежність частоти генерації від індукції магнітного поля. Аналітичний вираз функції перетворення має вигляд

$$F_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{R_B^2(B)C_B(B) - L}{LC_B^2(B)R_B^2(B)}}, \quad (6.29)$$

де R_B – опір базової області магніточутливого двоколекторного транзистора; C_B – еквівалентна ємність магніточутливого двоколекторного транзистора; L – величина індуктивності активного індуктивного елемента.

Рівняння чутливості визначається на основі виразу (6.29)

$$\begin{aligned}
 S_B^{f_0} &= \frac{1}{4} \left(\left(C_B(B) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) + R_B^2(B) \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) \right) / \left(LC_B^2(B)R_B^2(B) \right) - \right. \\
 &- \left(2(C_B(B)R_B^2(B) - L) \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) \right) / \left(LC_B^3(B)R_B^2(B) \right) - \\
 &- \left(2(R_B^2(B)C_B(B) - L) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) \right) / \left(LC_B^2(B)R_B^3(B) \right) \Bigg) / \left(\pi \sqrt{\frac{C_B(B)R_B^2(B) - L}{LC_B^2(B)R_B^2(B)}} \right). \quad (6.30)
 \end{aligned}$$

Графічна залежність функції перетворення подана на рис. 6.24, а чутливість частотного перетворювача магнітного поля на рис. 6.25. Як видно із графіка найбільша чутливість пристрою лежить у діапазоні від 40 до 120 мТл і становить 550...775 Гц/мТл.

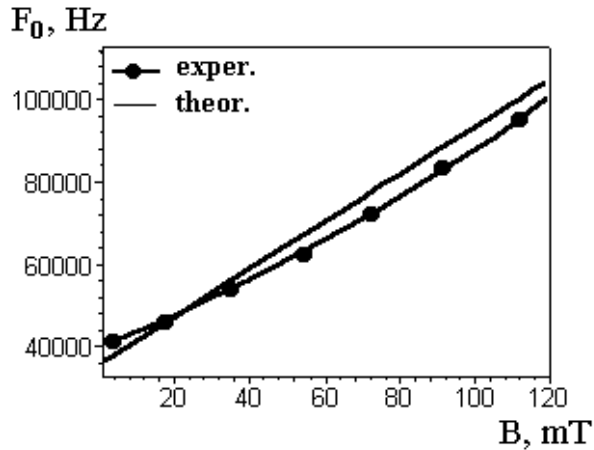


Рисунок 6.24 – Залежність частоти генерації від індукції магнітного поля

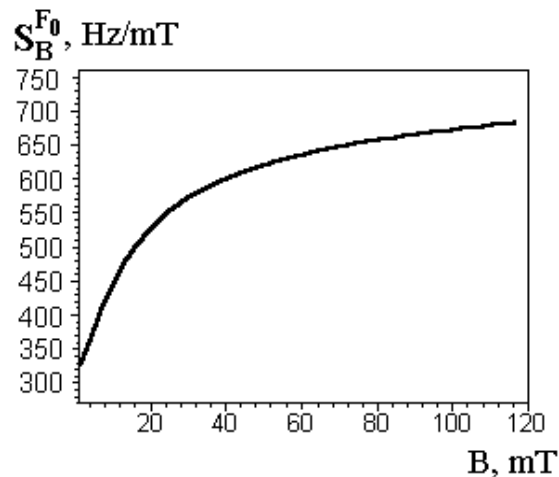


Рисунок 6.25 – Залежність чутливості від індукції магнітного поля

Подальшим кроком схмотехнічного рішення мікроелектронних перетворювачів магнітного поля на основі двоколекторних магнітотранзисторів, схеми яких наведено на рис. 6.17 і на рис. 6.21 є електрична схема на рис. 6.26. Електрична схема перетворювача магнітного поля має двоколекторний біполярний магнітотранзистор VT1 і двозатворний МДН транзистор VT2, а також активну індуктивність на основі біполярного транзистора VT3 та фазосувного кола C1–R3.

На електродах першого колектора магніточутливого біполярного транзистора VT1 і стоку польового двозатворного транзистора VT2 існує повний опір, активна складова якого має від’ємне значення, а реактивна – емнісний характер. Підключення активної індуктивності

на основі біполярного транзистора VT3 та фазозсувного кола C1–R3 до першого колектора VT1 і загальної шини через блокуючу ємність C створює коливальний контур, втрати енергії в якому компенсуються від’ємним опором. Резистори R1 і R2 забезпечують режим живлення за постійним струмом досліджуваної схеми. При дії магнітного поля на транзистор VT1 відбувається зміна еквівалентної ємності коливального контуру, що викликає зміну резонансної частоти.

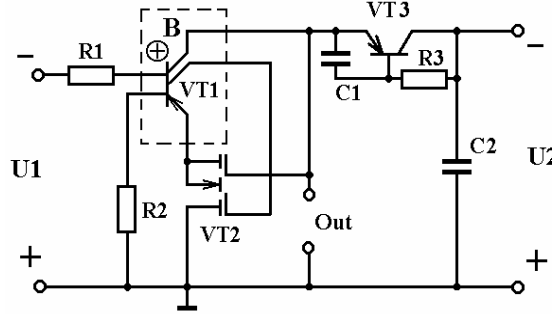


Рисунок 6.26 – Електрична схема частотного перетворювача магнітного поля на основі двоколекторного та двозатворного транзисторів з активним індуктивним елементом

На основі еквівалентної схеми, у якій замість пасивної індуктивності L знаходиться еквівалентна схема транзисторного аналога індуктивності [89], отримано функції перетворення

$$F_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{A_1 + \sqrt{A_1^2 + 4L_{ekv} C_{GD} (C_B(B)R_B(B))^2}}{2L_{ekv} C_{GD} (R_B(B)C_B(B))^2}}, \quad (6.31)$$

де $A_1 = L_{ekv} C_{GD} - (C_B(B)R_B(B))^2 - C_{GD} C_B(B)R_B^2(B)$; C_B, R_B – еквівалентні ємність та опір області бази біполярного двоколекторного магнітотранзистора; C_{GD} – ємність області затвор-витік МДН транзистора.

Графік теоретичної та експериментальної залежностей функції перетворення наведено на рис. 6.27.

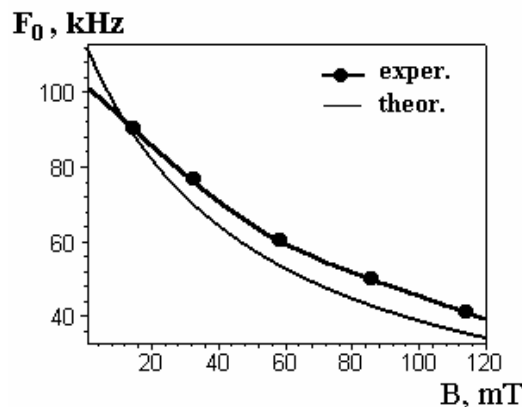


Рисунок 6.27 – Функції перетворення частотного перетворювача

Рівняння чутливості визначається на основі функції перетворення (6.31) і має вигляд

$$\begin{aligned}
 S_B^{F_0} = & -0.0198 \left(-2C_B(B)R_B^3(B)C_{GD} \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) \sqrt{A_1 + 2A_2} - 2C_B^2(B)R_B^3(B) \times \right. \\
 & \times \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) - 2C_B^3(B)R_B^2(B) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) - 3C_B(B)R_B^3(B)C_{GD} \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) - \\
 & - 2C_{GD}C_B^2(B)R_B^2(B) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) + 8C_B^2(B)R_B^3(B)L_{ekv}C_{GD} \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) + \\
 & + 8L_{ekv}C_{GD}C_B^2(B)R_B^2(B) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) + 4L_{ekv}C_{GD}R_B(B) \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) \times \\
 & \times \sqrt{A_1 + 2A_2} + 4R_B(B) \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) L_{ekv}C_{GD} + 4C_B(B)L_{ekv}C_{GD} \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) \times \\
 & \times \sqrt{A_1 + 2A_2} + 4L_{ekv}C_{GD}C_B(B) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) \left. \right) / \left(\left(2\sqrt{A_1 + \sqrt{A_1 + 2A_2}} / A_2 \right) \times \right. \\
 & \left. \times L_{ekv}C_{GD}C_B^3(B)R_B^3(B)\sqrt{A_1 + 2A_2} \right), \quad (6.32)
 \end{aligned}$$

де $A_2 = 2L_{ekv}C_{GD}(C_B(B)R_B(B))^2$.

Графік рівняння чутливості наведено на рис. 6.28. Як видно з цього графіка найвищу чутливість перетворювач має в діапазоні від 0 до 60 мТл і складає 2000...6000 Гц/мТл.

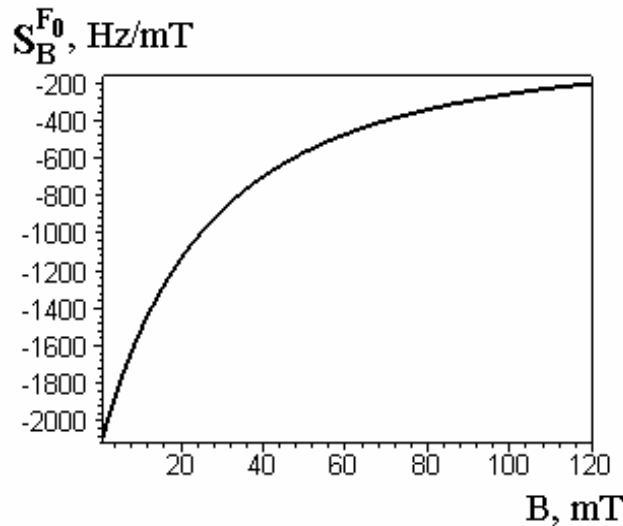


Рисунок 6.28 – Графік чутливості частотного перетворювача магнітного поля на основі двоколекторного й двозатворного транзисторів з активним індуктивним елементом

6.6 Визначення функції перетворення та рівняння чутливості частотних перетворювачів магнітного поля на основі двоколекторного магніточутливого біполярного транзистора з активним індуктивним елементом

Електрична схема частотного перетворювача магнітного поля наведена на рис. 6.29. Вона являє собою гібридну інтегральну схему, що складається з двоколекторного магніточутливого транзистора, польового двозатворного транзистора і біполярного транзистора, що створюють автогенераторний пристрій, частота генерації якого залежить від індукції магнітного поля.

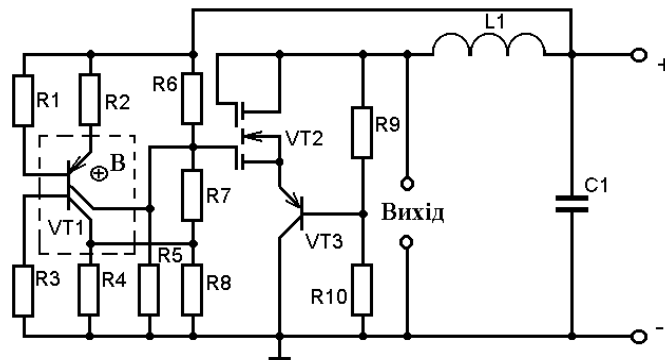


Рисунок 6.29 – Електрична схема частотного перетворювача магнітного поля

На електродах колектора біполярного транзистора VT3 і стоці польового двозатворного транзистора VT2 існує повний опір, активна складова якого має від'ємне значення, а реактивна – ємнісної характер. Підключення індуктивності L1 до стоку двозатворного польового транзистора VT2 і загальної шини через блокувальну ємність C1 створює коливальний контур, втрати енергії в якому компенсуються від'ємним опором. Резистори R9 і R10 забезпечують режим живлення за постійним струмом досліджуваної схеми. Під час дії магнітного поля на двоколекторний магніточутливий транзистор VT1 відбувається зміна еквівалентної ємності коливального контура, що викликає зміну резонансної частоти.

Еквівалентна схема частотного перетворювача магнітного поля представлена на рис. 6.30. Вона є лінійною схемою, оскільки автогенератор працює в області низьких частот у лінійному режимі роботи. Тому на підставі методу алгебраїчної лінеаризації для частоти першої гармоніки спектру генерованих електричних коливань еквівалентна схема частотного перетворювача магнітного поля буде лінійною відносно збуджуючої дії (рис. 6.31).

Для спрощення розрахунків перетворимо еквівалентну схему (рис. 6.30) на схему для змінного струму, яка подана на рис. 6.31.

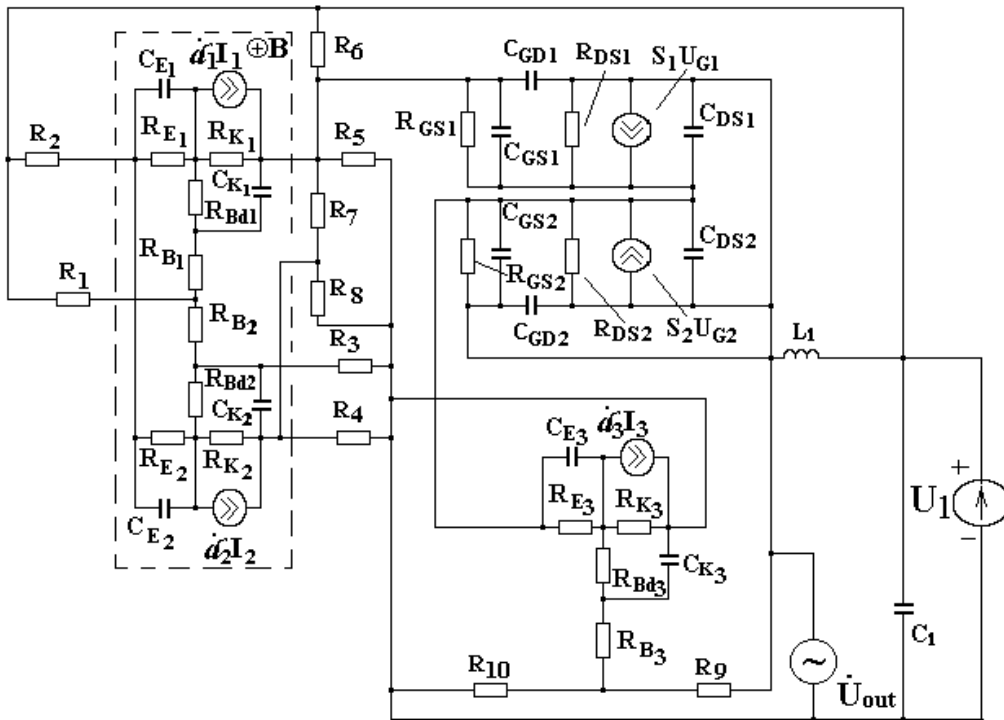


Рисунок 6.30 – Еквівалентна схема частотного перетворювача магнітного поля на основі двоколекторного магніточутливого біполярного транзистора

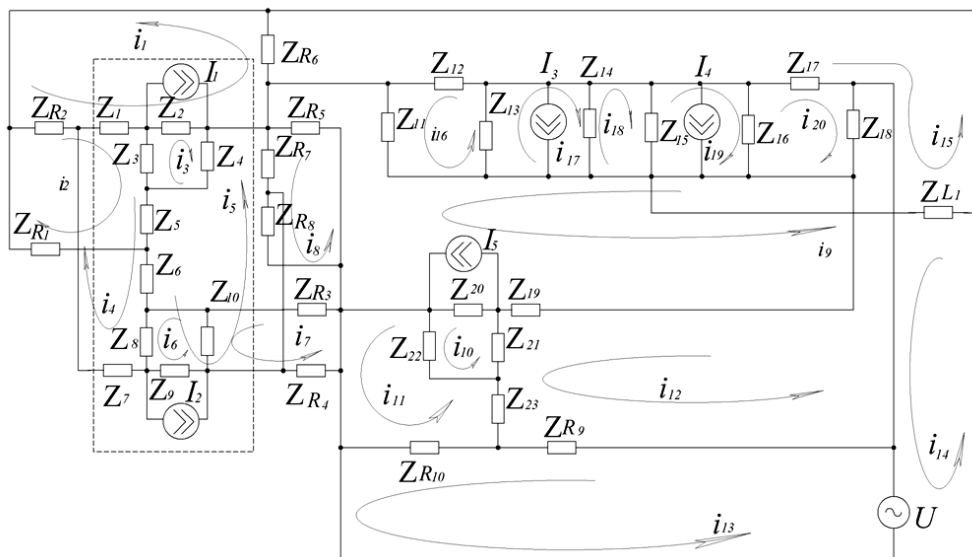


Рисунок 6.31 – Перетворена еквівалентна схема частотного перетворювача магнітного поля за змінним струмом

Запишемо систему рівнянь Кірхгофа, згідно з напрямками контурних струмів

$$\begin{cases}
 0 = (Z_{R_2} + Z_1 + Z_2 + Z_{R_6})i_1 + Z_{R_2}i_2 + Z_1i_2 + Z_2(i_3 - I_1) - Z_{R_6}i_{15} + Z_1i_4; \\
 0 = (Z_{R_2} + Z_1 + Z_3 + Z_5 + Z_{R_1})i_2 + (Z_{R_2} + Z_1)i_1 - Z_3i_3 + Z_5(i_4 + i_5); \\
 0 = (Z_2 + Z_3 + Z_4)i_3 + Z_2(i_1 - I_1) - Z_3i_2 + Z_4i_5; \\
 0 = (Z_1 + Z_3 + Z_5 + Z_6 + Z_7 + Z_8)i_4 - Z_3i_3 + (i_1 + i_2)Z_1 + (Z_6 + Z_6)i_5 + (i_5 + i_6)Z_8; \\
 0 = (Z_4 + Z_5 + Z_6 + Z_8 + Z_9 + Z_{R_7})i_5 + Z_4i_3 + (i_4 + i_5)Z_5 + Z_6i_4 + \\
 + (i_4 + i_6)Z_8 + Z_9(i_6 + I_2) - Z_{R_7}i_8; \\
 0 = (Z_8 + Z_9 + Z_{10})i_6 + Z_8(i_5 + i_4) + Z_9(i_5 + I_2) - Z_{10}i_7; \\
 0 = (Z_{R_3} + Z_{R_4} + Z_{10})i_7 - Z_{10}i_6; \\
 0 = (Z_{R_5} + Z_{R_7} + Z_{R_8})i_8 - Z_{R_7}i_5 - Z_{R_5}i_9; \\
 0 = (Z_{R_5} + Z_{20} + Z_{19} + Z_{11})i_9 - Z_{R_5}i_8 + Z_{20}(I_5 - i_{10}) - Z_{19}i_{12} - Z_{11}i_{16}; \\
 0 = (Z_{20} + Z_{21} + Z_{22})i_{10} - Z_{22}i_{11} - Z_{21}i_{12} - Z_{20}(I_5 + i_9); \\
 0 = (Z_{22} + Z_{23} + Z_{R_{10}})i_{11} - Z_{22}i_{10} - Z_{23}i_{12} - Z_{R_{10}}i_{13}; \\
 0 = (Z_{19} + Z_{21} + Z_{23} + Z_{R_9} + Z_{18})i_{12} - Z_{19}i_9 - Z_{21}i_{10} - Z_{23}i_{11} - Z_{R_9}i_{13} + Z_{18}i_{20}; \\
 \dot{U} = (Z_{R_{10}} + Z_{R_9})i_{13} - Z_{R_{10}}i_{11} - Z_{R_9}i_{12}; \\
 \dot{U} = Z_{L_4}i_{14} - Z_{L_4}i_{15}; \\
 0 = (Z_{R_6} + Z_{12} + Z_{17} + Z_{L_4})i_{15} - Z_{R_6}i_1 - Z_{12}i_{16} + Z_{17}i_{20} - Z_{L_4}i_{14}; \\
 0 = (Z_{11} + Z_{12} + Z_{13})i_{16} - Z_{12}i_{15} - Z_{11}i_9 + Z_{13}(I_3 + I_4) + Z_{13}i_{17} - Z_{11}(I_3 + I_4) - Z_{12}(I_3 + I_4); \\
 0 = (Z_{13} + Z_{14})i_{17} + Z_{13}i_{16} - Z_{14}i_{18} + Z_{13}(I_3 + I_4) - Z_{14}(I_3 + I_4); \\
 0 = (Z_{14} + Z_{15})i_{18} - Z_{14}i_{17} - Z_{15}i_{19} + Z_{14}(I_3 + I_4) - Z_{15}(I_3 + I_4); \\
 0 = (Z_{16} + Z_{17} + Z_{18})i_{20} - Z_{16}i_{19} + Z_{18}i_{12} + Z_{17}i_{15} + Z_{16}(I_3 + I_4) - Z_{17}(I_3 + I_4) - Z_{18}(I_3 + I_4); \\
 0 = (Z_{15} + Z_{16})i_{19} - Z_{15}i_{18} - Z_{16}i_{20} + Z_{15}(I_3 + I_4) - Z_{16}(I_3 + I_4);
 \end{cases} \quad (6.33)$$

де $Z_{R_2} = R_2$; $Z_{R_1} = R_1$; $Z_{R_6} = R_6$; $Z_{R_5} = R_5$; $Z_{R_7} = R_7$; $Z_{R_8} = R_8$; $Z_{R_3} = R_3$;

$$Z_{R_4} = R_4; Z_{R_{10}} = R_{10}; Z_{R_9} = R_9; Z_1 = \frac{R_{E_1}}{1 + w^2 R_{E_1}^2 C_{E_1}^2} - j \frac{R_{E_1}^2 w C_{E_1}}{1 + w R_{E_1}^2 C_{E_1}^2}; Z_2 = R_{k_1};$$

$$Z_3 = R_{Bd_1}; Z_4 = -\frac{j}{w C_{k_1}}; Z_5 = R_{B_1}; Z_6 = R_{B_2}; Z_8 = R_{Bd_2};$$

$$Z_7 = \frac{R_{E_2}}{1 + w^2 R_{E_2}^2 C_{E_2}^2} - j \frac{R_{E_2}^2 w C_{E_2}}{1 + w R_{E_2}^2 C_{E_2}^2}; Z_9 = R_{k_2}; Z_{10} = -\frac{j}{w C_{k_2}};$$

$$Z_{11} = \frac{R_{GS_1}}{1 + w^2 R_{GS_1}^2 C_{GS_1}^2} - j \frac{R_{GS_1}^2 w C_{GS_1}}{1 + w R_{GS_1}^2 C_{GS_1}^2}; Z_{12} = -\frac{j}{w C_{GD_1}}; Z_{13} = R_{DS_1};$$

$$Z_{14} = -\frac{j}{w C_{DS_1}}; Z_{15} = -\frac{j}{w C_{DS_2}}; Z_{16} = R_{DS_2}; Z_{17} = -\frac{j}{w C_{GD_2}};$$

$$Z_{18} = \frac{R_{GS2}}{1 + \omega^2 R_{GS2}^2 C_{GS2}^2} - j \frac{R_{GS2}^2 \omega C_{GS2}}{1 + \omega R_{GS2}^2 C_{GS2}^2}; \quad Z_{20} = R_{k_3}; \quad Z_{21} = R_{Bd_3};$$

$$Z_{19} = \frac{R_{E3}}{1 + \omega^2 R_{E3}^2 C_{E3}^2} - j \frac{R_{E3}^2 \omega C_{E3}}{1 + \omega R_{E3}^2 C_{E3}^2}; \quad Z_{22} = -\frac{j}{\omega C_{k_3}}; \quad Z_{23} = R_{B_3}; \quad Z_{L_1} = j\omega L_1;$$

На рис. 6.32 подані теоретичні та експериментальні залежності активної та реактивної складових повного опору від магнітної індукції. Знаючи залежності елементів еквівалентної схеми від впливу магнітного поля, перейдемо до визначення функції перетворення і рівняння чутливості.

Аналітична залежність функції перетворення має вигляд

$$F_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{A_1 + \sqrt{A_1^2 + 4L_1 C_{GD} (C_B(B) R_B(B))^2}}{2LC_{GD} (R_B(B) C_B(B))^2}}, \quad (6.34)$$

де $A_1 = LC_{GD} - (C_B(B) R_B(B))^2 - C_{GD} C_B(B) R_B^2(B)$; L_1 – зовнішня індуктивність; C_B, R_B – еквівалентна ємність і опір базової області магніто-чутливого транзистора; C_{GD} – ємність затвор-стік польового транзистора.

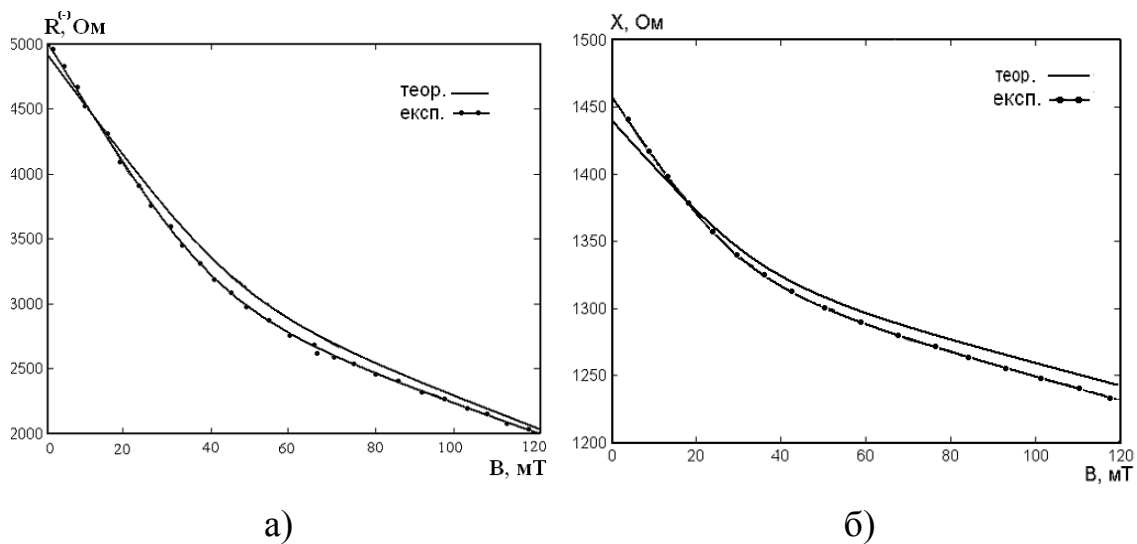


Рисунок 6.32 – Залежності активної (а) та реактивної (б) складових повного опору від магнітної індукції для напруги живлення 5 В

Графічна залежність функції перетворення представлена на рис. 6.33.

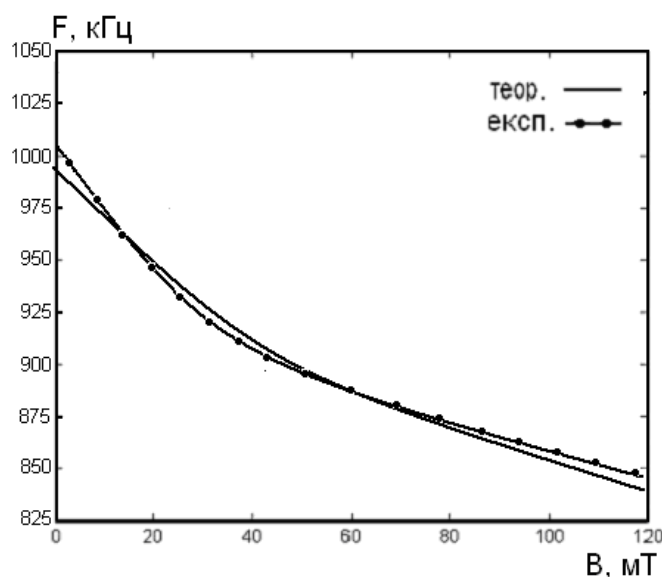


Рисунок 6.33 – Залежність частоти генерації від індукції магнітного поля

Чутливість магнітного частотного сенсора визначається на підставі виразу (6.34) і описується рівнянням

$$\begin{aligned}
 S_B^{F_0} = & -0.0198 \left(-2C_B(B)R_B^3(B)C_{GD} \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) \sqrt{A_1 + 2A_2} - 2C_B^2(B)R_B^3(B) \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) - \right. \\
 & - 2C_B^3(B)R_B^2(B) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) - 3C_B(B)R_B^3(B)C_{GD} \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) - 2C_{GD}C_B^2(B)R_B^2(B) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) + \\
 & + 8C_B^2(B)LR_B^3(B)C_{GD} \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) + 8LC_{GD}C_B^2(B)R_B^2(B) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) + 4LC_{GD}R_B(B) \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) \times \\
 & \times \sqrt{A_1^2 + 2A_2} + 4R_B(B) \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) LC_{GD} + 4C_B(B)LC_{GD} \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) \sqrt{A_1^2 + 2A_2} + 4LC_{GD}C_B(B) \times \\
 & \left. \times \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) \right) / \left(\left(2\sqrt{A_1 + \sqrt{A_1^2 + 2A_2}} / A_2 \right) \times LC_{GD}C_B^3(B)R_B^3(B)\sqrt{A_1^2 + 2A_2} \right),
 \end{aligned}
 \tag{6.35}$$

де $A_2 = 2LC_{GD}(C_B(B)R_B(B))^2$.

Графік залежності чутливості представлений на рис. 6.34. Як видно з цього графіка найбільша чутливість пристрою лежить у діапазоні від 0 до 50 мТл і складає (2,1...1,1) кГц/мТл.

Теоретичні та експериментальні дослідження показали, що чутливість перетворювача складає 0,75...2,1 кГц/мТл.

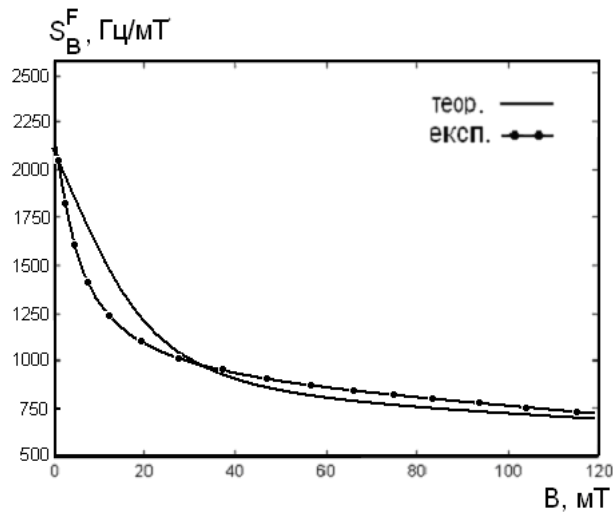


Рисунок 6.34 – Залежність чутливості від індукції магнітного поля

Наступний розвиток схемотехнічного рішення частотних перетворювачів магнітного поля на основі біполярного двозатворного магнітотранзистора й двозатворного МДН-транзисторів із активною індуктивністю наведено на рис. 6.35. Частотний перетворювач магнітного поля на основі двоколекторного й двозатворного транзисторів з активним індуктивним елементом працює таким чином.

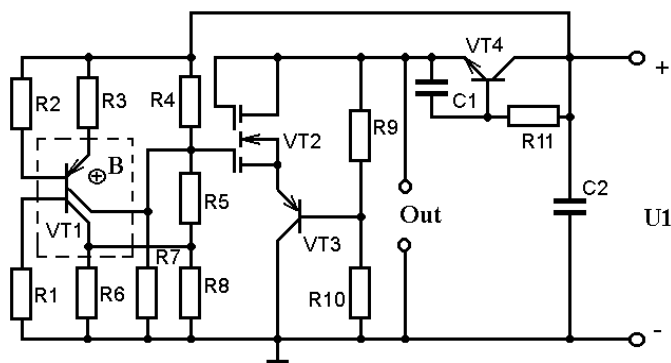


Рисунок 6.35 – Електрична схема частотного перетворювача магнітного поля на основі двоколекторного магнітотранзистора з активним індуктивним елементом

На електродах колектора біполярного транзистора VT3 і стоку польового двозатворного транзистора VT2 існує повний опір, активна складова якого має від’ємне значення, а реактивна – ємнісний характер. Підключення індуктивності транзисторного аналогу індуктивності на основі БТ VT4 та фазозсувного кола C1– R11 до стоку двозатворного польового транзистора VT2 і загальної шини через блокувальну ємність C1 створює коливальний контур, втрати енергії в якому компенсуються від’ємним опором. Резистори R9 і R10 забезпечують режим живлення за постійним струмом досліджуваної схеми. Під час дії

магнітного поля на двоколекторний магніточутливий транзистор VT1 відбувається зміна еквівалентної ємності коливального контура, що викликає зміну резонансної частоти.

Еквівалентну схему частотного перетворювача магнітного поля подано на рис. 6.30 з тією різницею, що замість пасивної індуктивності L1 буде еквівалентна схема транзисторного аналогу індуктивності [89]. Вона є лінійною схемою, оскільки автогенератор працює в області низьких частот у лінійному режимі роботи. Тому на підставі методу алгебраїчної лінеаризації для частоти першої гармоніки спектру генерованих електричних коливань еквівалентна схема частотного перетворювача магнітного поля буде лінійною відносно збуджувальної дії.

Отримане рівняння перетворення досліджуваного пристрою має такий вигляд

$$F_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{A_1 + \sqrt{A_1^2 + 4L_{ekv}C_{GD}(C_B(B)R_B(B))^2}}{2L_{ekv}C_{GD}(R_B(B)C_B(B))^2}}, \quad (6.36)$$

де $A_1 = LC_{GD} - (C_B(B)R_B(B))^2 - C_{GD}C_B(B)R_B^2(B)$; L_{ekv} – еквівалентна індуктивність транзисторного аналога індуктивності; C_B, R_B – еквівалентні ємність та опір області бази біполярного двозатворного магнітотранзистора; C_{GD} – ємність області затвор-витік МДН транзистора.

Графік рівняння перетворення наведено на рис. 6.36.

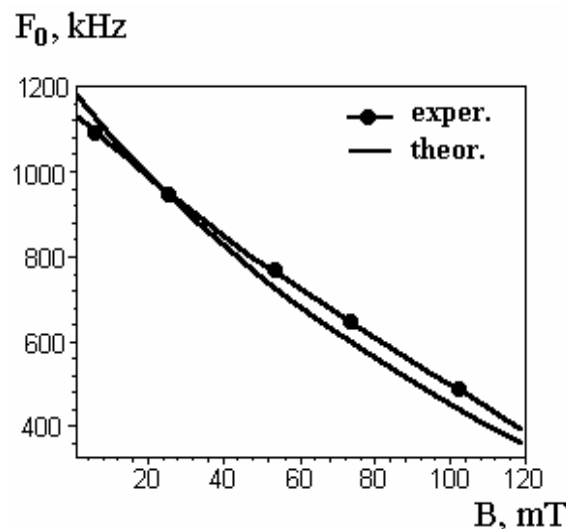


Рисунок 6.36 – Графік функції перетворення

Функція чутливості визначається на підставі рівняння перетворення (6.36) і має такий вигляд

$$\begin{aligned}
S_B^{F_0} = & -0.0198 \left(-2C_B(B)R_B^3(B)C_{GD} \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) \sqrt{A_1 + 2A_2} - 2C_B^2(B)R_B^3(B) \times \right. \\
& \times \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) - 2C_B^3(B)R_B^2(B) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) - 3C_B(B)R_B^3(B)C_{GD} \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) - \\
& - 2C_{GD}C_B^2(B)R_B^2(B) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) + 8C_B^2(B)R_B^3(B)LC_{GD} \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) + 8LC_{GD}C_B^2(B) \times \\
& \times R_B^2(B) \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) + 4LC_{GD}R_B(B) \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) \sqrt{A_1 + 2A_2} + 4R_B(B) \times \\
& \times \left(\frac{\partial C_B(B)}{\partial B} \right) LC_{GD} + 4C_B(B)LC_{GD} \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) \sqrt{A_1 + 2A_2} + 4LC_{GD}C_B(B) \times \\
& \times \left. \left(\frac{\partial R_B(B)}{\partial B} \right) \right) / \left(\left(2\sqrt{A_1 + \sqrt{A_1 + 2A_2}} / A_2 \right) LC_{GD}C_B^3(B)R_B^3(B)\sqrt{A_1 + 2A_2} \right),
\end{aligned} \tag{6.37}$$

де $A_2 = 2LC_{GD}(C_B(B)R_B(B))^2$.

Графік функції перетворення наведено на рис. 6.37. Як видно з рис. 6.37 найвищу чутливість частотний перетворювач магнітного поля на основі двоколекторного й двозатворного транзисторів з активним індуктивним елементом має в діапазоні від 0 до 60 мТл і складає 7,2...6,3 кГц/мТл.

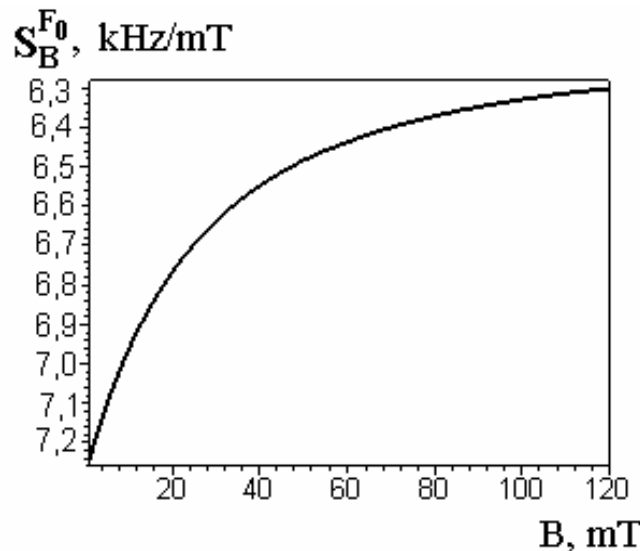


Рисунок 6.37 – Графік зміни чутливості від величини індукції магнітного поля частотного перетворювача на основі двоколекторного магнітотранзистора з активним індуктивним елементом

7 РОЗРОБКА РЕКОМЕНДАЦІЙ З ПРОЕКТУВАННЯ МІКРОЕЛЕКТРОННИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ

Під час проектування нових радіовимірювальних приладів висувуються все більш зростаючі вимоги щодо їхнього діапазону вимірювання, точності, чутливості, швидкодії, потужності споживання, надійності тощо. Тому для дотримання цих вимог розробнику радіовимірювальних пристроїв необхідно оцінити їхню досконалість і ефективність узагальненими показниками, порівняти їх з подібними показниками раніш розроблених приладів, дати рекомендації по їхньому проектуванню. В цьому розділі розглядаються розроблені рекомендації з проектування мікроелектронних радіовимірювальних перетворювачів температури, оптичного випромінювання, тиску, магнітного поля на основі аналізу функцій перетворення і рівняння чутливості, що визначають основні параметри перетворювачів. Оцінено технічний рівень розроблених пристроїв [213, 214].

7.1 Вибір критеріїв оцінювання технічного рівня розроблених перетворювачів

Для оцінювання якості і порівняння різноманітних радіовимірювальних перетворювачів необхідно скористатись поняттям ефективності, під яким розуміють пристосованість пристрою до виконання поставленої задачі. При проведенні такого аналізу необхідно мати міру, яка придатна для цієї мети, тобто критерій ефективності і якості.

Окремі критерії ефективності і якості характеризують окремі сторони функціонування перетворювачів. Пристрій оптимальний за одним із окремих критеріїв може бути не оптимальним по другим. Тому при проектуванні і оптимізації вимірювальних перетворювачів прагнуть не до екстремуму будь-якої окремої характеристики, а до загальної оптимальності пристрою, мірами якої є узагальнені критерії ефективності. Основою для формування узагальнених критеріїв є окремі критерії. Їх можна підрозділити на три групи: метрологічні, інформаційні і економічні.

Окремі метрологічні критерії збігаються з основними нормованими метрологічними характеристиками засобів вимірювання, які визначаються державними стандартами, і дозволяють оцінити окремі властивості засобів вимірювання, які впливають на результати і похибки вимірювань [215].

Синтез радіовимірювальних перетворювачів необхідно починати з вибору критерію оцінки ефективності. При цьому необхідно вибрати

такий критерій, який би дозволив синтезувати оптимальні пристрої з врахуванням найбільш важливих показників ефективності [216, 217]. До цих показників в першу чергу слід віднести:

- показники технічних характеристик;
- показники надійності та довговічності;
- показники конструктивної досконалості;
- показники складності пристрою;
- показники технологічності.

Окрім цих вимог, критерій повинен мати певну конструктивність, яка дозволяє визначити його числові значення, що допомагає оцінити ефективність не тільки процесу або приладу самого по собі з точки зору наближення його до потенціальної досконалості, але і порівняти за сукупністю однотипні прилади або процеси [217]. Для отримання кількісних оцінок технічного рівня розроблених пристроїв скористаємося критеріями, які запропоновані в роботах [213, 216, 217]. Розрахунки комплексного показника технічного рівня виконуються за допомогою безрозмірних відносних показників. Нормування показників P_{ij} , тобто розрахунки їх відносних значень q_{ij} , виконуються за допомогою показників базового виробу P_{i0} . В якості базового використовують «ідеальний» виріб, який містить сукупність найвищих досягнень за всіма без винятку показникам, що аналізуються, для досліджуваної групи виробів. Розрахунок нормованих показників виконується за формулами

$$q_i = \frac{P_i}{P_{i0}}, \quad q_i = \frac{P_{i0}}{P_i}. \quad (7.1)$$

Для однорідних виробів комплексний показник розраховується згідно з

$$N_j = \sum_{i=1}^n \lg(q_{ij}), \quad (7.2)$$

де n – кількість показників.

Для неоднорідних виробів комплексний показник визначається

$$N_j = \sqrt{\sum_{i=1}^n (1 - q_{ij})^2}. \quad (7.3)$$

Розрахунки нормованих показників виконуються за тією ж формулою, за якою зростання q_{ij} відповідає зростанню якості виробу. Чим менша абсолютна величина комплексного показника N_j , тим вищий рівень j -го виробу.

7.2 Рекомендації з проектування мікроелектронних частотних магніточутливих перетворювачів

Магніточутливими елементами в радіовимірювальних перетворювачах виступають магніторезистори, датчики Холла, магніодіоди, біполярні і польові магнітотранзистори. Проведемо аналіз енергетичної ефективності магніточутливих елементів, оскільки вони визначають ефективність роботи магнітних перетворювачів.

В магніточутливому радіовимірювальному перетворювачі відбуваються три етапи перетворення енергії: енергія магнітного поля перетворюється в енергію зміни опору; енергія зміни опору в енергію зміни еквівалентної ємності, а енергія зміни еквівалентної ємності в енергію зміни частоти. Згідно з цими етапами зміни енергії визначимо коефіцієнт корисної дії магніточутливого перетворювача. Першому етапу перетворення енергії відповідає таке значення коефіцієнта корисної дії

$$\eta_1 = \frac{I^2 R [1 + (\mu_n B)^2] 2t}{\mu \mu_0 H^2 V}, \quad (7.4)$$

де I – струм через опір; R – величина опору без дії магнітного поля; μ_n – рухливість електронів; B – магнітна індукція; t – час дії магнітного поля на резистор; μ, μ_0 – відповідно магнітна стала матеріалу опору і вакууму; H – напруженість магнітного поля; V – об'єм резистора.

Аналіз виразу (7.4) показує, що чим більша величина зміни опору і чим менший об'єм магніторезистора, тим більше значення коефіцієнта корисної дії, тобто тим кращий енергетичний коефіцієнт пристрою. Другому етапу перетворення енергії, який описує зміну енергії опору у зміну енергії ємності, відповідає рівняння

$$\eta_2 = \frac{C_{екв} U_{\sim}^2}{2t I^2 R [1 + (\mu_n B)^2]}, \quad (7.5)$$

де $C_{екв}$ – еквівалентна ємність коливального контура автогенератора; U_{\sim} – змінна напруга на еквівалентній ємності.

Третій етап перетворення енергії ємності в енергію зміни частоти описується формулою

$$\eta_3 = \frac{i_{\sim}^2}{U_{\sim}^2 C_{екв}^2 4\pi^2 f_0^2}, \quad (7.6)$$

де i_{\sim} – змінний струм в індуктивному елементі коливального контура генератора; f_0 – резонансна частота коливального контура.

Коефіцієнт енергетичної ефективності перетворювача відповідає добутку коефіцієнтів корисної дії кожного з етапів перетворення енергії, тому з врахуванням (7.4), (7.5) і (7.6), можна записати

$$\eta = \frac{i_{\text{л}}^2 \mu}{4\pi^2 f_0^2 C_{\text{екв}} B^2 V \mu_0}. \quad (7.7)$$

Аналіз (7.7) показує, що чим більший вихідний змінний струм перетворювача, тим більше значення має енергетична ефективність пристрою. Із збільшенням частоти і еквівалентної ємності зменшується коефіцієнт корисної дії, проте це твердження містить в собі суперечність, тому що при збільшенні еквівалентної ємності зменшується резонансна частота пристрою, тому треба шукати компромісне рішення. Ще одним із висновків, який випливає з аналізу (7.7), є те, що збільшення об'єму магніторезистора приводить до зменшення ККД, а збільшення магнітної сталої до його зростання.

Розглянемо який матеріал відповідає вимогам з точки зору оптимальності метрологічних і енергетичних характеристик магнітних перетворювачів. Магніторезистивний ефект визначається дією сили Лоренца на носії заряду в напівпровідниках. Величина цього ефекту в матеріалі n-типу визначається добутком рухливості електронів і магнітної індукції. Таким чином, висока рухливість електронів є визначальним фактором для отримання високої чутливості. Порівняння значень рухливості ($\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) для різних матеріалів показує, що InSb має коефіцієнт рухливості в об'ємі – 8, InAs – 3, GaAs – 0.5, Si – 0.14 [69]. Напівпровідники n-типу за своїми властивостями краще підходять для магніточутливих елементів ніж напівпровідники p-типу, тому що рухливість дірок майже у 3 рази менша ніж у електронів. Важливе значення для магніточутливих матеріалів має також ширина забороненої зони, тому що вона визначає робочу температуру елемента. Невелике значення забороненої зони в InSb (0,2 eV) і InAs (0,4 eV) обумовлює власний характер провідності при кімнатній температурі, що є недоліком цих матеріалів. З цієї точки зору кращі параметри мають Si (1,12 eV) і AsGa (1,42 eV), що дозволяє застосовувати Si до +150 °C, а AsGa до +250 °C. Другою перевагою цих матеріалів є можливість їхнього інтегрування із схемами обробки сигналів. Для виготовлення таких інтегральних приладів можна використовувати високонадійні стандартні технології, такі як біполярна або КМДН. Створення магніточутливих перетворювачів за рамками стандартних технологій інтегральних схем пов'язано із додатковими витратами на розробку спеціальної технології і оснащення для масового виробництва, а також на відповідні випробування і засоби забезпечення надійності [69].

Перейдемо до розгляду магніточутливих елементів на основі датчиків Холла. В перетворювачах, в яких датчик Холла виступає в якості магніточутливого елемента, відбуваються такі етапи перетворення енергії: перший етап – перетворення енергії магнітного поля в енергію холівської напруги; другий етап – перетворення енергії холівської напруги в енергію еквівалентної ємності; третій етап – перетворення енергії еквівалентної ємності в енергію частотного сигналу. Енергетична ефективність самого датчика Холла описується рівнянням

$$\eta_x = \frac{I^2 R_H \mu t}{dB \mu_0 V}, \quad (7.8)$$

де R_H – стала Холла; d – товщина зразка датчика Холла.

Аналіз (7.8) показує, що коефіцієнт корисної дії пропорційний квадрату струму, який протікає через зразок датчика Холла, магнітній сталій матеріалу і часу дії магнітного поля. З другого боку, чим менша товщина зразка, тим більша енергетична ефективність і чим більший об'єм, тим менша величина ККД.

Розглянемо вимоги до датчиків Холла з точки зору їх проектування. Однією із основних вимог до матеріалу датчика, окрім високої магніточутливості є його сумісність з Si і GaAs інтегральними схемами. Датчики на основі Si і GaAs мають малу потужність розсіювання і мале споживання струму, що підвищує їх можливість для інтеграції. Вони також мають технологічну сумісність, тобто технологія їх виготовлення повністю відповідає технології виготовлення інтегральних схем без використання додаткових операцій.

Шуми в значній мірі впливають на можливість вимірювання корисної інформації датчиками Холла. Спектральна густина шумової напруги на контактах Холла має вигляд [69]

$$U_w(f) = U_\alpha(f) + U_T,$$

де $U_\alpha(f)$ – описує шум типу $1/f$; а U_T – тепловий шум; f – частота.

Величина $U_\alpha(f)$ описується рівнянням

$$U_\alpha(f) = \alpha(U/l)^2 (2\pi n d f)^{-1} \ln(W/S), \quad (7.9)$$

де α – параметр шуму типу $1/f$ (параметр Худжа) [69]; S – розміри омичних контактів Холла.

Спектральна густина теплового шуму визначається [218]

$$U_T = 8kT(\pi\mu_n q n d)^{-1} \ln(W/S). \quad (7.10)$$

Аналіз (7.9) показує, що на низьких частотах відношення сигнал-шум буде мати велике значення, якщо матеріал елемента Холла має високу рухливість носіїв заряду і мале значення параметра α , який визначається геометрією зразка, що відповідає $l/W \approx 1,3$. Необхідно також, щоб елемент мав велику кількість носіїв заряду, яка визначається як $N = nd/W$ [69].

Тепловий шум переважає на високих частотах, коли $f \gg f_c$, де f_c – частота сполучення, яка визначається з тотожності $U_\alpha(f) = U_T$ і приблизно дорівнює $f_c \sim U^2/T$ або $f_c \sim I^2/T$. Відношення сигнал-шум зростає із збільшенням струму живлення датчика і обмежується допустимою потужністю розсіювання P_{\max} . Як показали експериментальні дослідження, межа визначення магнітної індукції для Si датчиків Холла при $\mu_n = 6 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$; $l/W = 2$; $W/S = 4$; $P_{\max} = 0,5 \text{ Вт}$ і $\Delta f = 1 \text{ Гц}$ за $f \gg f_c$ складає $B_{\min} = 4 \cdot 10^{-11} \text{ Тл}$ [219].

Розглянемо вимоги щодо конструювання радіовимірювальних магніточутливих перетворювачів, в яких чутливим елементом є магнітотранзистор. Енергетична ефективність таких приладів визначається формулою (7.7), тому попередні висновки при аналізі цієї залежності справедливі і для магнітотранзисторних перетворювачів. Їх конструкція оптимізована з точки зору отримання максимальної чутливості колекторного струму від магнітної індукції. Відповідно розроблені конструкції з горизонтальною і вертикальною структурами. Вихідним сигналом є струм колектора $I_K = I_K(B)$ або напруга на опорі навантаження $U_K = U_K(B) = R_K I_K(B)$.

У біполярних магнітотранзисторах існують різні механізми гальваномангнітних ефектів, що визначає широкий діапазон чутливості від 10^{-2} Тл^{-1} до 4 Тл^{-1} . Більш досконало вивчено три механізми дії таких приладів:

а) ефект відхилення неосновних носіїв заряду в базовій області, збідненому шарі переходу база-колектор і в слаболегованій області колектора за рахунок дії сили Лоренца;

б) ефект Холла в магнітотранзисторах відноситься до будь-яких впливів, які утворюються холлівським електричним полем, яке виникає за рахунок дії сили Лоренца на основні носії заряду в базовій області;

в) магнітоконцентраційний ефект виникає за рахунок дії сили Лоренца як на основні, так і неосновні носії заряду, що відбивається у зміні розподілу концентрації носіїв для підтримання електричної нейтральності. Дія будь-якого з розглянутих ефектів залежить повною мірою від геометрії магнітотранзистора, хоча можуть діяти і одночасно.

Порівняння конструкцій магніточутливих елементів на основі датчиків Холла і біполярних магніотранзисторів з точки зору критеріїв якості показало, що чутливість, залишковий струм, лінійність, температурні коефіцієнти чутливості, шумові параметри біполярних магніотранзисторів мають у середньому такі ж значення як і елементи Холла, крім того, що магніотранзистори працюють на частотах значно більших ніж елементи Холла [69, 81].

Перейдемо до розгляду магніточутливих елементів на основі МДН транзисторів. Магніточутливий елемент являє собою звичайний МДН транзистор, у якого зроблено додатково дві області холлівських контактів шляхом одночасної дифузії з областями стоку і витоку.

Якщо МДН транзистор працює в лінійному режимі, коли виконується умова $U_3 - U_{II} \gg U_C$, де U_3 – напруга на затворі, U_{II} – порогова напруга, U_C – стокова напруга. В цьому випадку густина заряду в каналі $Q_3 = C_{OK}(U_3 - U_{II})$ приблизно має постійне значення уздовж каналу, C_{OK} – ємність підзатворного діелектрика на одиницю площі. За цих умов МДН датчик веде себе еквівалентно об'ємному датчику Холла, причому величина заряду Q_C еквівалентна поверхневій густині заряду qnd в об'ємному зразку. Відносна чутливість по струму для МДН датчик Холла має вигляд

$$S_{BI} = \frac{R_n G}{C_{OK}(U_3 - U_{II})},$$

де R_n – коефіцієнт розсіювання; G – коефіцієнт, який характеризує геометрію каналу.

Шляхом вибору параметрів приладу (C_{OK}, U_{II}) і режиму живлення (U_3) можна досягнути малих значень Q_C , що приводить до великих значень S_{BI} . Проте лінійний режим роботи відповідає малим струмам і напругам на стоку, що викликає малі напруги Холла. Для покращення параметрів МДН датчика потрібно забезпечити режим його роботи в області насичення, при цьому виникає додатковий ефект, при якому товщина каналу стає значно меншою, а опір значно більшим біля стоку, ніж біля витоку. Це викликає додаткове зростання напруги Холла за рахунок зростання відношення y/L . З врахуванням цього, напруга Холла набуває вигляду [219]

$$U_H = \frac{GW \mu_n B I_C}{\beta L [(U_3 - U_{II})^2 - 2y I_C / \beta L]^{1/2}}, \quad (7.11)$$

де I_C – струм стоку, який визначається

$$I_c = \beta [(U_3 - U_{II})U_c - U_c^2 / 2],$$

де $\beta = \mu_n C_{OK} W / L$.

Аналіз (7.11) показує, що оптимальне співвідношення y_{OPT} / L є таким, коли розташування холлівських контактів вибирається за умовою $0,7 \leq y_{OPT} / L \leq 0,8$ [219].

Розглянемо розроблені конструкції радіовимірювальних магніто-чутливих перетворювачів згідно з енергетичними і метрологічними критеріями. На рис. 7.1 подана залежність коефіцієнта корисної дії від напруги живлення для різних конструкцій розроблених магнітних перетворювачів.

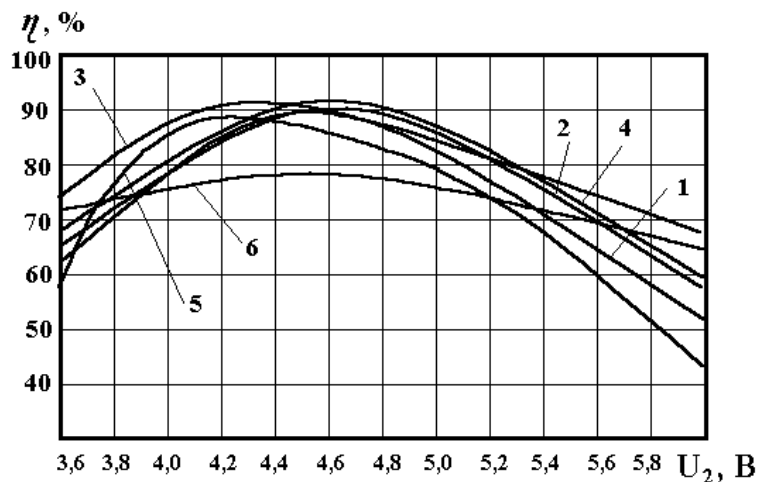


Рисунок 7.1 – Залежність коефіцієнта корисної дії від напруги живлення для різних конструкцій магнітних перетворювачів: 1 – з магніторезистором; 2 – з магніодіодом; 3 – з магніточутливим біполярним і МДН транзисторами; 4 – з двома МДН транзисторами (один з яких магніточутливий); 5 – з двома польових транзисторами з керуючим р-п переходом (один з яких магніточутливий); 6 – з біполярною структурою з активною індуктивністю

Як видно з графіка на рис. 7.1, значення ККД для всіх конструкцій майже однакове (~90 %), окрім конструкції перетворювача з активним індуктивним елементом, у якого воно менше на 10 %. Оптимальний режим живлення лежить від 4,2 В до 5,2 В, якому відповідає максимальне значення коефіцієнта корисної дії.

Залежність функції перетворення і чутливості від магнітної індукції подані на рис. 7.2. Найкращу чутливість має конструкція на основі двох біполярних транзисторів з активним індуктивним елементом, хоча чутливість перетворювача залежить від величини магнітної індукції. Останні конструкції, окрім конструкції з магніточутливим резистором, мають приблизно однакову чутливість.

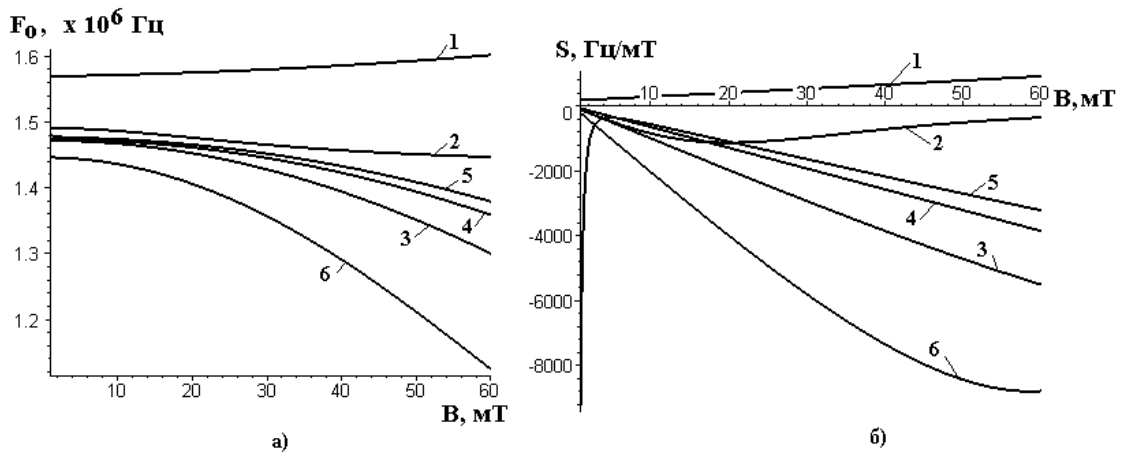


Рисунок 7.2 – Залежність функції перетворення (а) і чутливості (б) від індукції магнітного поля для різних конструкцій магнітних перетворювачів: 1 – з магніторезистором; 2 – з магнітодіодом; 3 – з магніточутливим біполярним і МДН транзисторами; 4 – з двома МДН транзисторами (один з яких магніточутливий); 5 – з двома польовими транзисторами з керуючим р-п переходом (один з яких магніточутливий); 6 – з біполярною структурою з активною індуктивністю

7.3 Оцінювання метрологічних параметрів частотних перетворювачів магнітного поля

Вірогідність інформації про властивості досліджуваного об'єкта 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 отримуються у результаті проведених раніш досліджень. Дійсно, при вимірюванні параметрів сигналів необхідно заздалегідь встановити чи є цей 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, середньо-випрямлене, ефективне або пікове значення цього сигналу, за допомогою частотомера – частоту, за допомогою відповідних аналізаторів – амплітудно-частотний, фазочастотний спектр тощо [220].

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'єкта 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 [220].

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 точність необхідно отримати. 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 [220]:

1) із самим вимірюваним об'єктом – недостатніми знаннями властивостей об'єкта, існуванням перешкод (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 вимірювань 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 тренуваності, ступеням 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 радіовимірювального температурного перетворювача. Методичні часткові похибки, які виникають при цьому методі вимірювання, мають таку природу:

δ_1 – похибка вимірювання, яка виникає у результаті нестабільності частоти генератора;

δ_2 – похибка через установку режиму живлення транзисторної структури.

Часткові похибки приладів, які використовуються в процесі вимірювання:

δ_3 – похибка у результаті нелінійності амплітудної характеристики електронного частотоміра;

δ_4 – похибка через власні шуми і зовнішні наводки на вхідне коло електронного частотоміра;

δ_5 – похибка, яка виникає у результаті неточного калібрування і неточного визначення результату вимірювання за шкалою електронного частотоміра.

Оцінка величини δ_1 визначається на основі формули

$$\delta_1 = \frac{\rho^2 V_0}{(R_g')^2} \left[\frac{1}{3} Q d_1 d_2 + \frac{V_0}{192} (27 Q d_1 d_3 - 32 d_2^2) + \frac{V_0^2}{20} (8 Q d_1 d_4 + 5 d_2 d_3) + \frac{V_0^3}{24} (5 Q d_1 d_3 - 8 d_2 d_4) \right], \quad (7.12)$$

де Q – добротність коливального контура; ρ – характеристичний опір контура; V_0 – напруга зміщення; $d_1 - d_6$ – коефіцієнти полінома який апроксимує вольт-амперну характеристику

Оцінка похибки δ_2 , яка пов'язана з неточною установкою режиму живлення за постійним струмом 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 σ_U розраховується з умовою рівновірогідного закону розподілу похибки в інтервалі допуску

$$\sigma_U = \frac{U_{НОМ}}{U_P} \cdot \frac{l_U}{\sqrt{3}}, \quad (7.13)$$

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

$$\delta_2 = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \sqrt{\left(\frac{1}{T} \cdot \frac{\partial T}{\partial U} U_{НОМ} \cdot l_U\right)^2}, \quad (7.14)$$

де U – напруга живлення на виході перетворювача.

Похибка за рахунок нелінійності амплітудної характеристики електронного частотоміра δ_3 подана у вигляді зведеної похибки $\pm l_3$ у тих випадках, коли використовують стандартний вимірювальний прилад. Якщо вважати розподіл похибки рівновірогідним, то середньоквадратичну похибку при визначенні температури визначають

$$\delta_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{l_3}{|T|}. \quad (7.15)$$

Похибку, яка виникає у результаті власних шумів і сторонніх наводок δ_4 оцінюють експериментальним шляхом. При використанні в електронному частотомірі середньовипрямленого значення задовільну точність для оцінки систематичної складової похибки δ_4 дає формула [221]

$$M_4 = \left(\frac{M_{An}}{A_{KL}}\right)^2, \quad (7.16)$$

де A_n – показник вихідного приладу за рахунок шумів і наводок; A_{KL} – показник вихідного приладу в процесі калібрування.

Розподіл випадкової величини A_n дозволяє визначити математичне сподівання M_{An} і середньоквадратичне відхилення σ_{An} , отже

$$\delta_4 = \frac{M_{An}}{A_{KL}^2} \cdot \sigma_{An}. \quad (7.17)$$

Похибка δ_5 визначається дискретним характером шкали відлікового приладу. Граничне значення похибки визначається половиною інтервалу між сусідніми поділами шкали. Відносну граничну похибку визначають таким чином

$$\delta_{5ГРАН} = \pm \frac{1}{2A(\text{поділ})}, \quad (7.18)$$

де A (*поділ*) – вимірне значення, яке визначається в поділах шкали.

Наприклад, якщо шкала розділена на 50 поділок і вимірне значення складає 0,7 від повної шкали, то $A=35$ поділок. Якщо вважати

закон розподілу в межах $\pm\delta_{5ГРАН}$ рівновірогідним, то середньоквадратичне значення похибки має вигляд

$$\delta_5 = \frac{1}{2\sqrt{3}A(\text{ноділ})}. \quad (7.19)$$

Математичне сподівання цієї складової похибки дорівнює нулю.

Визначимо похибку, 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 розкладення характеристики у степеневий ряд. Таким чином, на робочій ділянці характеристика перетворювача записується у вигляді [221]

$$f = f_0(1 + \alpha x + \beta x^2 + \gamma x^3), \quad (7.20)$$

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

У випадку LC-генератора, в якому використовуються біполярні транзистори $n=4$, тоді вираз (7.20) набуває вигляду

$$f = f_0\left(1 + \frac{1}{4}x - \frac{3}{32}x^2 + \frac{21}{96}x^3\right). \quad (7.21)$$

При апроксимації січної мінімальна похибка визначається [221]

$$\delta_6 = 0,26 \frac{\Delta f}{f_H}. \quad (7.22)$$

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

$$T = 20 \text{ }^\circ\text{C}; f_0 = 1,2 \cdot 10^6 \text{ Гц}; U = 3 \text{ В}; l_U = \pm 1 \text{ } \%; l_4 = \pm 2 \text{ } \%; M_{An} = 0,01;$$

$$l_{An} = \pm 3 \text{ } \%; \frac{dP_0}{dU} = 0,125 \text{ кг/мм}^2\text{/В}; \frac{\Delta F_0}{F_H} = 0,38 \text{ } \%.$$

Розрахунки дають такі значення часткових похибок

$$\delta_1 = 0,4 \text{ } \%, \quad \delta_2 = 0,32 \text{ } \%, \quad \delta_3 = 0,1 \text{ } \%, \quad \delta_4 = 0,0081 \text{ } \%, \quad M_5 = 10^{-4} \text{ } \%,$$

$$\delta_5 = 10^{-4} \text{ } \%, \quad \delta_6 = 0,2 \text{ } \%,$$

$$\delta = \sqrt{(0,4)^2 + (0,32)^2 + (0,1)^2 + (0,0081)^2 + (10^{-4})^2 + (0,2)^2} = \pm 0,56 \text{ } \%.$$

Граничне значення випадкової похибки: $\pm 3\delta = \pm 1,68\%$. Повна похибка дорівнює

$$\delta_{\text{пов}} = 0,0001 \pm 1,68 \approx \pm 1,68\%.$$

Формули для розрахунків статичних метрологічних характеристик перетворювачів тиску, 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 α , номінальної функції перетворення Y_H , похибки нелінійності Δ_H , мультиплікативної Δ_m та адитивної Δ_a похибок подані у таблиці 7.1 [222 – 224].

Таблиця 7.1 – 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	$\Delta_a = \beta(k - k_n) + \dot{\beta}(k - k_n)^2$

На рис. 7.3 представлені залежності мультиплікативної і адитивної похибок від магнітної індукції для різних конструкцій. Найменшу мультиплікативну похибку мають конструкції з магніточутливим резистором і магнітодіодом, а найбільшу – конструкція з активним індуктивним елементом. Адитивна похибка має найменше значення і залишається незмінною для чотирьох конструкцій, окрім конструкції з магнітодіодом і магніторезистором.

Для конструкції з магнітодіодом вона зменшується із зростанням магнітної індукції, а для конструкції з магніторезистором – зростає. Аналіз конструкцій з точки зору розглянутих параметрів показує, що за сукупністю показників кращою є конструкція з активним індуктивним елементом.

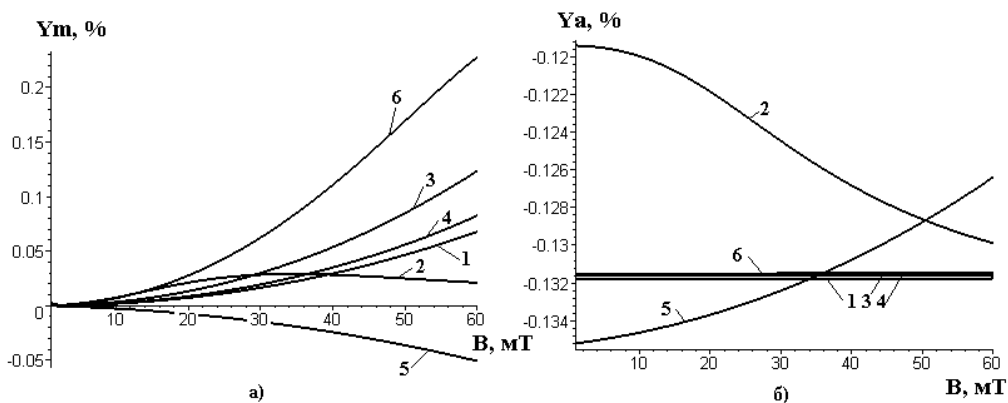


Рисунок 7.3 – Залежність мультиплікативної (а) і адитивної (б) похибок від індукції магнітного поля для різних конструкцій магнітних перетворювачів: 1 – з магніторезистором; 2 – з магнітодіодом; 3 – з магніточутливим біполярним і МДН транзисторами; 4 – з двома МДН транзисторами (один з яких магніточутливий); 5 – з двома польових транзисторами з керуючим р-п переходом (один з яких магніточутливий); 6 – з біполярною структурою з активною індуктивністю

В таблиці 7.2 подані основні показники існуючих і розроблених радіовимірювальних магнітних перетворювачів. Розрахунки узагальненого технічного рівня аналізованих приладів показали, що його значення в 1,68 рази краще у розроблених радіовимірювальних магнітних перетворювачів в порівнянні з існуючими (таблиця 7.3).

Таблиця 7.2 – Магнітні перетворювачі

Показники магнітних перетворювачів	Магніторезистивні перетворювачі [195, 196, 197]	Перетворювачі на ефекті Холла [195, 198, 201]	Магнітодіодні перетворювачі [195, 198, 200]	Горизонтальні магнітоаналізуючі перетворювачі [195, 30, 39]	Вертикальні магнітоаналізуючі перетворювачі [195, 39, 30]	Перетворювачі на основі реактивних властивостей [7]	Ідеальні магніточутливі перетворювачі
	M ₁	M ₂	M ₃	M ₄	M ₅	M ₆	
1. Чутливість, В/Тл	0,1	0,6	14	30	25	10 ²	10 ²
2. Нелінійність, %	1	1	0,5	0,3	0,3	0,3	0,3
3. Температурний коефіцієнт чутливості, К ⁻¹	4·10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻³	6·10 ⁻³	4·10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻³
4. Споживаний струм, мА	2,5	0,5	1	4	10	1	1
5. Рівень вихідного сигналу, В	0,1	0,13	1,5	5	5	5	5
6. Діапазон вимірювання інформативного параметра, Тл	10 ⁻⁵ -1	10 ⁻⁵ -1	10 ⁻⁹ -4	10 ⁻⁵ -0,2	10 ⁻⁵ -0,05	10 ⁻⁵ -1	10 ⁻⁹ -4
7. Діапазон робочих частот, Гц	10 ²	0-10 ⁶	0-10 ⁸	0-10 ⁹	0-10 ⁸	10 ⁴ -10 ¹⁰	0-10 ¹⁰
8. Технологічність	0	0	1	1	1	1	1
9. Температурний діапазон, °С	-65 +150	-40 +125	-60 +125	-60 +125	-60 +125	-100 +125	-65 +150
10. Залишковий сигнал, мВ	20	35	100	200	200	0	0
	M ₁ =2,71	M ₂ =2,38	M ₃ =2,32	M ₄ =2,14	M ₅ =2,37	M ₆ =1,42	

Таблиця 7.3 – Комплексні показники технічного рівня магнітних перетворювачів

№	Пристрій	Абсолютне значення комплексного показника	Місце пристрою в ряду
1	M ₁	2,71	6
2	M ₂	2,38	5
3	M ₃	2,32	3
4	M ₄	2,14	2
5	M ₅	2,37	4
6	M ₆	1,42	1

На рис. 7.4 подані фотографії конструкцій розроблених мікроелектронних магніточутливих перетворювачів.

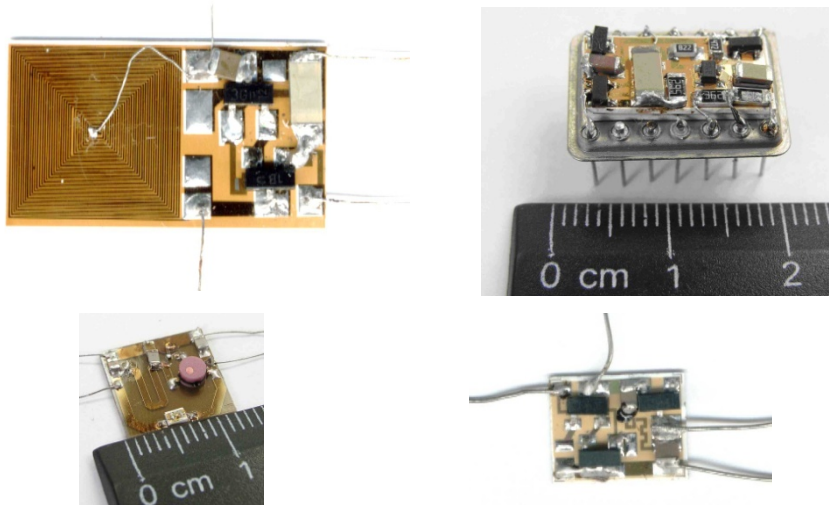


Рисунок 7.4 – Конструкції мікроелектронних магніточутливих перетворювачів



Рисунок 7.5 – Вимірювач індукції магнітного поля з частотним виходом

ЛІТЕРАТУРА

1. Гаряинов С. А. Перспективы использования полупроводниковых приборов и устройств с отрицательным сопротивлением в интегральных схемах / С. А. Гаряинов // Полупроводниковая электроника в технике связи: сб. статей / под ред. И. Ф. Николаевского. – 1986. – Вып. 26. – 80 с.
2. Серков А. А. Обоснование методов снижения погрешности измерения параметров магнитных полей / А. А. Серков, С. И. Гридчин, В. В. Князев // Пролемы магнитных измерений и магнитоизмерительной аппаратуры: 7-я ВНТК: тезисы докладов. – Ленинград, 1989. – Ч.1. – С. 41–43.
3. Носов Ю. Р. Оптоэлектроника / Ю. Р. Носов. – М. : Советское радио, 1980. – 230 с.
4. Серков А. А. Анализ влияния электромагнитных помех на качество каналов связи информационных систем / А. А. Серков, В. И. Кравченко // Вісник НТУ «ХПІ»: зб. наук. пр.: Електроенергетика і перетворююча техніка. – 2004. – № 4 – С. 14–16.
5. Серков А. А. Исследование помехозащищенности измерителей электромагнитных полей / А. А. Серков, С. И. Гридчин, В. В. Князев // Метрология в радиоэлектронике: 7-я ВНТК: тезисы докладов. – М., 1988. – С. 56–59.
6. Осадчук В. С. Сенсори тиску і магнітного поля / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. – Вінниця: УНІВЕРСУМ–Вінниця, 2005. – 207 с.
7. Мікроелектронні сенсори фізичних величин: в 3 т. Т. 3. / За ред. З. Ю. Готри. – Львів: Ліга-Прес, 2002. – 475 с.
8. Мейзда Ф. Электронные измерительные приборы и методы измерений: пер. с англ. / Ф. Мейзда. – М. : Мир, 1990. – 535 с.
9. А. с. 1675810 СССР, МКИ G 01 R 33/06. Цифровой измеритель магнитной индукции / И. П. Смирнов, А. А. Остапов, О. Т. Чигирин, Ю. Т. Чигирин (СССР). – № 4677080/21; заявл. 11.04.89; опубл. 07.09.91, Бюл. № 33. – 5 с.
10. А. с. 1568010 СССР, МКИ G 01 R 33/06. Магнитометр / В. И. Барышев (СССР). – № 4253725/24–21; заявл. 04.05.88; опубл. 30.05.90, Бюл. № 20. – 5 с.

11. A. Nathan. A triple drain MOSFET magnetic field sensor / A. Nathan, M. J. Huizer, H. P. Baltes. // Can. J. Phys. – 1985. – V. 63. – P. 695–698.

12. А. с. 1568010 СССР, МКИ G 01 R 33/06. Магнитометр / В. И. Барышев (СССР). – № 4253725/24–21; заявл. 04.05.88; опубл. 30.05.90, Бюл. № 20. – 5 с.

13. А. с. 1675810 СССР, МКИ G 01 R 33/06. Цифровой измеритель магнитной индукции / И. П. Смирнов, А. А. Остапов, О. Т. Чигирин, Ю. Т. Чигирин (СССР). – № 4677080/21; заявлено 11.04.89; опубл. 07.09.91, Бюл. № 33. – 5 с.

14. А. с. 1698860 СССР, МКИ G 01 R 33/06. Цифровой измеритель магнитной индукции / И. П. Смирнов, А. Н. Фойда, О. Т. Чигирин, Ю. Т. Чигирин (СССР). – № 4703338/21; заявл. 11.04.89; опубл. 15.12.91, Бюл. № 46. – 4 с.

15. Пат. № 6,278,271 В1 US, МКИ GOIR 33/07. Three dimensional magnetic field sensor / Schott.; заявл. 29.03.99; опубл. 12.01.2001. – 5 с.

16. Пат. № 5,057,890 US, МКИ HO1L 27/22. Hall element / Urs Falk, R. Porovic; заявл. 9.11.1990; опубл. 15.10.91. – 6 с.

17. Пат. № 4,987,467 US, МКИ HO1L 43/06. Integratable Hall element / R. Porovic; заявл. 30.09.88; опубл. 22.07.91. – 5 с.

18. Пат. № 5,572,058 US, МКИ HO1L 29/82. Hall effect device formed in an epitaxial layer of silicon for sensing magnetic fields parallel to the epitaxial layer / James R. Biard; заявл. 17.06.95; опубл. 5.10.96. – 4 с.

19. Пат. № 5,646,527 US, МКИ G01K 33/07. Hall effect device with current and hall-voltage connections / G. Mani, K. Von Klitzing; заявл. 8.03.1994; опубл. 8.07.1997.

20. Пат. № 5,548,181 US, МКИ HO1L 29/82. Hall element for detecting a magnetic field perpendicular to a substrate / H. Funaki, H. Mochizuki; заявл. 7.02.1995; опубл. 20.08.1996. – 5 с.

21. Пат. № 6,742,270 В2 US, МКИ G01C 17/26. Luminescent indication compass / Kao-Hsing Chih; заявл. 16.09.2002; опубл. 1.06.2004. – 6 с.

22. Пат. № 6,292,137 В1 US, МКИ G01S 5/04. Direction indicating compasses / H. J. Agnew, G. D. W. Parfitt; заявл. 10.10.1998; опубл. 18.09.2001. – 5 с.

23. Пат. № 5,571,094 US, МКИ G01C 17/38. Vehicle compass system / Tomas R. Olson, James R. Geschke; заявл. 18.06.1996; опубл. 2.06.1998. – 4 с.

24. Пат. № 5,511,319 US, МКИ G01C 17/38. Vehicle compass correction circuit / Steven L. Geerlings, Mark J. Bussis; заявл. 29.08.1994; опубл. 30.04.1996. – 5 с.

25. Пат. № 5,435,070 US, МКИ GOIC 17/02. Simplified compass with multiple segment display capability / Wayne T. Kilian; заявл. 26.07.1993; опубл. 25.07.1995. – 4 с.

26. Пат. № 5,079,845 US, МКИ GOIC 17/26. Dual readout analog / Digital magnetic compass / Weldon L. Childers; заявл. 31.08.1990; опубл. 14.07.1992. – 4 с.

27. Пат. № 4,796,365 US, МКИ GOIC 17/32. Underwater compass sensor with compass dither / Brian R. Hudson; заявл. 5.09.1987; опубл. 10.07.1989. – 4 с.

28. Большакова И. А. Функционально интегрированный магнитометрический преобразователь / И. А. Большакова, Р. Л. Голяка // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2000. – № 4. – С. 40–42.

29. Добринска Н. И. Датчика Холла (холлотроны) на основе арсенида галлия / Н. И. Добринска, Ц. П. Михайлова, И. Б. Велчев // Микроэлектроника. – 1991. – Т. 20, вып. 2. – С. 183–188.

30. Амеличев В. В. Датчики Холла на МОН-структурах / [В. В. Амеличев, А. И. Галушков, Ю. Н. Миргородский и др.] // Микроэлектроника. – 2000. – Т. 29, № 1. – С. 48–58.

31. Викулин И. М. Гальваномагнитные приборы / И. М. Викулин, Л. Ф. Викулина, В. И. Стафеев. – М. : Радио и связь, 1983. – 104 с.

32. Чаплыгин Ю. А. Введение в технологию кремниевых микроэлектронных датчиков: учебное пособие / Ю. А. Чаплыгин, А. И. Галушков. – М. : МИЭТ, 1996. – 62 с.

33. Кордич С. Интегральные кремниевые датчики магнитного поля / С. Кордич // Sensors & Actuators. – 1986. – № 10. – Р. 34–78.

34. Егиазарян Г. А. Магнитодиоды, магнитотранзисторы и их применение / Г. А. Егиазарян, В. И. Стафеев. – М. : Радио и Связь, 1987. – 88 с.

35. Стафеев В. И. Магнитодиоды / В. И. Стафеев, Э. И. Каракушан. – М. : Наука, 1975. – 216 с.

36. Викулин И. М. Магнитотранзисторы / И. М. Викулин. – М. : ЦНИИ «Электроника», 1978. – 49 с.

37. Davies L. W. Magnetotransistor incorporated in an integrated circuit / L. W. Davies, M. S. Wells // Proceedings I. R. E. E. – Australia, 1971. – P. 235–238.

38. Двухколлекторные магнитотранзисторы / И. М. Викулин, М. А. Глауберман, Г. А. Егиазарян и др. // ПиСУ. – 1981. – № 10. – С. 34–35.

39. Пат. № 2008748 Украина, МКИ Н 01 L 29/82. Магнитотранзистор / І. М. Вікулін, М. А. Глауберман, В. В. Егоров.; заявл. 11.02.1992; опубл. 28.02.1994. – 4 с.

40. Пат. № 2055419А1 Российская Федерация, МКИ Н 01 L 29/82. Магниточувствительный биполярный транзистор / А. И. Галушков, А. Н. Сауров, Ю. А. Чаплыгин; заявл. 25.01.1994; опубл. 27.02.1996. – 4 с.

41. Викулина Л. Ф. Действие радиации на чувствительность магнитотранзисторов из высокоомного кремния / Л. Ф. Викулина, П. Ю. Марколенко, О. Б. Шевчук // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2000. – № 5–6. – С. 50–51.

42. Амеличев В. В. Интегральные датчики магнитного поля / В. В. Амеличев, А. И. Галушков, Ф. Г. Зубенко, Ю. А. Чаплыгин // Электронная промышленность. – 1992. – № 3. – С. 58–59.

43. Козлов А. В. Распределение плотности тока в латеральном двухколлекторном магниточувствительном транзисторе / А. В. Козлов, М. А. Ревелева, Р. Д. Тихонов // Труды восьмой международной научно-технической конференции. – Дивноморское, Россия, 2002. – С. 175–178.

44. Викулина Л. Ф. Магниточувствительные транзисторы / Л. Ф. Викулина // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 1998. – № 1. – С. 25–28.

45. Чаплыгин Ю. А. Исследование МОП-транзисторов – элементов микросистем на основе КНИ-структур / Ю. А. Чаплыгин, М. А. Королев, И. А. Шумский, В. И. Шевяков // Электроника и информатика: 4-я Международная научно-техническая конференция: тез докл. – М. : МИЭТ. – 2002. – С. 88–89.

46. Коноплев Б. Г. Сенсор магнитного поля на основе карбида кремния / Б. Г. Коноплев, И. Е. Лысенко // Известия вузов. Электроника. – 2001. – № 4. – С. 78–82.

47. Gallagher R. C. A metal-oxide-semiconductor Hall element / R. C. Gallagher, W. S. Corak // Solid State Electron. – 1966. – V. 9. – P. 571–580.

48. Тихонов Р. Д. Исследование биполярного магнитотранзистора с базой в кармане / Р. Д. Тихонов // Датчики и системы. – 2004. – № 12. – С. 42–47.

49. Пат. 13012 РФ, МКІ Н 01 L 29/82. Интегральный биполярный магнитотранзистор / Б. Г. Коноплев, И. Е. Лысенко (РФ). – № 2204144. – 2003. – 5 с.

50. Тихонов Р. Д. Двухколлекторный магнитотранзистор / Р. Д. Тихонов // Нано- и микросистемная техника. – 2006. – № 11. – С. 36–41.

51. Беляев Б. А. Микрополосковый тонкопленочный датчик слабых магнитных полей / Б. А. Беляев, С. В. Бутаков, А. А. Лексиков // Микроэлектроника. – 2001. – Т. 30, № 3. – С. 228–237.

52. Повышение чувствительности детектора на основе тонкой ферромагнитной пленки / К. Н. Гура, П. В. Ивкин, М. Ф. Мхейн, Ф. М. Репа // Известия вузов. РАДИОЭЛЕКТРОНИКА. – 2001. – № 2. – С. 77–81.

53. Гура К. Н. Измерение разности фаз сигналов СВЧ на тонкой ферромагнитной пленке / К. Н. Гура, М. Ф. Мхейн, Ф. М. Репа // Известия вузов. РАДИОЭЛЕКТРОНИКА. – 2001. – № 8. – С. 78–81.

54. Многокомпонентные матричные преобразователи в системах визуализации магнитного поля / И. В. Терещенко, А. А. Абакумов, А. А. Абакумов (мл.), Ю. А. Чаплыгин [и др.] // Датчики и преобразователи информации систем измерения, контроля и управления «Датчик–2001»: XIV научно-техническая конференция с участием зарубежных специалистов: материалы конф. – М. : МИЭТ. – 2002. – С. 165–166.

55. Абакумов А. А. Двухкомпонентный матричный преобразователь для систем визуализации магнитного поля / А. А. Абакумов, А. А. Абакумов (мл.), А. И. Галушков, Ю. А. Крупнов // Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники: VIII международная научно-техническая конференция. – Дивноморское, 2002. – Часть 2. – С. 152–154.

56. Галушков А. И. Исследования режима самокомпенсации температурного изменения чувствительности ячейки интегрального мат-

ричного преобразователя магнитного поля / А. И. Галушков, С. А. Поломошнов // Российско-германская конференция: Датчики и системы. – СПб., 2002. – Том I. – С. 57–60.

57. Поломошнов С. А. Разработка и исследование параметров элементной базы магниточувствительных микросистем / С. А. Поломошнов // Микроэлектроника и информатика-2002: IX всероссийская межвузовская научно-техническая конференция студентов и аспирантов. – М. : МИЭТ. – 2002. – С. 16.

58. Пат. 7408 УКРАЇНА, МКІ Н 01 L 29/82. Мікроелектронний сенсор магнітної індукції / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, В. В. Мартинюк (УКРАЇНА). – № 20041510196; заявл. 13.12.2004; опубл. 15.06.2005, Бюл. № 6. – 4 с.

59. Пат. 7409 УКРАЇНА, МКІ Н 01 L 29/82. Частотний магнітний сенсор / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, В. В. Мартинюк (УКРАЇНА). – № 20041510197; заявл. 13.12.2004; опубл. 15.06.2005, Бюл. № 6. – 4 с.

60. Smith C. S. Piezoresistance effect in germanium and silicon / C. S. Smith // Phys. Rev. – 1954. – V. 54, No. 1. – P. 42.

61. Ваганов В. И. Интегральные тензопреобразователи / В. И. Ваганов. – М. : Энергоатомиздат, 1983. – 136 с.

62. Егизарян Э. Л. Проектирование микродатчиков давления / Э. Л. Егизарян // Микроэлектроника. – № 6. – 1981. – С. 20–22.

63. Ваганов В. И. Интегральный транзисторный преобразователь давления / В. И. Ваганов, П. П. Поливанов // Электронная техника. – 1988. – Серия 11, вып. 4. – С. 89–92.

64. Викулин И. М. Полупроводниковые датчики / И. М. Викулин, В. И. Стафеев. – М. : Сов. радио, 1975. – 104 с.

65. Готра З. Ю. Технология микроэлектронных устройств. Справочник / З. Ю. Готра. – М. : Радио и связь, 1991. – 528 с.

66. Измерение электрических и неэлектрических величин: учебное пособие для ВУЗов / Н. Н. Евтихийев, Я. А. Купершмидт, В. Ф. Папуловский, В. Н. Скугоров; под ред. Н. Н. Евтихиева. – М. : Энергоатомиздат, 1990. – 352 с.

67. Смит Р. Полупроводники / Р. Смит. – М. : Из-во иностранной литературы, 1962. – 467 с.

68. Стельбаньс Л. С. Физика полупроводников / Л. С. Стельбаньс. – М. : Советское радио, 1967. – 451 с.

69. Киреев П. С. Физика полупроводников / П. С. Киреев. – М. : Высшая школа, 1975. – 583 с.
70. Петровский И. И. Электронная теория полупроводников / И. И. Петровский. – Минск: Высшая школа, 1964. – 218 с.
71. Gallagher R. C. A metal-oxide-semiconductor Hall element / R. C. Gallagher, W. S. Corak // Solid State Electron. – 1966. – V. 9. – P.571–580.
72. Балтес Г. П. Интегральные полупроводниковые датчики магнитного поля / Г. П. Балтес, Р. С. Попович // ТИИЭР. – 1986. – Т. 74, № 8. – С. 60–90.
73. Гуменюк С. В. Интегральные полупроводниковые магнито-чувствительные датчики / С. В. Гуменюк, Б. И. Подлепецкий // Зарубежная электронная техника. – 1989. – № 12(343). – С. 3–47.
74. Hammert R. S. Invariance of the Hall effect MOSFET to gate geometry / R. S. Hammert // Solid State Electron. – 1974. – V. 17. – P. 1039–1043.
75. Hirata M. Integrated magnetic sensor / M. Hirata, S. Suzuki // Elec. Eng. of Japan. – 1982. – P. 37–40.
76. Popovic R. S. A MOS Hall device free from short-circuit effect / R. S. Popovic // Sensors and Actuators. – 1984. – V. 5. – P. 253–262.
77. A. Nathan. Numerical analysis of MOS magnetic field sensor / A. Nathan // M. Sc. thesis, Univ. of Alberta. – Edmonton, Alta., Canada, 1984. – 32 с.
78. Nathan A. A triple drain MOSFET magnetic field sensor / A. Nathan, M. J. Huiser, H. P. Baltes // Can. J. Phys. – 1985. – V. 63. – P. 695–698.
79. Викулин И. М. Полупроводниковые датчики / И. М. Викулин, В. И. Стафеев. – М. : Сов. радио, 1975. – 104 с.
80. Виглеб Т. Датчики / Т. Виглеб. – М. : Мир, 1989. – 196 с.
81. Schaumburg H. Sensoren / H. Schaumburg. – Stuttgart: Teubner, 1992. – Т. 3. – 583 р.
82. Викулин И. М. Физика полупроводниковых приборов / И. М. Викулин, В. И. Стафеев. – М. : Радио и связь, 1990. – 264 с.
83. Викулин И. М. Магниточувствительные транзисторы / И. М. Викулин, Л. Ф. Викулина, В. И. Стафеев // Физика и техника полупроводников. – 2001. – Т. 35, вып. 1. – С. 3–10.

84. DeMey G. Potential calculations in hall plates / G. DeMey // *Adv. Electron. Electron Phys.* – 1983. – V. 61. – P. 1–62.
85. Fluitman J. H. J. Hall-effect device with both voltage leads on one side of the conductor / J. H. J. Fluitman // *J. Phys. E.: Sci. Instrum.* – 1980. – V. 13. – P. 783–785.
86. Pfleiderer H. Magnetodiode model / H. Pfleiderer // *Solid-State Electron.* – 1972. – V. 15. – P. 335–353.
87. Бабичев Г. Г. Вертикальный двухколлекторный тензотранзистор с ускоряющими электрическими полями в базе и эмиттере / Г. Г. Бабичев, С. И. Козловский, В. А. Романов // *Физика и техника полупроводников.* – 1999. – Т. 33, № 3. – С. 370–379.
88. Бронштейн И. Н. Справочник по математике / И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев. – М. : Наука, 1981. – 718 с.
89. Осадчук В. С. Реактивні властивості транзисторів і транзисторних схем: монографія / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. – Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 1999. – 275 с.
90. Осадчук В. С. Элементы теории магнитоактивного эффекта в биполярных чувствительных элементах для частотных магнитных перетворювачів / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // *Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах: збірник наукових праць.* – Хмельницький: ТУП, 2002. – Т. 1, № 9. – С. 62–67.
91. Мікроелектронні сенсорні пристрої магнітного поля / за ред. З. Ю. Готри. – Львів: Видавництво Національного університету «Львівська політехніка», 2001. – 412 с.
92. Mohan Roa G. R. Magnetic sensitivity of a MAGFET of uniform channel current density / Roa G. R. Mohan, W. N. Carr // *Solid-State Electron.* – 1971. – V. 14. – P. 995–1001.
93. Mohan Roa G. R. Magnetic sensitivity of a MAGFET of uniform channel current density / Roa G. R. Mohan, W. N. Carr // *Solid-State Electron.* – 1971. – V. 14. – P. 995–1001.
94. Исследование биполярного двухколлекторного тензотранзистора с ускоряющим электрическим полем в базе / Г. Г. Бабичев, В. И. Гузь, И. П. Жадько [и др.] // *Физика и техника полупроводников.* – 1992. – Т. 26, вып. 7. – С. 1244–1250.
95. Перераспределение электрического потенциала в искусственно анизотропной полупроводниковой пластине с кольцевыми

электродами / В. И. Гузь, И. П. Жадько, С. И. Козловский [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 1990. – Т. 24, № 3. – С. 409–412.

96. Бойко Н. Н. Электрические и фотоэлектрические свойства полупроводников с анизотропной проводимостью / Н. Н. Бойко, В. А. Романов // Физика и техника полупроводников. – 1977. – Т. 11, № 5. – С. 817–835.

97. Викулина Л. Ф. Физика сенсоров температуры и магнитного поля / Л. Ф. Викулина, М. А. Глауберман. – Одесса: Маяк, 2000. – 156 с.

98. Мікроелектронні сенсори фізичних величин: в 3 т. Т. 2. / за редакцією З. Ю. Готри. – Львів: Ліга-Прес, 2003. – 595 с.

99. Исследование магниточувствительности транзисторных структур с диффузионным переносом инжектированных носителей / М. А. Глауберман, В. В. Егоров, В. В. Козел, Н. А. Канищева // ФТП. – 2003. – Т. 37, вып. 1. – С. 32–36.

100. Молчанов П. А. Основи нелінійної теорії транзисторних негетронів / П. А. Молчанов. – Вінниця: УНІВЕРСУМ–Вінниця, 1998. – 208 с.

101. Гаряинов С. А. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением / С. А. Гаряинов, И. Д. Абезгауз. – М. : Энергия, 1970. – 320 с.

102. Арефьев А. А. Эквиваленты приборов с отрицательным дифференциальным сопротивлением / А. А. Арефьев, А. Н. Серьезнов, Л. Н. Степанова. – М. : Знание, 1987. – 62 с.

103. Полупроводниковые аналоги реактивности / А. Н. Серьезнов, Л. Н. Степанова, О. Н. Негоденко, В. П. Путилин. – М. : Знание, 1990. – 62 с.

104. Степанова Л. Н. Принципы построения управляемых устройств с отрицательным и нулевым дифференциальным сопротивлением / Л. Н. Степанова // Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. – 1990. – Вып. 3(137). – С. 60–65.

105. Бенинг Ф. Отрицательное сопротивление в электронных схемах / Ф. Бенинг. – М. : Советское радио, 1975. – 286 с.

106. Есаки Л. Туннельный диод / Л. Есаки. – Токио: Из-во Токийского университета, 1958. – 236 с.

107. Лямбда-диод многофункциональный прибор с отрицательным сопротивлением / Г. Кано, Х. Ивада, Х. Токоли, И. Терамото // Электроника. – 1975. – № 13. – С. 48–53.

108. Wu C. Y. An analysis and the fabrication technology of the lambda bipolar transistor / C. Y. Wu // IEEE Trans. Electron Devices. – 1980. – V. ED-27. – P. 414–419.

109. Пат. № 2092933 Российская Федерация, МКИ H01L 29/82. Полупроводниковый датчик магнитного поля / В. С. Осадчук, Е. В. Осадчук, А. В. Осадчук. – № 95114069; заявл. 8.08.1995; опубл. 10.10.1997. – Бюл. № 28. – 3 с.

110. Марченко А. Н. Управляемые полупроводниковые резисторы / А. Н. Марченко. – М. : Энергия, 1978. – 215 с.

111. Березин А. С. Технология и конструирование интегральных микросхем / А. С. Березин, О. Р. Мочалкина. – М. : Радио и связь, 1992. – 320 с.

112. Осадчук В. С. Математична модель частотного перетворювача деформації на основі біполярно-польової структури / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 1999. – № 6. – С. 82–88.

113. Осадчук В. С. Дослідження мембранних частотних перетворювачів тиску / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 2001. – № 1. – С. 75–80.

114. Потемкин В. Г. Система инженерных и научных расчетов Matlab 5. x: в 2 т. Т. 1. / В. Г. Потемкин. – М. : Диалог-МИФИ, 1999. – 366 с.

115. Осадчук О. В. Дослідження магнітного перетворювача на основі польової транзисторної структури з від'ємним опором / О. В. Осадчук // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – 1998. – № 4. – С. 76–80.

116. Осадчук О. В. Математична модель магнітного перетворювача на основі транзисторної структури з від'ємним опором / О. В. Осадчук // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – 1998. – № 3. – С. 59–63.

117. Пат. № 40239 А України, МКИ G01R 33/06. Мікроелектронний пристрій для виміру магнітної індукції / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. – № 2000106041; заявл. 26.10.2000; опубл. 16.07.2001, Бюл. № 6. – 2 с.

118. Полупроводниковые твердые схемы / А. А. Колосов [и др.]. – М. : Сов. радио, 1965. – 495 с.
119. Степаненко И. П. Основы микроэлектроники / И. П. Степаненко. – М. : Высшая школа, 1980. – 423 с.
120. Пауль Р. Транзисторы. Физические основы и свойства / Р. Пауль. – М. : Сов. радио, 1973. – 504 с.
121. Осадчук В. С. Математична модель частотного магнітного перетворювача на основі польових транзисторів з керувальним р-п переходом / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 2000. – № 2. – С. 77–81.
122. Негатроника / С. А. Гаряинов, А. Н. Серьезнов, Л. Н. Степанова, Н. А. Филинюк. – Новосибирск: Наука, 1995. – 320 с.
123. Криночкін Р. В. Вольт-амперна характеристика радіовимірювального оптичного перетворювача на основі двох МДН-транзисторів / Р. В. Криночкін, О. В. Осадчук // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 2010. – № 4. – С. 85–89.
124. Осадчук В. С. Радиоизмерительный преобразователь магнитного поля / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // Вісник Черкаського державного технологічного університету. – 2010. – № 3. – С. 76–78.
125. Осадчук О. В. Магніточутливий генератор на основі транзисторної структури з від'ємним опором / О. В. Осадчук, А. О. Семенов // Контроль і управління в складних системах (КУСС-2010): тези доповідей X міжнародної науково-технічної конференції. / Вінницький національний технічний університет. – Вінниця, 2010. – С. 83.
126. Осадчук В. С. Радіовимірювальний перетворювач магнітної індукції з частотним виходом / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // Контроль і управління в складних системах (КУСС-2010): тези доповідей X міжнародної науково-технічної конференції. / Вінницький національний технічний університет. – Вінниця, 2010. – С. 64.
127. Датчики фирмы MOTOROLA. Обзор продукции фирмы MOTOROLA. – М. : ОДЭКА, 1998. – 75 с.
128. Осадчук В. С. Температурні та оптичні мікроелектронні частотні перетворювачі / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, В. Г. Вербицький. – Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2001. – 196 с.
129. Осадчук В. С. Методы построения микроэлектронных радиоизмерительных преобразователей с частотным принципом работы /

В. С. Осадчук, А. В. Осадчук // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2004. – № 3. – С. 26–33.

130. Osadchuk V. S. The Magneticreactive Effect in Transistors for Construction Transducers of Magnetic Field / V. S. Osadchuk, A. V. Osadchuk // Electronics and Electrical Engineering. – Kaunas: Technologija. – 2011. – № 3(109). – P. 119–122.

131. Osadchuk V. S. The Microelectronic Radiomeasuring Transducers of Magnetic Field with a Frequency Output / V. S. Osadchuk, A. V. Osadchuk // Electronics and Electrical Engineering. – Kaunas: Technologija. – 2011. – № 4(110). – P. 67–70.

132. Огляд магнітних сенсорів на основі магнітодіодного ефекту / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, В. В. Мартинюк, О. П. Стівбчата. // Матеріали за 7-а міжнародна научна практична конференція, «Будешите изледвания», (17.02–25.02.2011.). – Софія.: Бял ГРАД БГ, 2011. – Т. 15. – С. 28–32.

133. Сенсори магнітного поля на основі біполярних транзисторів / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, В. В. Мартинюк, О. П. Стівбчата. // Veda a technologie: Krok Do Budoucnosti – 2011: Materialy VII Mezinarodni Vedecko-Prakticka Konference: (27.02.–05.03.2011). – Praha: Publishing House “Education and Science”, 2011. – Dil 17. – P. 54-60.

134. Осадчук В. С. Сенсори магнітного поля на основі польових транзисторів / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, В. В. Мартинюк, О. П. Стівбчата. // Naukowa Mysl Informacyjnej Powieki–2011: Materialy VII Miedzynarodowej Naukowi-Praktycznej Konferencji: (07–15 marca 2011). – Przemysl: Nauka i studia. – V. 15. – P. 38–42.

135. Гаврилов О. Т. Перспективы использования многослойных гетероструктур AlAs/GaAs в электронике СВЧ / О. Т. Гаврилов, И. И. Квяткевич, Ю. А. Матвеев // 8-я Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». – 1998. – Т. 1. – С.81–84.

136. Осадчук В. С. Напівпровідникові прилади з від'ємним опором: навчальний посібник / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. – Вінниця: ВНТУ, 2006. – 162 с.

137. K. Yhland. A Symmetrical HFET/MESFET Model Suitable for Intermodulation analysis of Amplifiers and Resistive FET Mixers / K. Yhland, N. Rorsman, M. Garcia, H. Merkel // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – Jan., 2000. – V. 48. – P. 15.

138. Разевиг В. Д. Применение программ P-CAD и Pspice для схемотехнического моделирования на ПЭВМ. Выпуск 2. Модели компонент аналоговых устройств / В. Д. Разевиг. – М. : Радио и связь, 1992. – 72 с.

139. Осадчук О. В. Мікроелектронні частотні перетворювачі на основі транзисторних структур з від'ємним опором / О. В. Осадчук. – Вінниця: Універсум-Вінниця, 2000. – 303 с.

140. Осадчук О. В. Мікроелектронний частотний магнітний перетворювач з активним індуктивним елементом / О. В. Осадчук // Вісник Національного університету «Львівська політехніка». Автоматика, вимірювання та керування. – 2001. – № 420. – С. 66–72.

141. Каяцкас А. А. Основы радиоэлектроники / А. А. Каяцкас. – М. : Высшая школа, 1988. – 464 с.

142. Электрические измерения / под ред. Е. Г. Шрамкова. – М. : Высшая школа, 1972. – 518 с.

143. Новицкий П. В. Цифровые приборы с частотными датчиками / П. В. Новицкий, В. Г. Кноринг, В. С. Гутников. – Л.: Энергия, 1970. – 424 с.

144. Осадчук В. С. Радіовимірювальний перетворювач магнітного поля на основі сенсора Холла / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 2011. – № 4. – С. 179–182.

145. Ємнісний активний елемент на польовій транзисторній структурі з від'ємним опором / О. В. Осадчук, А. О. Семенов, О. О. Лазарєв, К. О. Коваль // Наукові праці Вінницького національного технічного університету. – 2011. – № 4. Режим доступу: http://www.nbuuv.gov.ua/e-journals/VNTU/2011_4

146. Осадчук О. В. Багаточастотний генератор на основі ємнісного ефекту польової транзисторної структури з від'ємним опором / О. В. Осадчук, А. О. Семенов, К. О. Коваль // Наукові праці ВНТУ. – 2011. – № 2. – С. 1–10. Режим доступу: http://www.nbuuv.gov.ua/e-journals/VNTU/2011_2/2011-2.files/uk/11avownr_ua.pdf

147. Осадчук О. В. Магнітний мікроелектронний частотний перетворювач / О. В. Осадчук, Я. О. Осадчук. // Вимірювання, контроль та діагностика в технічних системах ВКДТС-2011: збірник тез доповідей Міжнародної конференції. / Вінницький національний технічний університет. – Вінниця, 2011. – С. 64.

148. Осадчук О. В. Метод змінних станів для створення математичних моделей радіовимірювальних приладів в екології / О. В. Осадчук, М. В. Деундяк // III Всеукраїнський з'їзд екологів з міжнародною участю «Екологія–2011»: збірник наукових статей. – Вінниця, 2011. – Т. 2. – С. 387–390.

149. Патент на корисну модель № 62366 Україна, МПК G01 R 33/06. Сенсор магнітного поля з частотним виходом / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. П. Стівбчата. – № u201101294; заяв. 07.02.2011; опубл. 25.08.11, Бюл. № 16. – 4 с.

150. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: в 2-х кн. Кн.1 / С. Зи. – М. : Мир, 1984. – 456 с.

151. Росадо Л. Физическая электроника и микроэлектроника / Л. Росадо. – М. : Высшая школа, 1991. – 351 с.

152. Осадчук В. С. Магнитореактивный эффект в транзисторных структурах / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // Сучасні проблеми радіоелектроніки, телекомунікацій та приладобудування (СПРТП-2011): матеріали V Міжнародної науково-технічної конференції. – Вінниця, 2011. – С. 132–133.

153. Патент на корисну модель № 61609 Україна, МПК G01 R 33/00. Вимірювач магнітної індукції. / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. П. Стівбчата. – № u201015633; заяв. 24.12.2010; опубл. 25.07.11, Бюл. № 14. – 5 с.

154. Патент на корисну модель № 62367 Україна, МПК G01 R 33/06. Вимірювач магнітного поля з частотним виходом / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. П. Стівбчата. – № u201101298; заяв. 07.02.2011; опубл. 25.08.11, Бюл. № 16. – 5 с.

155. Семенов А. О. Аналіз чутливості фазового кута коефіцієнта відбиття хвилевідної вимірювальної комірки у випадку слабкопоглинаючого діелектрика / А. О. Семенов, О. О. Семенова, В. В. Чухов. // Вісник Національного технічного університету України «КПІ». Серія: Радіотехніка. Радіоапаратобудування. – 2011. – № 45. – С. 130–139.

156. Осадчук В. С. Визначення вольт-амперної характеристики оптичного перетворювача на основі МДН-транзисторної структури з від'ємним опором та активним індуктивним елементом / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. М. Ільченко. // Вісник Хмельницького національного університету. – 2011. – № 3. – С. 166–171.

157. Осадчук В. С. Визначення розподілу концентрації інжектіваних носіїв заряду при дії магнітного поля в біполярному транзисторі / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // Сучасні проблеми радіоелектроніки, телекомунікацій та приладобудування (СПРТП-2011): матеріали V Міжнародної науково-технічної конференції. – Вінниця, 2011. – С. 134–135.

158. Осадчук В. С. Розподіл концентрації інжектіваних носіїв заряду в базовій області при дії магнітного поля в біполярних магніточутливих структурах / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. // Наукові праці ВНТУ, 2011. № 3. – С. 1–6. Режим доступу: http://www.nbuiv.gov.ua/e-journals/VNTU/2011_3/2011-3_files/uk/11vsobms_ua.pdf

159. Осадчук В. С. Дослідження магнітного частотного перетворювача на основі планарного біполярного і польового транзисторів з від'ємним опором / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – 1999. – № 1. – С. 80–85.

160. Осадчук О. В. Дослідження стабілізованих генераторів на основі біполярних транзисторних структур з від'ємним опором / О. В. Осадчук, А. О. Семенов, К. О. Коваль // Сучасні проблеми радіоелектроніки, телекомунікацій та приладобудування (СПРТП-2011): матеріали V МНТК, – Вінниця: ВНТУ, 2011. – С. 81–82.

161. Пат. № 41013 А Україна, МКИ Н01L 29/82. Мікроелектронний вимірювач магнітної індукції / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. – № 2001010065; заявл. 03.01.2001; опубл. 15.08.2001. Бюл. № 7. – 5 с.

162. Функціональні вузли радіовимірювальних приладів на основі реактивних властивостей транзисторних структур з від'ємним опором: монографія / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, А. О. Семенов, К. О. Коваль. – Вінниця: ВНТУ, 2011. – 336 с.

163. Дослідження повного опору магніточутливого тиристора / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, В. В. Мартинюк, О. П. Стівбчата // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – 2011. – № 1. – С. 107–110.

164. Осадчук В. С. Рекомендації по проектуванню мікроелектронних перетворювачів магнітного поля / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // Вимірювання, контроль та діагностика в технічних системах ВКДТС-2011: тези доповідей Міжнародної конференції. – Вінниця. – С. 63.

165. Осадчук В. С. Радиоизмерительный преобразователь магнитного поля / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // Вісник Черкаського державного технологічного університету. – 2010. – № 3. – С. 76–78.

166. Осадчук В. С. Перетворювач магнітного поля з частотним виходом / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. П. Стобчата // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. – 2011. – № 5. – С. 149–154.

167. Мікроелектронні сенсори фізичних величин: в 3 т. Т. 1. / за ред. З. Ю. Готри. – Львів: Ліга-Прес, 2003. – 504 с.

168. Мікроелектронні сигнальні перетворювачі теплових сенсорів потоку: монографія / [З. Ю. Готра, С. В. Павлов, О. В. Осадчук та ін.]. – Вінниця: ВНТУ, 2012. – 240 с.

169. Осадчук В. С. Перетворювач магнітного поля з частотним виходом // В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. П. Стобчата // Вісник Хмельницького національного університету. – 2011. – № 5. – С. 149–154.

170. Осадчук В. С. Перетворювач магнітного поля з частотним виходом / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. П. Стобчата // Вісник Хмельницького національного університету. – 2011. – № 6. – С. 32–37.

171. Мікроелектронний перетворювач магнітної індукції з частотним виходом / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, В. В. Мартинюк, О. П. Стобчата // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 2011. – № 5. – С. 157–163.

172. Осадчук В. С. Частотний перетворювач магнітного поля / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // Вісник Черкаського державного технологічного університету. Спецвипуск. – 2006. – С. 209–212.

173. Osadchuk V. S. The Microelectronic Radiomeasuring Transducers of Magnetic Field with a Frequency Output / V. S. Osadchuk, A. V. Osadchuk // Electronics and Electrical Engineering. – Kaunas: Technologija. – 2011. – № 4(110). – P. 67–70.

174. Патент № 77810 України, МКИ H01 L 29/82. Мікроелектронний сенсор для виміру магнітної індукції / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук; опубл. 15.01.2007. – Бюл. № 1. – 4 с.

175. Пат. № 78318 України, МКИ H01 L 29/82. Магнітний сенсор з активним індуктивним елементом. / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук; заявник і патентовласник Вінницький національний технічний університет; опубл. 15.03.2007, Бюл. № 3.

176. Патент № 78565 України, МПК H01 L 43/06, G01R 33/06. Сенсор магнітної індукції / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук; опубл. 10.04.2007, Бюл. № 7 – 5 с.

177. Патент № 80906 України, МПК H01 L 43/06, G01R 33/06. Мікроелектронний вимірювач магнітної індукції з частотним виходом / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук; опубл. 12.11.2007, Бюл. № 18.

178. Osadchuk V. S. The Frequency Transducer of Magnetic Induction / V. S. Osadchuk, A. V. Osadchuk, V. V. Chabanenko // Electronics and Electrical Engineering. – Kaunas: Technologija. – 2007. – № 3(75). – P. 57–60.

179. Осадчук В. С. Мікроелектронний частотний перетворювач магнітного поля з активним індуктивним елементом / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 2007. – № 2. – С. 92–96.

180. Осадчук В. С. Вольт-амперна характеристика перетворювача магнітного поля з частотним виходом / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. П. Стовбчата // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – 2011. – № 2. – С. 96–101.

181. Осадчук В. С. Оптичний частотний перетворювач на основі сонячної батареї та транзисторних структур з від'ємним опором / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. М. Ільченко // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 2011. – № 6. – С. 251–257.

182. Осадчук О. В. Визначення метрологічних характеристик автогенераторного засобу з від'ємним опором для дослідження твердофазних систем / О. В. Осадчук, С. В. Барабан, А. О. Семенов // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – 2012. – № 1. – С. 54–58.

183. Осадчук О. В. Метод вхідного контролю структурно-чутливих параметрів некристалічних напівпровідників / О. В. Осадчук, С. В. Барабан, А. О. Семенов // Вісник Хмельницького національного університету. – 2012. – № 3. – С. 90–93.

184. Осадчук О. В. Підвищення вірогідності неруйнівного контролю структурних перетворень некристалічних напівпровідників / О. В. Осадчук, А. О. Семенов, С. В. Барабан // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – Хмельницький. – 2012. – № 2. – С. 79–82.

185. Осадчук О. В. Система вхідного контролю некристалічних напівпровідників на основі автогенераторних приладів з від'ємним опором / О. В. Осадчук, А. О. Семенов, С. В. Барабан // Нові технології. – 2011. – № 4(34) – С. 9–13.

186. Осадчук О. В. Метод вхідного контролю структурно-чутливих параметрів некристалічних напівпровідників / О. В. Осадчук, А. О. Семенов, С. В. Барабан // Вісник Хмельницького національного університету. Серія Технічні науки. – 2012. – № 3. – С. 90–93.

187. Елементи змінної ємності на транзисторних структурах з від'ємним опором та С-негатронах / К. О. Коваль, О. О. Лазарєв, А. О. Семенов, Л. І. Вершинін // Сучасні проблеми радіотехніки та телекомунікацій «РТ-2012»: матеріали міжнародної молодіжної науково-технічної конференції. – Севастополь, 2012. – С. 423.

188. Пат. № 41665 А Україна, МКИ H03C 7/00. Мікроелектронний генератор електричних коливань / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. – № 2001010067; заявл. 03.01.2001; опубл. 17.09.2001, Бюл. № 8. – 2 с.

189. Пат. № 2086048 Российская Федерация, МКИ H01L 31/16. Полупроводниковый магнитооптический преобразователь / В. С. Осадчук, Е. В. Осадчук, А. В. Осадчук. – № 94028632; заявл. 29.08.1994; опубл. 27.07.1997, Бюл. № 21. – 3 с.

190. Пат. № 2068568 Российская Федерация, МКИ G01R 33/06. Полупроводниковый датчик магнитного поля / В. С. Осадчук, Е. В. Осадчук, А. В. Осадчук. – № 92004093; заявл. 16.10.1992; опубл. 27.10.1996, Бюл. № 30. – 3 с.

191. Осадчук В. С. Дослідження частотного перетворювача магнітної індукції на основі двох біполярних транзисторів / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, В. В. Мартинюк // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 2003. – № 6. – С. 111–112.

192. Осадчук О. В. Магнітний частотний сенсор / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, В. В. Мартинюк // Вісник Хмельницького національного університету. – 2005. – Т. 1 (68), Ч. 1, № 4. – С. 128–131.

193. Осадчук А. В. Магнитоуправляемый генератор сверхвысоких частот /, А. В. Осадчук, В. С. Осадчук // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМикро-2005): материалы 15-й Международной Крымской конференции. – Севастополь: Вебер, 2005. – Т. 2. – С. 449–450. ISBN 966-7968-79-0.

194. Осадчук В. С. Сенсор магнітного поля на основі двоколекторного магнітотранзистора / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, В. В. Мартинюк // Оптико-електронні інформаційно-енергетичні технології. – 2006. – № 1(11). – С. 160–164.

195. Osadchuk V. S. Radiomeasurement Transducer to Magnetic Induction with Frequency Output / V. S. Osadchuk, A. V. Osadchuk // The International Conference "Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunication and Computer Science" TCSET 2006. – Lviv–Slavske, 2006. – P. 490–492.

196. Осадчук В. С. Дослідження мікроелектронного частотного перетворювача магнітного поля / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, В. В. Мартинюк // Вісник Хмельницького національного університету. – 2006. – Том 1, № 2. – С. 139–143.

197. Осадчук В. С. Дослідження залежності повного опору двоколекторного магнітотранзистора від магнітної індукції / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, В. В. Мартинюк // Сучасні проблеми мікроелектроніки, радіоелектроніки, телекомунікацій та приладобудування (СПМРТП-2006): матеріали другої МНТК. – Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2006. – С. 127–128.

198. Осадчук О. В. Мікроелектронний частотний магнітний перетворювач з активним індуктивним елементом / О. В. Осадчук // Вісник Національного університету «Львівська політехніка». Автоматика, вимірювання та керування. – 2001. – № 420. – С. 66–72.

199. Осадчук В. С. Напівпровідникові перетворювачі інформації / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. – Вінниця: ВНТУ, 2004. – 208 с.

200. Осадчук В. С. Мікроелектронний частотний перетворювач магнітної індукції із елементом Холла / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // Вісник Хмельницького національного університету. – 2007. – Т. 1, № 2. – С. 208–211.

201. Osadchuk V. S. The Frequency Transducer of the Magnetic Field on the Basis of Jet Properties of Transistor Structure with Negative Resistance / V. S. Osadchuk, A. V. Osadchuk, E. Koenig // International Conference "Robotics and Applications and Telematics RA-2007", 29–31.08.2007. – Würzburg, Germany, 2007. – V. 586–035. P. 1–5.

202. Osadchuk V. S. Microelectronic frequency transducers for a monitoring of a surrounding medium / V. S. Osadchuk, A. V. Osadchuk // International Innovation Conference 2007, "Innovation & Health and Safe Hu-

man Environment". 29–30 November 2007, SANU, Belgrade, Serbia. BAI2007E003. – P. 1–10.

203. Ферри Д. Электроника ультрабольших интегральных схем / Д. Ферри, Л. Эйкерс, Э. Гринич; пер. с англ. Е. З. Мазеля. – М. : Мир, 1991. – 327 с.

204. PSPICE User's guide / MicroSim Corporation. La Cadena Drive, Laguna Hills, 1989. – 450 p.

205. Осадчук О. В. Аналіз сучасного стану напівпровідникових магнітних сенсорів / О. В. Осадчук, М. О. Притула, К. О. Коваль // Materialy IV mezinarodni vedecko-prakticka konference "Vedecky prumysl evropskeho kontinentu–2007". – Praha: Education and Seince– P. 57–63.

206. Осадчук В. С. Частотний перетворювач магнітного поля / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, М. О. Притула // Інтегровані інтелектуальні робото-технічні комплекси (ІРТК-2008): матеріали міжнародної науково-технічної конференції. – К., 2008. – С. 206–208.

207. Разевиг В. Д. Применение программ P-CAD и Pspice для схемотехнического моделирования на ПЭВМ. Выпуск 3. Моделирование аналоговых устройств / В. Д. Разевиг. – М. : Радио и связь, 1992. – 120 с.

208. Осадчук О. В. Математична модель автогенераторного засобу для визначення фазових перетворень твердих матеріалів / О. В. Осадчук, С. В. Барабан, А. О. Семенов // Вісник Хмельницького національного університету. – 2012. – № 1. – С. 120–125.

209. Осадчук О. В. Математична модель радіовимірювального приладу з оптико-частотним перетворювачем на основі біполярної транзисторної структури / О. В. Осадчук, В. П. Деундяк, М. В. Деундяк // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 2012. – № 2. – С. 196–201.

210. Osadchuk V. S. The Microelectronic Transducers of Pressure with the Frequency Output / V. S. Osadchuk, A. V. Osadchuk // Electronics and Electrical Engineering. – Kaunas: Technologija, 2012. – № 5(121). – P. 105–108.

211. Осадчук О. В. Математична модель оптико-частотного сенсора концентрації газу / О. В. Осадчук, Д. П. Дудник // Контроль і управління в складних системах (КУСС-2012): тези доповідей XI Міжнародної конф. – Вінниця. – С. 79.

212. Осадчук В. С. Радіовимірвальні мікроелектронні перетворювачі витрат газу з частотним виходом / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, Ю. А. Ющенко. – Вінниця: ВНТУ, 2012. – 140 с.

213. Осадчук В. С. Рекомендації по проектуванню радіовимірвальних перетворювачів магнітного поля / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 2005. – № 5. – С. 137–142.

214. Осадчук В. С. Рекомендації по проектуванню радіовимірвальних магніточутливих перетворювачів / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук // Сучасні проблеми радіоелектроніки, телекомунікацій та приладобудування (СПТТП-2005): матеріали першої МНТК. – Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2005. – С. 83.

215. Анализ измерительных информационных систем / [В. Т. Маликов, В. М. Дубовой, Р. Н. Кветный, П. Р. Исмагуллаев]. – Ташкент: Фан, 1984. – 176 с.

216. Кузьмин И. В. Оценка эффективности и оптимизации АКСУ. – М. : Советское радио, 1971. – 294 с.

217. Байковский В. М. Некоторые аспекты информационного обеспечения управления новой техникой / В. М. Байковский, Т. В. Кошуба // Методические материалы по подготовке докладов о важнейших достижениях приборостроения. – М. : из-во ЦНИИТЭИ приборостроения. – 1977. – С. 1–38.

218. Kleinpenning T. G. M. Comment on Transverse $1/f$ noise in InSb thin films and the SNR of related Hall elements / T. G. M. Kleinpenning, I. K. J. Vandamme // J. Appl Phys. – 1979. – V. 50. – P. 5547.

219. Kleinpenning T. G. M. Disign of an ac micro-gauss sensor / T. G. M. Kleinpenning // Sensor and Actuators. – 1983. – V. 4. – P. 3–9.

220. Валитов Р. А. Радиотехнические измерения / Р. А. Валитов, В. Н. Сретинский. – М. : Советское радио, 1970. – 711 с.

221. Аронов В. Л. Испытания и исследование полупроводниковых приборов / В. Л. Аронов, Я. А. Федотов. – М. : Высшая школа, 1975. – 324 с.

222. Кухарчук В. В. Елементи теорії контролю динамічних параметрів електричних машин / В. В. Кухарчук. – Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 1998. – 125 с.

223. Кухарчук В. В. Моделювання контролю залежності пускового моменту в функції кутового положення ротора / В. В. Кухарчук,

А. В. Козловський // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – 1999. – № 1. – С. 17–23.

224. Кухарчук В. В. Аналіз та практична реалізація мікропроцесорного засобу вимірювання кутової швидкості обертання електричних машин / В. В. Кухарчук, В. Ю. Кучерук // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 1995. – № 2. – С. 12–16.

225. Осадчук В. С. Аналіз конструкцій та класифікація польових магніточутливих елементів / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. П. Білилівська // Вісник Хмельницького національного університету. – 2012. – № 3. – С. 75–79.

226. Патент на корисну модель № 66286 Україна, МПК G01 R 33/06. Мікроелектронний вимірювач магнітного поля з частотним виходом / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, Т. В. Процюк. – № u201107989; заяв. 24.06.2011; опубл. 26.12.11. – Бюл. № 24. – 5 с.

227. Патент на корисну модель № 66031 Україна, МПК H01 L 43/00. Вимірювач магнітного поля / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. П. Стовбчата. – № u201105554; заяв. 04.05.2011; опубл. 26.12.11, Бюл. № 24. – 5 с.

228. Патент на корисну модель № 66947 Україна, МПК H01 L 21/66. Мікроелектронний чотиризондовий пристрій для вимірювання напівпровідникового опору / О. В. Осадчук, Ю. І. Нікешин. – № u201108127; заяв. 29.06.2011; опубл. 25.01.12, Бюл. № 2. – 6 с.

229. Патент на корисну модель № 68937 Україна, МПК H01 L 21/66. Мікроелектронний шестизондовий пристрій для вимірювання напівпровідникового опору / О. В. Осадчук, Ю. І. Нікешин. – № u201114320; заяв. 05.12.2011; опубл. 10.04.12, Бюл. № 7. – 6 с.

230. Патент на корисну модель № 70192 Україна, МПК H01 L 29/82, G01R 33/06. Мікроелектронний вимірювач магнітної індукції / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. П. Білилівська. – № u201115372; заяв. 26.12.2011; опубл. 25.05.12, Бюл. № 10. – 6 с.

231. Патент на корисну модель № 70967 Україна, МПК H01 L 29/82, G01R 33/06. Вимірювач магнітної індукції з активним індуктивним елементом / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. П. Білилівська, Ю. А. Ющенко. – № u201200228; заяв. 06.01.2012; опубл. 25.06.12, Бюл. № 12. – 6 с.

232. Патент на корисну модель № 70968 Україна, МПК H01 L 29/82, G01R 33/06. Мікроелектронний сенсор магнітної індукції /

В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. П. Білилівська, Ю. А. Ющенко. – № u201200229; заяв. 06.01.2012; опубл. 25.06.12, Бюл. № 12. – 6 с.

233. Патент на корисну модель № 71878 Україна, МПК Н01 L 29/82, G01R 33/06. Мікроелектронний частотний сенсор магнітного поля / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. П. Білилівська. – № u201201478; заяв. 13.02.2012; опубл. 25.07.12, Бюл. № 14. – 6 с.

234. Патент на корисну модель № 71950 Україна, МПК G01B 11/00. Спосіб для визначення відстаней переміщення / Ю. С. Кравченко, В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, А. С. Радчук. – № u201203216; заяв. 19.03.2012; опубл. 25.07.12, Бюл. № 14. – 6 с.

235. Патент на корисну модель № 72254 України, МПК Н01 L 29/82, G01R 33/06. Частотний вимірювач магнітної індукції / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. П. Білилівська. – № u201201530; заяв. 13.02.2012; опубл. 10.08.12, Бюл. № 15. – 7 с.

236. Патент на корисну модель № 72255 України, МПК Н01 L 29/82, G01R 33/06. Сенсор магнітного поля з активним індуктивним елементом / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. П. Білилівська. – № u201201531; заяв. 13.02.2012; опубл. 10.08.12, Бюл. № 15. – 7 с.

Наукове видання

**Осадчук Володимир Степанович
Осадчук Олександр Володимирович**

**МІКРОЕЛЕКТРОННІ СЕНСОРИ МАГНІТНОГО ПОЛЯ
З ЧАСТОТНИМ ВИХОДОМ**

Монографія

Редактор С. А. Малішевська

Оригінал–макет підготовлено О. В. Осадчуком

Підписано до друку 11.06.2013 р.
Формат 29,7×42¼. Папір офсетний.
Гарнітура Times New Roman.
Друк різнографічний. Ум. др. арк. 15,25
Наклад 300 (1-й запуск 1–75) Зам № 2013-110

Вінницький національний технічний університет,
КІВЦ ВНТУ,
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95,
ВНТУ, ГНК, к. 114.
Тел. (0432) 59-85-32.
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
серія ДК № 3516 від 01.07.2009 р.

Віддруковано у Вінницькому національному технічному університеті,
в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі,
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95,
ВНТУ, ГНК, к. 114.
Тел. (0432) 59-81-59
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
серія ДК № 3516 від 01.07.2009 р.