

Міністерство освіти і науки України
Національний авіаційний університет

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

УДК 621.37 (043.3)

Слободян Олександр Петрович

ДИСЕРТАЦІЯ

**Спектральний метод перетворення сигналів у радіотехнічних системах
на основі магнітооптичного перетворювача**

Спеціальність 05.12.17 – радіотехнічні та телевізійні системи

Галузь знань – електроніка та телекомунікації

Подається на здобуття ступеня кандидата технічних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело
О.П.Слободян

Науковий керівник – Сібрук Леонід Вікторович, доктор технічних наук, професор, професор кафедри електроніки, робототехніки, технологій моніторингу та інтернету речей

Київ – 2021

АНОТАЦІЯ

Слободян О.П. Спектральний метод перетворення сигналів у радіотехнічних системах на основі магнітооптичного перетворювача. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису. Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за спеціальністю 05.12.17 – «Радіотехнічні та телевізійні системи». Робота виконана на кафедрі авіоніки Національного авіаційного університету, МОН України. Київ, 2021 р. Захист відбудеться у спеціалізованій вченій раді Факультету аеронавігації, електроніки та телекомунікацій Національного авіаційного університету, м. Київ, 2021 рік.

Дисертація спрямована на вирішення актуальної науково-прикладної задачі, що полягає в збільшенні ефективності спектрального перетворення сигналів у радіотехнічних пристроях та системах за допомогою іншого методу, оснований на ефекті Фарадея з розширеними можливостями.

За результатами огляду наукових публікацій, а також вивчення методів сучасної проблематики побудови вузлів радіотехнічних пристроїв були визначені наявні обмеження відносно функціональних можливостей перетворювачів частоти та встановлено про необхідність розширити функціональні можливості магнітооптичного перетворювача (МОП) для багатоцільового використання.

Розвиток радіотехнічних та телекомунікаційних засобів тісно пов'язаний зі швидкими темпами та масштабами зростанням технологій, в першу чергу у сфері елементної бази. Також значне місце у вирішенні актуальних завдань займає проблема розробки нових методів, на основі яких будується широкий спектр пристроїв та систем сучасної радіоелектроніки. Однією із характерних особливостей в галузях науки і техніки є створення пристроїв різних класів, в яких використовуються нелінійні ефекти.

Однак, згідно з результатами проведеного аналізу, операції, пов'язані з перетворенням спектра сигналів, вимірюванням та обробкою радіотехнічних сигналів, не є досконалими.

Первинні перетворювачі сигналів в РТС повинні забезпечувати високу точність розпізнавання, вимірювання частоти, фази, напруженості, характеристик модуляції, пеленгацію джерела випромінювання та ін. Очевидно, що для підвищення ефективності здійснення перерахованих функцій можливе за допомогою використання вузлів МОП та оцінювання параметрів електричних сигналів, які утворюються на виході перетворювача.

Уперше розроблено математичну модель МОП, що відрізняється від існуючих тим, що вона придатна для багатоцільового моделювання операцій над сигналами в радіотехнічних системах, що в свою чергу надає можливість дослідити та підвищити ефективність перетворення сигналів.

Уперше розроблено метод перетворення модульованих гармонічних сигналів з використанням МОП на основі ефекту Фарадея, який реалізується за рахунок перенесення інформації на світлову хвилю для її подальшої обробки та перетворення, що надає змогу підвищити швидкість обробки та покращити шумові характеристики.

Розроблено аналітичну модель нелінійних характеристик елементів із визначенням коефіцієнтів апроксимації на основі експериментальних ВАХ з урахуванням режимів глибокого насичення.

Побудована узагальнена математична модель магнітооптичного перетворювача являє собою систему нелінійних диференціальних рівнянь зі змінними коефіцієнтами, може бути використана для проектування радіотехнічних пристроїв з блоками на основі МОП.

Проведені дослідження дозволяють розробити обґрунтовані вимоги до параметрів елементів блоків перетворювачів сигналів, які в подальшому можуть бути використані під час проектування вузлів радіотехнічного обладнання.

Розроблені математичні моделі та пристрої перетворення дозволяють, насамперед, більш поглиблено вивчати фізичні процеси, що відбуваються при інтенсивних вхідних сигналах. Результати роботи впроваджено в навчальний процес у Національному авіаційному університеті при вивченні дисциплін «Оптоелектронна та лазерна техніка і лінії зв'язку в авіоніці».

Використання результатів дисертаційної роботи підтверджено відповідними актами впровадження. Отримано 3 патенти на винахід.

Ключові слова: метод, перетворення спектра, множення частоти, зсув фази, вимірювання фази, ідентифікація.

Список публікацій здобувача

Статті у наукових фахових виданнях

1. Oleksander Slobodian and Olena Zharova. Signal conversion in radio technical systems based on a magneto-optical converter. *Věda a perspektivy*. Praha, Česká republika. 2021. №1(1). pp 296-306 [https://doi.org/10.52058/2695-1584-2021-1\(1\)](https://doi.org/10.52058/2695-1584-2021-1(1)).

2. Скрипец А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П., Енчев С. В. Спектральное преобразование радиосигнала оптоэлектронным методом. *Електроніка та системи управління*. 2005. Вип. 4. С. 21–29.

3. Скрипец А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П. Оптоелектронний перетворювач спектру радіосигналу інфра- і низькочастотного діапазонів. *Автошляховик*, 2006. Вип. 9. С. 154–158.

4. Слободян А. П., Енчев С. В., Тронько В. Д., Асанов М. М. Расчет и анализ характеристик импульсных лазерных дальномеров. *Електроніка та системи управління*. 2007. Вип. 1(11). С. 156–163.

5. Скрипец А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П., Енчев С. В. Ідентифікація зовнішніх характеристик оптоелектронного перетворювача спектра радіосигналу. *Вісник Центрального наукового центру Транспортної академії України*. 2007. Вип. 10. С. 81–84.

6. Скрипець А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П. Фотополяриметричний спосіб вимірювання різниці фаз електричних сигналів інфра- і низькочастотного діапазонів. *Вісник Центрального наукового центру транспортної академії України*. 2008. Вип. 11. С. 97–99.

7. Скрипець А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П., Єнчев С. В. Динамічна модель магнітооптичного перетворювача спектра радіосигналу. *Вісник Центрального наукового центру транспортної академії України*. 2009. Вип. 12. С. 125–128.

8. Скрипець А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П., Асанов М. М. Прецизійний пристрій фіксації зміни температури на ферримагнітному кристалі. *Вісник Центрального наукового центру транспортної академії України*. 2010. Вип. 13. С. 106–108.

9. Скрипець А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П. Спосіб і пристрій вимірювання різниці фаз сигналів інфра- та низькочастотного діапазонів. *Вісник Центрального наукового центру транспортної академії України*. 2010. Вип. 13. С. 148–152.

10. Скрипець А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П. Оптоелектронний спосіб множення амплітуд гармонійних сигналів інфра- та низькочастотного діапазонів. *Вісник Центрального наукового центру транспортної академії України*. 2011. Вип. 14. С. 122–124.

11. Слободян О. П. Магнітооптичний спосіб множення частоти сигналу низькочастотного діапазону. *Наукоємні технології*. 2018. Вип. 2(38). С. 203–209.

Матеріали конференцій

12. Землянський В.М., Чудесов А.П., Слободян А.П. Повышение эффективности лазерных когерентно-оптических расходомеров. *V Міжнародна науково-технічна конференція «АВІА-2003»* (23-25 квітня 2003 р., м. Київ).

13. Енчев С.В., Слободян А.П. Анализ методов измерения параметров вибрации с помощью лазерных измерительных систем. *V Міжнародна науково-технічна конференція «Авіоніка-2004»*. – К.: НАУ, 2004. – С.63.
14. Краснов В.Н., Слободян А.П. Прецизионные оптико-электронные углоизмерительные системы. *V Міжнародна науково-технічна конференція «Авіоніка-2004»*. – К.: НАУ, 2004. – С.64.
15. V.Tronko, A.Skrypets, O.Slobodian. Measuring optoelectronic method of phases difference of infra- and low -frequency ranges. *III PROCEEDINGS of the third world congress «Aviation in the XXI-st century» «Safety in aviation and space technology»*. Volume 2, September 22-24, 2008, Kyiv, Ukraine P. 33.69-33.72.
16. V. Tronko, A. Skrypets, O. Slobodian. Method and measuring device of phases difference of infra- and low - frequency ranges. *IV PROCEEDINGS of the third world congress «Aviation in the XXI-st century» «Safety in aviation and space technology»*. Volume 2, September 21-23, 2010, Kyiv, Ukraine P. 21.34-21.37.
17. Скрипец А. В., Тронько В. Д., Слободян А. П. Радиооптические методы преобразования сигналов на ферритмагнитных кристаллах. Проблемы навігації і управління рухом. *Всеукраїнська науково-практична конференція молодих учених і студентів*. 23-24 листопада 2010 р. НАУ, тези доповідей. – К., 2010. – С. 83.
18. A.V. Skrypets, V.D.Tronko, O.P. Slobodyan. Optoelectronic Method of Measuring Phases Difference. *2-nd International Conference «Methods and Systems of Navigation and Motion Control»*. October, 9-12, 2012, Kyiv, Ukraine. P. 126-128.
19. Слободян А.П. Использование многофункционального магнито-оптического элемента для преобразования сигналов инфра- и низкочастотного диапазонов. *XIV Международная научно-практическая конференция «Актуальные вопросы развития инновационной деятельности в новом тысячелетии»*, 17-18 апреля, 2015, Новосибирск, Россия, №3(14). – С. 57-61.

Патенти на винахід:

20. Скрипець А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П. Оптоелектронний перетворювач спектра сигналу. Пат. 95363. Україна, МПК G01N 21/21. – № а 200912857; Заявл. 11.12.2009; Опубл. 25.07.2011, Бюл. № 14. – 4 с.

21. Скрипець А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П. Магнітооптичний спосіб зсуву фази електричного сигналу. Пат. 94332 Україна, МПК G02F 1/01, H03H 11/16.– № а200912856; Заявл.11.12.2009; Опубл. 26.04.2011,Бюл. № 8. – 5 с.

22. Скрипець А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П., Лінчевський І. В. Спосіб множення частоти електричного сигналу. Пат. 96807 Україна, МПК G01N 21/21, H03B 19/00. – № а200912858; Заявл. 11.12.2009; Опубл. 12.12.2011, Бюл. № 23. – 4 с.

ANNOTATION

Oleksandr P. Slobodyan. Spectral method of signal conversion in radio systems based on magneto-optical converter. - Scientific qualification work on the rights of the manuscript. The dissertation on competition of a scientific degree of candidate of technical sciences in the specialty 05.12.17 – “Radio engineering and television systems”. The work was performed at the Department of Avionics of the National Aviation University, Ministry of Education and Science of Ukraine. Kyiv, 2021. The thesis defense will take place at the specialized academic council of the Faculty of Air Navigation, Electronics and Telecommunications of the National Aviation University, Kyiv, 2021.

The thesis is aimed at solving the actual scientific and applied problem, which concerns the increase of the efficiency of spectral conversion of signals in radio devices and systems using another method based on the Faraday effect with advanced capabilities.

Based on the results of the scientific publications review, as well as the study of methods of modern problems of construction of radio devices, there were identified the existing limitations on the functionality of frequency converters the

need to expand the functionality of magneto-optical converter (MOC) for multipurpose use.

The development of radio and telecommunications is closely linked to the rapid pace and scale of technology growth, especially in the field of element base. Also a significant place in the solution of the current tasks refers to the problem of developing new methods, on the basis of which a wide range of devices and systems of modern radio electronics is built. One of the characteristic features in the fields of science and technology is the creation of devices of different classes, which use nonlinear effects.

However, according to the results of the analysis, the operations related to the conversion of the signal spectrum, measurement and processing of radio signals are not perfect.

Primary signal converters in radio systems must provide high accuracy of recognition, measurement of frequency, phase, voltage, modulation characteristics, detection of the radiation source, etc. Obviously, to increase the efficiency of these functions is possible through the use of MOC nodes and evaluation of the parameters of electrical signals generated at the output of the converter.

For the first time, a mathematical model of the MOC was developed. It differs from the existing ones in that it is suitable for multi-purpose modeling of operations on signals in radio systems, which in turn provides an opportunity to investigate and improve signal conversion efficiency.

For the first time, a method of converting modulated harmonic signals using MOC based on the Faraday effect was developed. It is realized by transferring information to a light wave for its further processing and conversion. It allows to increase processing speed and improve noise characteristics.

It is developed the analytical model of nonlinear characteristics of elements with the determination of approximation coefficients on the basis of experimental $I - V$ characteristics taking into account the modes of deep saturation.

The generalized mathematical model of the magneto-optical converter was drawn up. It represents a system of nonlinear differential equations with variable coefficients, which can be used for the design of radio devices with blocks based on the MOC.

The conducted researches allow to develop the substantiated requirements to the parameters of the elements of blocks of signal converters which can be further used during designing of knots of the radio engineering equipment.

The developed mathematical models and transformation devices allow, first of all, to study in depth the physical processes occurring at intensive input signals. The results of the work are implemented in the educational process at the National Aviation University in the study of disciplines "Optoelectronic and laser technology and communication lines in avionics".

The use of the results of the thesis is confirmed by the relevant acts of implementation. Three patents for the invention have been received.

Keywords: method, spectrum transformation, frequency multiplication, phase shift, phase measurement, identification.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ.....	12
ВСТУП.....	13
РОЗДІЛ 1. АНАЛІЗ МЕТОДІВ ПЕРЕТВОРЕННЯ ТА ОБРОБКИ	
ГАРМОНІЧНИХ СИГНАЛІВ У РАДІОТЕХНІЧНИХ СИСТЕМАХ	19
1.1. Перспективи розвитку, аналіз та синтез нелінійних систем для радіотехнічних систем.....	19
1.2. Аналіз методів перетворення спектра сигналів на основі нелінійних елементів.....	25
1.3. Дослідження методів та засобів перетворення частоти сигналів	37
1.4. Постановка задачі дослідження.....	47
РОЗДІЛ 2. ТЕОРЕТИКО-АНАЛІТИЧНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ	
ПЕРЕТВОРЕННЯ СПЕКТРУ СИГНАЛУ В	
МАГНІТООПТИЧНОМУ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ.....	52
2.1. Математична модель магнітооптичного перетворювача спектра	53
2.2. Перетворення спектра частотного модульованого сигналу на основі магнітооптичного перетворювача.....	54
2.3. Перетворення спектра амплітудно-модульованого сигналу на основі МОП.....	60
2.4. Дослідження перетворення спектра вихідного сигналу в залежності від форм вхідного сигналу.....	62
2.5. Апаратна функція МОП спектра сигналу.....	71
2.6. Розроблення способу перетворення спектра сигналу на основі МОП.....	74
РОЗДІЛ 3. РОЗРОБЛЕННЯ МЕТОДІВ ТА КОНСТРУКТИВНИХ	
РІШЕНЬ МОП ДЛЯ ВУЗЛІВ РАДІОТЕХНІЧНИХ СИСТЕМ.....	80
3.1. Метод множення амплітуд гармонічних сигналів.....	80
3.2. Магнітооптичний спосіб зсуву фази електричного сигналу.....	85

3.3. Спосіб вимірювання різниці фаз сигналів і пристрій для його реалізації	91
3.3.1. Принцип побудови оптоелектронного вузла.....	91
3.3.2. Аналіз похибки вимірювання фази сигналу.....	95
3.3.2. Аналіз похибки вимірювання фази сигналу.....	98
3.3.4. Розробка блок-схеми магнітооптичного фазометра.....	103
3.3.5. Розробка алгоритму роботи магнітооптичного фазометра.....	104
3.3.6. Потенційна точність методу.....	106
3.3.7. Вплив шумів на точність вимірювання фази сигналу.....	107
3.4. Магнітооптичний помножувач частоти та пристрій послідовного наближення.....	111
РОЗДІЛ 4. ІДЕНТИФІКАЦІЯ ТА СИНТЕЗ СТАТИЧНИХ І ДИНАМІЧНИХ ВИХІДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК МОП.....	
4.1. Конструктивні особливості побудови МОП.....	117
4.2. Методика ідентифікації характеристик МОП.....	120
4.3. Синтез аналітичних залежностей статичних вихідних характеристик МОП.....	125
4.4. Дослідження властивостей динамічної моделі МОП в програмному пакеті Matlab/Simulink.....	128
ВИСНОВКИ.....	130
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	131
Додаток	142

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

АМ – амплітудна модуляція

ВАХ – вольт-амперна характеристика

ЕМС – електромагнітна сумісність

ІМС – інтегральна мікросхема

ІФАПЧ – імпульсно-фазове автопідстроювання частоти

НВЧ – надвисока частота

ІЧ – інфрачервоний

НЕ – нелінійний елемент

МОП – магнітооптичний перетворювач

ПЧ – перетворювач частоти

ПРТ – Початкова робоча точка

ПЕ – параметричний елемент

ЧМ – частотна модуляція

ФМ – фазова модуляція

ФАП – фазове автопідстроювання

ФАПЧ – фазове автопідстроювання частоти

$Y_3Fe_5O_{12}$ – хімічний склад магнітооптичного кристалу залізо-ітрієвого гранату

I – інтенсивність світлового потоку падаючого на фотоприймач

φ_0 – кут між площиною найбільшого пропускання світла поляризатора і аналізатора

Θ_0 – максимальна амплітуда розгойдування кута повороту площини поляризації світла

$\Theta = \Theta_0 \sin \omega_0 t$ – миттєве значення фарадеєвського кута обертання площини поляризації світла магнітооптичним модулятором

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. Процес розвитку радіотехнічних пристроїв та телекомунікацій в останні тридцять років тісно пов'язаний з небувалим за темпами та масштабами зростанням технологій в усіх сферах людської діяльності. Цьому прогресу сприяв стрімкий розвиток елементної бази, що широко впроваджувалась у сучасних технологіях. Значно розширилося коло застосування широкого спектру методів, що охопило радіозв'язок, телебачення, радіоуправління, радіолокацію, радіонавігацію, телекомунікацію, біологію, медицину, геофізику тощо, дозволило поновлювати новими способами вирішення радіотехнічних задач, що вимагають постійного покращення тактико-технічних характеристик, ефективності роботи, розширення функціональних можливостей вузлів радіотехнічних пристроїв та систем.

В наші дні радіотехніка розвивається науково-прикладною областю, про що доводить велика кількість науково-технічних досліджень, що базуються на фундаментальних теоретичних працях.

Говорячи про найближчі перспективи її розвитку, слід підкреслити тенденцію переходу до все більш до високочастотного діапазону електромагнітних коливань і хвиль.

Так, коливання надвисокочастотного (НВЧ) діапазону, що раніше застосовувалися в основному в радіолокації, стали широко використовуватися в телевізійних, системах зв'язку і телеметричних радіоканалах.

Кожний радіотехнічний пристрій виконує певну операцію над сигналами, характер якого цілком залежить від внутрішньої структури кола. Так, прийнято розрізняти перетворювачі форми електричних коливань, модулятори, детектори та багато інших видів радіотехнічних вузлів.

Радіотехнічні перетворення (модуляція, детектування, перетворення частоти або спектра і т. п.) здійснюються за допомогою нелінійних електричних кіл або лінійних кіл зі змінними параметрами (параметричних кіл).

Однак, згідно з проведеним аналізом, дотепер існує проблема, яка стримує розвиток техніки, перетворення спектра сигналів, вимірювання та обробки сигналів, зокрема, у вузлах радіотехнічних пристроях в яких нелінійні елементи (НЕ) та їх характеристики не є достатньо дослідженими. Вона полягає у складності схмотехнічної реалізації пристроїв перетворення та обробки сигналів такого типу. Зокрема, це обумовлено тим, що перетворення сигналів за частотою, амплітудою, фазою з використанням пристроїв типу, які широко використовується у техніці зв'язку, призводить до спотворення сигналу та припускає використання додаткових конструктивних рішень.

Отже, актуальною є наукова задача, що полягає у розвитку методу, що дозволяє здійснювати операції спектрального перетворення сигналу, множення частоти, амплітуди сигналу, зсуву фази сигналу та вимірювання різниці фаз, шляхом розробки способів реалізації таких операцій за допомогою магнітооптичного перетворювача (МОП) на ефекті Фарадея.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконана в рамках наукових досліджень, що проводилися у науково-дослідних роботах: «Методологія побудови та застосування систем і технологій неінвазивного вимірювання глюкози в крові людини» (шифр Ф25/682-2007, номер державної реєстрації № 0107U009152); кафедральних науково-дослідних робіт: «Дослідження, обґрунтування та створення науково-методичного забезпечення підготовки фахівців з авіоніки в умовах реформування вищої школи» (шифр 32/08.01.04), «Дослідження, обґрунтування та створення науково-методичного забезпечення підготовки магістрів з комплексів пілотажно-

навігаційного обладнання та удосконалення підготовки бакалаврів з авіоніки» (шифр 93/22.01.05).

Мета і задачі дослідження. Метою дисертаційної роботи є підвищення ефективності перетворення сигналів у радіотехнічних системах на основі використання МОП.

Для рішення поставленої мети необхідно вирішити ряд задач.

1. Провести аналіз принципів спектрального перетворення сигналів у вузлах радіотехнічних пристроїв та огляд перспективної елементної бази.

2. Розробити математичну модель МОП і проаналізувати його апаратну реалізацію на основі конструктивних особливостей та фізичного явища.

3. Розробити метод перетворення спектра сигналів та визначити амплітудні, частотні і фазові характеристики МОП в залежності від вхідних сигналів.

4. Розробити конструктивні рішення МОП для функціональних вузлів радіотехнічних пристроїв та систем, засобів телекомунікацій.

5. Дослідити нелінійну вольт-амперну характеристику (ВАХ) МОП в динамічному режимі за допомогою розробленої моделі в середовищі Simulink MATLAB.

Об'єктом дослідження є процеси перетворення та обробки сигналів в радіотехнічних системах.

Предметом досліджень є нелінійні характеристики й динамічні параметри магнітооптичного перетворювача під дією керуючих вхідних сигналів.

Методи дослідження: У дисертаційній роботі використовуються методи гармонійного балансу, теорія магнітооптичного явища (ефект Фарадея), теорія ідентифікації, теорія електричних кіл, методи математичного та імітаційного моделювання, метод найменших квадратів, методи теорії похибок, методи синтезу електричних та оптичних схем.

Наукова новизна одержаних результатів. В процесі проведених досліджень отримані такі нові наукові результати:

1. Вперше розроблено математичну модель МОП, що відрізняється від існуючих тим, що вона придатна для багатоцільового моделювання операцій над сигналами в радіотехнічних системах, що в свою чергу надає можливість дослідити та підвищити ефективність перетворення сигналів.

2. Вперше розроблено метод перетворення модульованих гармонічних сигналів з використанням МОП на основі ефекту Фарадея, який реалізується за рахунок перенесення інформації на світлову хвилю для її подальшої обробки та перетворення, що надає змогу підвищити швидкість обробки та покращити шумові характеристики.

3. Розроблено аналітичну модель нелінійних характеристик елементів з визначенням коефіцієнтів апроксимації на основі експериментальних ВАХ з урахуванням режимів глибокого насичення.

Практичне значення отриманих результатів.

Побудована узагальнена математична модель магнітооптичного перетворювача являє собою систему нелінійних диференціальних рівнянь зі змінними коефіцієнтами, може бути використана для проектування радіотехнічних пристроїв з блоками на основі МОП.

Проведені дослідження дозволяють розробити обґрунтовані вимоги до параметрів елементів блоків перетворювачів сигналів, які в подальшому можуть бути використані під час проектування вузлів радіотехнічного обладнання.

Розроблені математичні моделі та пристрої перетворення дозволяють, насамперед, більш поглиблено вивчати фізичні процеси, що відбуваються при інтенсивних вхідних сигналах. Результати роботи можуть бути використано при вивченні значно нелінійних систем різної природи (механічних, акустичних, оптичних та ін.).

Використання результатів дисертаційної роботи підтверджено відповідними актами впровадження. Отримано 3 патенти на винахід.

Обґрунтованість і достовірність наукових результатів та висновків обумовлені коректним використанням математичного апарату, експериментальними результатами досліджень та фізичними явищами ефекту Фарадея і закону Малюса, що не містять протиріччя між отриманими результатами та їх фізичним змістом.

Особистий внесок здобувача. Основні положення, представлені в дисертаційній роботі, отримані автором самостійно. У роботах, які були виконані у співавторстві, здобувачу належить: [1] – аналіз лазерних систем та розробка оптичних схем для прецизійних вимірювань; [2] – отримано вирази, за якими виявлені переваги перетворення спектру; [3] – розроблено математичну модель перетворювача спектра сигналу для інфра- та низькочастотного діапазону; [4] – розроблено математичну модель вимірювача фази сигналу; [5] – розрахунки та побудова графіків; [6] – проведена оцінка результатів експериментальних даних та ідентифікація оцінки за критерієм адекватності; [7] – розроблена структурна схема пристрою та алгоритм роботи [8] – побудовано графіки діаграм спрямованості; [9] – оптичні схеми та вирази, що описують сигнали; [10] – розробка методу, структурної схеми і алгоритму роботи пристрою; [11] – розробка структурної схеми та алгоритму роботи пристрою-помножувача частоти послідовного наближення.

Апробація результатів дисертації. Основні результати дисертації доповідалися та обговорювалися на таких наукових та науково-технічних конференціях і симпозіумах: V Міжнародній науково-технічній конференції «АВІА–2003» (23-25 квітня 2003 р., м. Київ); V Міжнародній науково-технічній конференції «Авіоніка–2004» (2004 р., м. Київ); III і IV Всесвітніх конгресах «Aviation in the XXI-st century» (м. Київ, 2008, 2010 рр.); Всеукраїнській науково-практичній конференції молодих учених і студентів «Проблеми навігації і управління рухом» (3–24 листопада 2010 р., Київ); II Міжнародній конференції «Methods and Systems of Navigation and Motion

Control» (October, 9–12, 2012, Kyiv, Ukraine); XIV Международной научно-практической конференции «Актуальные вопросы развития инновационной деятельности в новом тысячелетии» (17–18 апреля 2015, Новосибирск, Россия).

Публікації. За темою дисертації з викладенням основних її результатів опубліковано 22 наукові праці, серед яких: 11 статей у фахових журналах та збірниках наукових праць (з них 1 одноосібно) та три патенти на винахід. Апробація результатів дисертації відображена у 8 тезах доповідей на міжнародних науково-технічних та науково-практичних конференціях. Зокрема 1 апробація на конференції, яка входять до складу Міжнародної організації IEEE. З опублікованих робіт 10 індексовані в міжнародних наукометричних базах Index Copernicus та Google Scholar.

Структура та обсяг роботи. Дисертаційна робота складається з вступу, чотирьох розділів, висновків, списку використаних джерел та додатків. Загальний обсяг роботи складає 142 сторінки основного тексту, в тому числі 69 рисунків та 3 таблиці, список використаних джерел з 127 найменувань.

РОЗДІЛ 1. АНАЛІЗ МЕТОДІВ ПЕРЕТВОРЕННЯ ТА ОБРОБКИ ГАРМОНІЧНИХ СИГНАЛІВ У РАДІОТЕХНІЧНИХ СИСТЕМАХ

1.1. Перспективи розвитку, аналіз та синтез нелінійних систем для радіотехнічних систем

Головною задачею у теперішній час та у майбутньому є створення сучасної інфраструктури високотехнологічної радіоелектронної галузі промисловості, здатної створювати конкурентоспроможну на внутрішньому і світовому ринках електронну компонентну базу і радіоелектронну продукцію виготовлену на її основі.

Разом з тим без належної підтримки з боку держави залишилися організації радіопромисловості та засобів зв'язку, які здійснюють розробку і виробництво сучасної радіоелектронної апаратури, систем, комплексів, засобів, пристроїв, приладів і окремих радіоелектронних блоків.

Технічний рівень радіоелектронної продукції багато у чому залежить від вітчизняної електронної компонентної бази, що в даний час поступається за своїми параметрами аналогічній іноземній компонентній базі та не дозволяє організаціям, що випускає кінцеву радіоелектронну продукцію, створювати конкурентоздатні цивільні або спеціальні системи, комплекси і прилади, затребувані ринком.

У аналогічній ситуації опинилися організації й інші галузі промисловості. Проблема вийшла за межі однієї галузі та почала носити міжгалузевий системний характер. Організації авіаційною, суднобудівельною, космічною, атомною, а також інших галузей промисловості, які виготовляють радіоелектронну апаратуру, вимагають істотного технічного переоснащення і освоєння передових технологій. Прийняті в даний час цільові програми не повною мірою вирішують проблеми, що накопичилися за десятиліття.

Радіоелектронна галузь промисловості, акумулюючи самі передові досягнення природних наук і стимулюючи розвиток фундаментальних,

пошукових і прикладних досліджень, істотно впливає на можливість досягнення необхідних значень параметрів складних систем, комплексів і виробів, що використовують радіоелектронну продукцію.

Щорічно розвинені країни виділяють більше 30 млрд. доларів на програми розвитку електронної компонентної бази і радіоелектроніки. При цьому самі фірми-виробники залишають не менше 10 відсотків засобів, отриманих від реалізації продукції, на виконання перспективних програм, пов'язаних з дослідженнями в області розробки конкурентоздатних виробів.

Відома компанія Agilent Technologies оголосила у 2008 року про винахід нелінійного векторного аналізатора кіл і створення нової системи X-параметрів [31-33]. Технологія відкрила нові можливості для виміру параметрів змішувачів та новий підхід до вимірювання параметрів активних пристроїв, що працюють в нелінійних режимах.

У 2009 році в університеті Вайкато, гр. Гамільтон, Нова Зеландія [34], а потім і в компанії Agilent Technologies, США [35], було розроблено нову методика вимірювання параметрів пристроїв з перетворенням частоти, у тому числі і зсуву фаз, що основана на застосуванні генератора комбінаційних частот – генератора гармонік. Генератор гармонік реалізує їх шляхом множення частоти низькочастотного кварцевого резонатора, який одночасно використовується для отримання сигналу, що подається на вхід змішувача для визначення його електричних параметрів, у тому числі і фазових. Однак, початкове значення фазового зсуву кварцевого резонатора невідоме. При множенні частоти за допомогою нелінійного елемента, фазові зрушення сусідніх гармонік відрізняються один від одного нелінійно [36].

Слід відзначити, що розробка і освоєння у виробництві надвисокочастотної техніки, радіаційностійкої електронної компонентної бази, мікросистемної техніки, мікроелектроніки, оптоелектронної та квантової електроніки, пасивної електронної компонентної бази, створення уніфікованих електронних модулів і базових несучих конструкцій, типових

базових технологічних процесів, розробка технологій створення радіоелектронних систем і комплексів, буде завжди актуальною проблемою, що потребує вирішення. Радіотехнічні системи характеризуються суттєвим ускладненням схемотехнічних рішень у наслідок широкого впровадження досягнень мікроелектроніки й складних алгоритмів обробки радіосигналів [11, 15]. Враховуючи багато, потрібен докладний опис каскаду радіотехнічних систем (РТС) та врахування різних факторів, що впливають їх роботу [16]. Каскади пристроїв побудовані за складною багатоконтурною схемою [17], що й породжує певні труднощі в процесі їх аналізу або синтезу.

Вимоги до лінійності характеристик кожного каскаду є дуже важливим, виходячи із заданих умов функціонування [12, 13]. Успішне вирішення даної проблеми можливе лише на основі більш точного дослідження багатокаскадного з'єднання нелінійних пристроїв [12, 14].

Відомі приклади розробки адаптивних методів боротьби з нелійними спотвореннями [18, 19, 20] практично не придатні для розв'язання поставлених завдань. Знайдені технічні рішення [21], що дозволяють знижувати рівень тільки другої й третьої гармонік, мають досить низьку точність пригнічення нелінійних спотворень та малу швидкодію через керування вихідним сигналом. Синтезовані пристрої не повною мірою адаптивні, оскільки в них відсутнє регулювання сигналом помилки з виходу кола зворотного зв'язку, що значно погіршує їх характеристики точності та суттєво обмежує їх функціональні можливості.

Для обґрунтованого вибору методологічної основи дослідження впливу нелінійності характеристики, проводять відповідно до основних методів аналізу нелінійних РТС [16]. Вибір того чи іншого методу аналізу РТС часто базується на визначенні фізичних вимог, як до характеру вхідних впливів, так і до поведінки системи. Відомі на даний час теоретичні методи дослідження нелінійних процесів у РТС умовно можуть бути розділені на чисельні й

аналітичні методи [12, 13, 18, 22]. Сучасну класифікацію найбільш поширених методів аналізу нелінійних процесів, наведено [16, 23, 24, 29, 30].

В останні роки наголошувалося про необхідність ширшої розробки і впровадження в промислове виробництво нових високоефективних технологічних процесів і систем, які відповідали б вимогам науково-технічного прогресу. Значне місце у вирішенні вказаних завдань займає проблема створення нових методів на основі яких будується широкий спектр пристроїв сучасної електроніки. Однією із характерних особливостей в галузях науки і техніки в даний час створені пристрої різних класів в яких широко використовуються нелінійні ефекти.

Інтерес до нелінійних систем пояснюється перш за все їх великими потенційними можливостями, що використовуються для обробки, перетворення сигналів. Слід відмітити, що вивчення нелінійних явищ найзручніше проводити шляхом створення моделей, а питання щодо створення нелінійних систем є перспективними з практичної точки зору, також очевидна необхідність подальших досліджень в області проектування і розробки нелінійних електричних кіл.

Вимоги до створення електромагнітних кіл в радіотехнічних системах істотно зросли останнім часом, що пояснюється збільшенням вимогам відносно точності обробки вхідних сигналів. Проте не завжди виявляється можливим варіювати значеннями параметрів елементів схеми. Особливо це відноситься до характеристик нелінійних елементів (наприклад, діодів і транзисторів). Ефективний шлях до вирішення задачі оптимізації схемного рішення за наявності незмінних елементів схеми – використання нелінійних кіл, що можна розглядати як додаткові, такі, що підключається до вже побудованої схеми з метою покращення отриманого схемного рішення.

Проблеми синтезу нелінійних кіл [1-10, 25-29], привертають до себе широку увагу фахівців, про що свідчить кількість наукових публікацій, матеріалів конференцій і монографій останніх років. Основна частка

публікацій відноситься до проблем радіоелектроніки, автоматики. Рішення, що отримують в цих областях носять приватний характер і орієнтовані на конкретні, достатньо вузькі класи пристроїв.

При функціонуванні будь-якого електронного пристрою чи системи спостерігаються деякі відхилення виконуваної ним функції від потрібної. Причин є декілька: наближеність процесу апроксимації, відхилення значень параметрів елементів від номінальних з урахуванням технологічних причин і, що особливо важливе, до нелінійних пристроїв, обмеженим набором існуючих нелінійних елементів. Характеристики НЕ відрізняються від потрібних, явищами насичення таких характеристик (наприклад, у транзисторів) при підході до межі робочої області у нелінійних елементів [42-44].

Слід відмітити, що такі відхилення можуть істотно впливати на певні важливі показники якості цих пристроїв, ефективності їх використання тощо. Особливо це відноситься до радіотехнічних систем, радіо- і електричного зв'язку, радіовимірювання, телебачення, техніки наукового експерименту, електромеханічних систем (наприклад, акустичних), електротехнічних пристроїв, що формують задані імпульси в гідроакустиці, радіогеодезії тощо.

У радіотехніці, техніці зв'язку, телебаченні спотворення повідомлень, що передаються виникають із-за недосконалості тракту передачі та дії на нього завад. При цьому під недосконалістю тракту розуміється відхилення його характеристик від заданих (наприклад, відхилення від лінійності). Підвищення лінійності таких пристроїв сприяє вирішенню проблеми електромагнітної сумісності радіоелектронної апаратури.

На даний час електротехніка і радіоелектроніка переживають етап широкого впровадження досягнень мікроелектроніки. Це сприяє ускладненню радіоелектронної апаратури. Вимоги точності розрахунків в мікроелектроніці великі, а вузли в мікроелектронного виконання складні та містять у ряді випадків велику кількість елементів з нелійними за своєю природою характеристиками. В той же час вимоги до точності виконання

проектованим пристроєм функції, в даний час посилюються, тому доводиться проектувати і створювати електротехнічні та радіотехнічні пристрої, що забезпечують менші спотворення сигналів.

Основні питання, пов'язані з похибками, що виникають при функціонуванні радіотехнічних пристроїв, нелінійними спотвореннями сигналів можна віднести до таких напрямів: вивчення природи похибок, нелінійних спотворень і супутніх фізичних процесів; створення методів проектування пристроїв з критеріїв нелінійності; визначення принципів побудови електронних пристроїв, а також відповідних схемотехнічних конструкторських рішень, що забезпечують малі функціональні відхилення проєктованого пристрою від потрібного.

Розвиток сучасної мікроелектроніки характеризується розробленням великого числа типів інтегральних мікросхем, в першу чергу створенням великих і надвеликих інтегральних схем і мікропроцесорів, а також систем на одному кристалі. При цьому продовжуватиметься масовий випуск інтегральних мікросхем середнього рівня інтеграції для всіх видів радіоелектронної апаратури. Найбільш широко випускаються напівпровідникові інтегральні мікросхеми ІМС. Гібридні ІМС і мікроскладення знаходять все більше застосування в аналоговій радіоелектронній апаратурі.

В основі створення ІМС лежить принцип елементної (технологічної) інтеграції, мікромініатюризації елементів (активних і пасивних) мікросхеми. В ІМС можна виділити області, що є активними (діоди, транзистори) і пасивними (резистори, конденсатори, котушки індуктивності) елементами. В інтегральній мікроелектроніці зберігається основний принцип дискретної електроніки, заснованої на розробленні електричної схеми за законами теорії ланцюгів. Цей принцип неминуче пов'язаний із зростанням числа елементів мікросхеми і міжелементних з'єднань у міру ускладнення виконуваних нею функцій.

Для перероблення інформації можна використовувати явища, не пов'язані з електропровідністю (наприклад, оптичні і магнітні явища в діелектриках, закономірності розповсюдження ультразвуку тощо). В табл. 1.1. наведений перелік основні типи елементів, приладів та пристроїв, які використовують різні фізичні явища у радіотехнічних системах.

1.2. Аналіз методів перетворення спектра сигналів на основі нелінійних елементів

В залежності від положення початкової робочої точки (ПРТ) і амплітуди вхідного сигналу розрізняють: лінійний режим НЕ (рис. 1.1); нелінійний режим без відсічення струму (рис. 1.2); нелінійний режим з відсіченням струму (рис. 1.3).

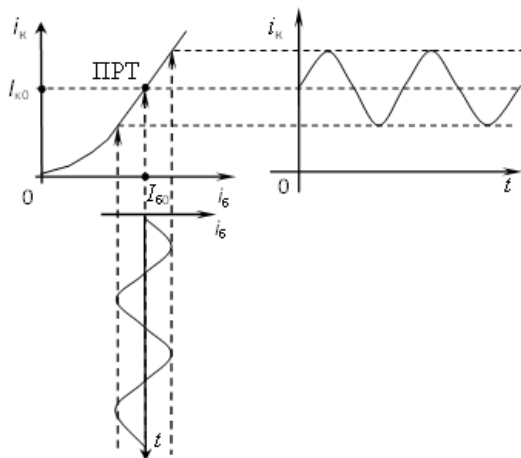


Рис. 1.1. Лінійний режим НЕ

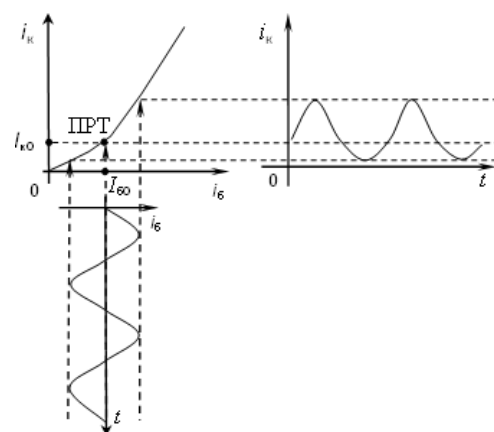


Рис. 1.2. Нелінійний режим без відсічення струму

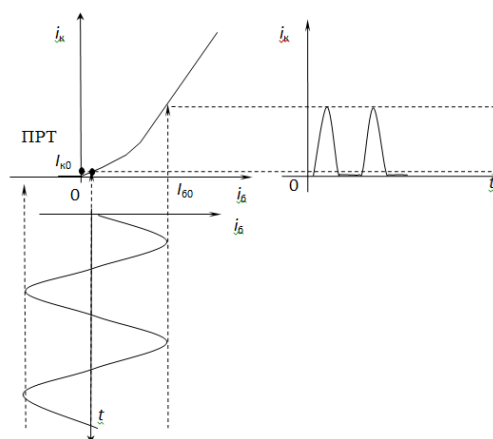


Рис. 1.3. Нелінійний режим з відсіченням струму

При лінійному режимі положення ПРТ в процесі роботи НЕ впливає лише на величину постійної складової, і не впливає на форму колекторного струму, який співпадає з формою прикладеної напруги.

При нелінійному режимі форма колекторного струму залежить від положення ПРТ. Струм в цьому випадку є складним періодичним коливанням, що складається з ряду гармонік частоти вхідного сигналу.

Розглянемо приклад роботи НЕ без відсічення струму. Нехай на вході НЕ діє напруга $u = u_0 + U_m \cos \omega t$, тоді при апроксимації передавальної характеристики статечним поліномом виду:

$$i = a_0 + a_1 u + a_2 u^2 + \dots + a_n u^n.$$

Струм $i(t)$ в загальному вигляді може бути записаний:

$$i(t) = I_0 + i_{m1} \cos \omega t + i_{m2} \cos 2\omega t + i_{m3} \cos 3\omega t + \dots$$

При дії на НЕ гармонійним сигналом з частотою ω , через нього протікає струм, у складі якого разом з першою гармонікою з частотою ω є присутні усі наступні гармоніки: 2ω , 3ω і т. д.

Розглянемо випадок, коли на НЕ подаються одночасно два гармонійні коливання $u_1 = U_{m1} \cos \omega_1 t$ і $u_2 = U_{m2} \cos \omega_2 t$ (рис. 1.4):

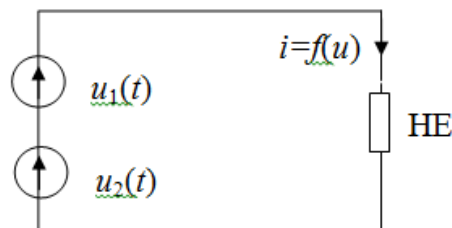


Рис. 1.4. Нелінійний елемент під дією двох гармонійних коливань

Для спрощення аналізу скористаємося апроксимацією передатної характеристики поліномом другого ступеня:

$$i = a_0 + a_1 u + a_2 u^2.$$

На виході НЕ напруга дорівнює сумі двох напруг:

$$u_1 + u_2 = U_{m1} \cos \omega_1 t + U_{m2} \cos \omega_2 t, \quad (1.1)$$

тоді струм в колі визначають:

$$i = a_0 + a_1(u_1 + u_2) + a_2(u_1 + u_2)^2. \quad (1.2)$$

Для визначення спектрального складу струму, підставивши вираз (1.1) в (1.2) отримаємо другу складову виразу:

$$a_1(u_1 + u_2) = a_1(U_{m1}\cos\omega_1 t + U_{m2}\cos\omega_2 t) = a_1 U_{m1}\cos\omega_1 t + a_1 U_{m2}\cos\omega_2 t .$$

Третя складова:

$$\begin{aligned} a_2(u_1 + u_2)^2 &= a_2(U_{m1}\cos\omega_1 t + U_{m2}\cos\omega_2 t)^2 = a_2 U_{m1}^2 \cos^2\omega_1 t + a_2 U_{m2}^2 \cos^2\omega_2 t + \\ &+ 2a_2 U_{m1}\cos\omega_1 t U_{m2}\cos\omega_2 t = a_2 \cdot \frac{1}{2} \cdot U_{m1}^2 + a_2 \cdot \frac{1}{2} \cdot U_{m1}^2 \cos 2\omega_1 t + a_2 \cdot \frac{1}{2} \cdot U_{m2}^2 + \\ &+ a_2 \cdot \frac{1}{2} \cdot U_{m2}^2 \cos 2\omega_2 t + 2a_2 U_{m1} U_{m2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \cos(\omega_1 + \omega_2)t + \\ &+ 2a_2 U_{m1} U_{m2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \cos(\omega_1 - \omega_2)t = \frac{1}{2} \cdot a_2 (U_{m1}^2 + U_{m2}^2) + \frac{1}{2} \cdot a_2 U_{m1}^2 \cos 2\omega_1 t + \\ &+ \frac{1}{2} \cdot a_2 U_{m2}^2 \cos 2\omega_2 t + a_2 U_{m1} U_{m2} \cos(\omega_1 + \omega_2)t + a_2 U_{m1} U_{m2} \cos(\omega_1 - \omega_2)t. \end{aligned}$$

У спектрі колекторного струму будуть присутні складові з частотами: $\omega_1, \omega_2, 2\omega_1, 2\omega_2, (\omega_1 + \omega_2), (\omega_1 - \omega_2)$.

Якщо апроксимація характеристики проводить поліномом третьої степені, то у складі колекторного струму враховувалися б ще і інші складові: $3\omega_1, 3\omega_2, (\omega_1 \pm 2\omega_2), (2\omega_1 \pm \omega_2)$, тобто в загальному випадку при апроксимації поліномом n -го степеня спектр міститиме гармоніки і складові, частоти яких визначаються:

$$|\pm p\omega_1 \pm q\omega_2| ,$$

де p і q – цілі числа (0, 1, 2, 3, ...), причому $p + q \leq n$, n – міра апроксимуючого полінома.

Якщо в коло, що містить НЕ, включити виборче навантаження (фільтр) (рис. 1.5), то на виході можна виділити одне або декілька близьких відносно частоти комбінаційних коливань. За таким принципом будуються модулятори, демодулятори, перетворювачі частоти.

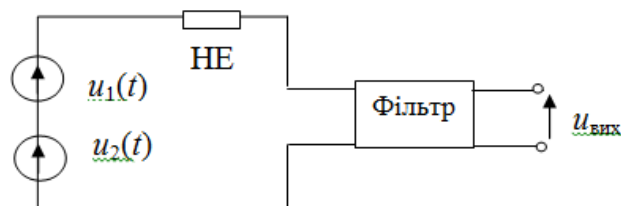


Рис. 1.5. Нелінійний елемент з фільтром

Блок схема перетворювача частоти наведена на рис. 1.6.

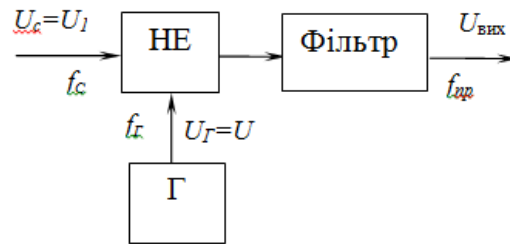


Рис. 1.6. Блок схема перетворювача частоти

Перетворення частоти пов'язано з дією на НЕ двох і більше коливань. Випадок нелінійного перетворення частоти коли ВАХ представлена поліномом n -го степеня, спектр міститиме гармоніки і комбінаційні складові, частоти яких визначаються виразом $\omega_{np} = |\pm p\omega_1 \pm q\omega_2|$. Амплітуди цих складових нелінійно залежать від амплітуд вхідних коливань. Такий випадок, як правило, небажаний для багатьох радіотехнічних пристроїв.

При параметричному перетворенні частоти перша напруга має настільки малу амплітуду (0,5-1 В), що нелінійність ВАХ не проявляється (несуттєва), а друга напруга має значну амплітуду (в 10 - 100 разів більшу).

Першою напругою $U_1(t)$ є сигнал, а другим $U_2(t)$ – додаткове коливання спеціального генератора (гетеродин, підставка, несуча і т.п.). Для наочності виконаємо побудови, узявши квадратичну ВАХ нелінійного елементу (рис. 1.7).

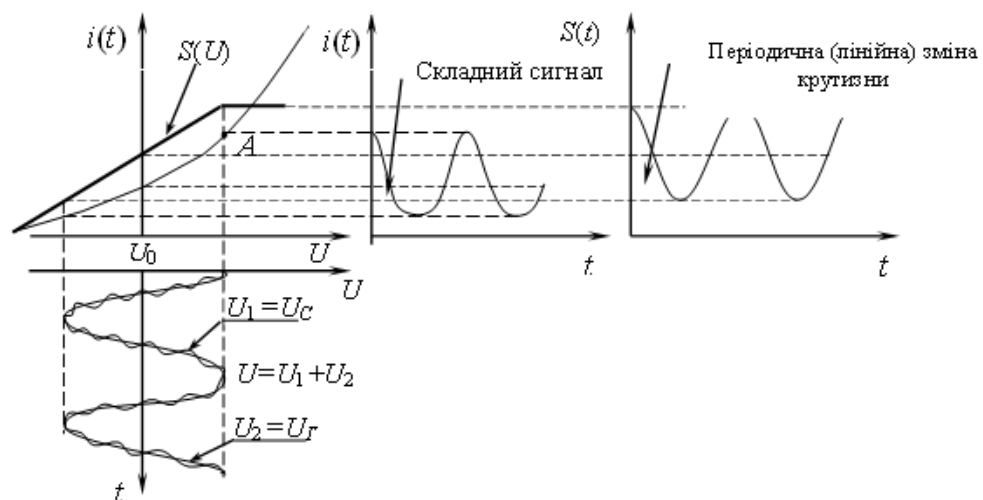


Рис. 1.7. Графічний аналіз квадратичної ВАХ нелінійного елементу

Нижня частина ВАХ (до точки А) має квадратичну характеристику, а верхня частина – лінійну. Тому графік крутизни $S(u)$ має дві ділянки – похилу і горизонтальну. Під дією напруги гетеродина в ланцюзі протікатиме струм $i = i(u_r)$. Напругу гетеродина $u_2 = u_r$ змінює в часі зміщення робочої точки для напруги $u_1 = u_c$, а ділянка ВАХ на якому діє мале коливання u_c практично можна вважати лінійним. Переміщення ПРТ відносно ВАХ призводить до зміни параметра S для малого коливання.

Дія двох коливань, як видно з графіку струму, привела до виникнення складного коливання. Здійснимо аналіз спектрального складу струму. Оскільки амплітуда першого коливання мала, то струм НЕ в основному визначається струмом від дії другого коливання $i(u_r)$. Вплив же першого джерела з великою мірою точності можна врахувати добавкою струму від дії першого коливання, рівною $S(u_r)u_c$, де $S(u_r)$ – крутизна характеристики в ПРТ, що змінюється під дією u_r . Тоді повний струм НЕ:

$$i = i(u_r) + i(u_c) = i(u_r) + S(u_r)u_c. \quad (1.3)$$

При параметричному перетворенні в спектрі відсутні гармонійні складові коливання $U_1(t)$, другого і більш високого порядку, а також комбінаційні складові з їх участю. Як нелінійні елементи пасивних перетворювачів частоти використовуються діоди, що забезпечують характеристики перетворення на частотах аж до десятків мегагерц. У першому наближенні ВАХ діода можна представити двома відрізками прямих (рис. 1.8), що є характеристикою лінійного діодного ключа.

У відкритому стані цим ключем є для прикладеного сигналу незалежний від напруги малий опір r , а в закритому - постійний, але великий опір R . ВАХ діода мають помітну кривизну, особливо поблизу початку координат (рис. 1.9). Щоб наблизити режим реального діодного ключа до лінійного, напруга коливання, береться досить великою, а напруга перетвореного сигналу – малою.

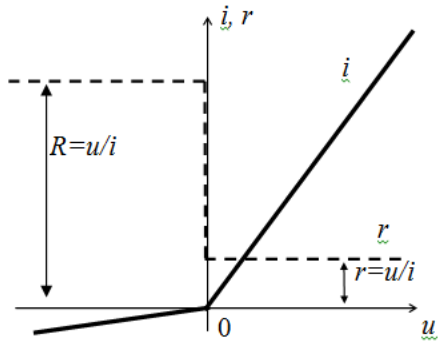


Рис. 1.8. Характеристика лінійного діодного ключа

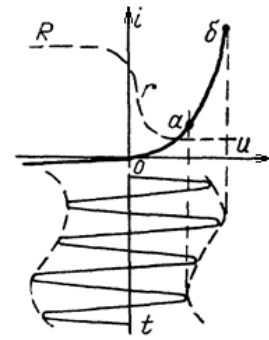


Рис. 1.9. ВАХ діода

Перетворювач частоти може бути побудований на основі нелінійного або параметричного елемента. Схему перетворювача можна представити з двох елементів параметричного елемента (ПЕ) і фільтра, де параметричний елемент складається з нелінійного елемента (елементів) і генератора. У техніці радіозв'язку іноді застосовують термін змішувач, під яким розуміють ПЕ і фільтр.

До радіотехнічних елементів, що дозволяють створити нелінійну характеристику відносяться: напівпровідниковий діод, транзистор, електронна лампа, і звичайні реактивні НЕ: нелінійна індуктивність (котушка з осердям), нелінійна ємність (варіконд, варікап, варактор). В результаті впливу гармонійного сигналу на нелінійний елемент утворюється складний сигнал, а значить, сигнал зі спектром. Знання спектрального відклику нелінійного елемента на збуджуючий сигнал дозволяє розв'язати низку завдань перетворення сигналу в радіотехнічних системах.

Основними параметрами перетворювача частоти є коефіцієнт перетворення $K_{np} = U_{mnp}/U_{mc}$, де: U_{mnp} , U_{mc} – амплітуда напруги на виході, вході перетворювача; вхідна і вихідна провідність.

До перетворювачів частоти пред'являються вимоги відносно високого коефіцієнта перетворення, чистий спектр на виході ПЧ (придушення побічних складових), відсутність просочування коливань гетеродина на вхід перетворювача, широкий динамічний діапазон.

На рис. 1.10, а, б представлені спрощена і робоча схеми простого діодного перетворювача частоти.

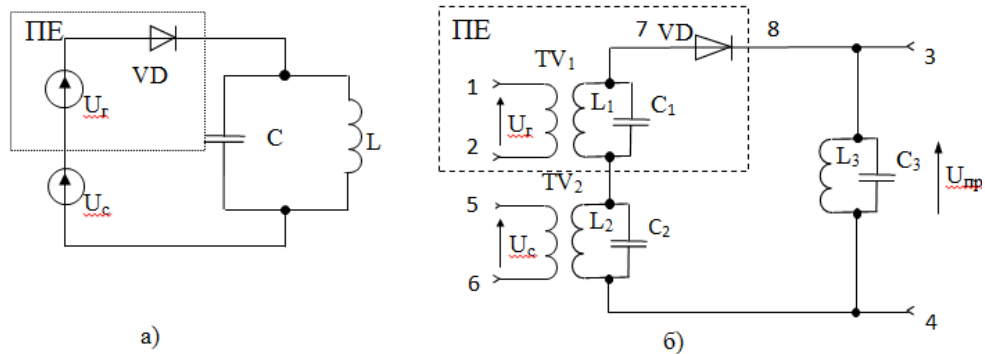


Рис. 1.10. Спрощена (а) і робоча (б) схеми простого діодного перетворювача частоти

Простий діодний ПЧ з послідовним включенням діода, виборчого навантаження і гетеродина включає в себе $TV1$, $TV2$ – високочастотні трансформатори. Вторинні обмотки трансформаторів $TV1$ і $TV2$ утворюють з конденсаторами $C1$ і $C2$ коливальні контура, які служать для виділення коливань з частотою генератора f_2 і сигналу f_c відповідно. VD – нелінійний елемент, діод. Разом з джерелом коливань частоти генератора ($TV1$, $C1$) діод утворює ПЕ. $L3$, $C3$ – виборче навантаження перетворювача для виділення комбінаційної складової необхідної частоти.

Розглянемо ключовий режим роботи, що забезпечується значною амплітудою напруги гетеродина U_{me} 1 – 2 В. У цьому випадку ВАХ НЕ VD апроксимується відрізками прямих, а крутизна НЕ (S) набуває два значення: 0 і S_{max} (рис. 1.10).

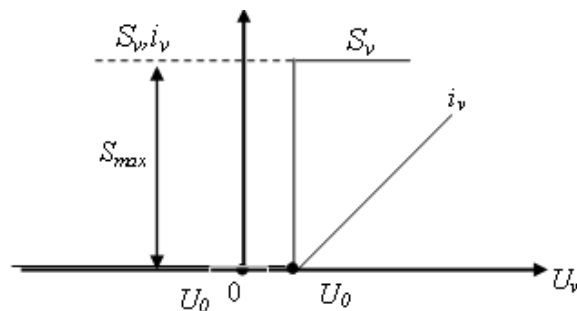


Рис. 1.10. Ключовий режим роботи діодного перетворювача

При розрахунках параметрів простого діодного ПЧ показують, що його вхідна і вихідна провідності визначаються в основному типом нелінійного елементу VD і режимом його роботи, а величина K_{np} навіть в самому кращому випадку не перевищує значення 0,5.

До переваг діодного перетворювача частоти слід віднести простоту конструкції та малий рівень шумів. Недоліками таких перетворювачів є наявність струму несучої частоти в перетвореному сигналі, малий коефіцієнт перетворення та динамічний діапазон, просочування коливань частоти гетеродина на вхід схеми, наявність великої кількості комбінаційних складових у струмі змішування, складність узгодження з навантаженням, велике робоче згасання.

Застосування в схемах балансних і кільцевих діодних ПЧ для побудови складних схем для радіорелейних станцій НВЧ діапазону. Основні співвідношення отримані при його аналізі можуть бути використані для аналізу складних схем.

Схема балансного діодного ПЧ наведена на рис. 1.11. Характеристика схеми БПЧ з вхідним і вихідним диференціальними трансформаторами, причому вихідний трансформатор навантажений на виборче навантаження (фільтр).

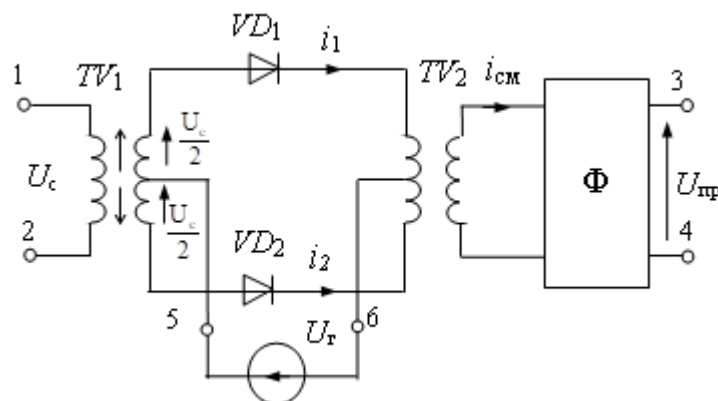


Рис. 1.11. Схема балансного діодного ПЧ

Гетеродин включений в діагональ моста, що утворюється діодами і диференціальними трансформаторами $TV1$ і $TV2$. $VD1$, $VD2$ – НЕ, що можуть працювати в нелінійному і параметричному режимі. Спільно з джерелом U_r

утворюють ПЕ, який служить для "збагачення" спектру. $TV1$, $TV2$ – диференціальні трансформатори, необхідні для узгодження ПЕ з джерелом сигналу і навантаженням. Фільтр (Φ) – для виділення із складу складного струму ПЕ необхідної складової і визначає вид пристрою (модулятор, демодулятор, перетворювач частоти). Параметри балансного діодного ПЧ показують, що величина K_{np} залишається такою ж як у простих діодних ПЧ, а вхідна і вихідна провідності зменшуються в 2 рази.

До переваг балансних помножувачів слід віднести: менша витрата потужності несучого коливання; простота, економічність зважаючи на відсутність джерел живлення; малий рівень власних шумів; відсутність просочування напруги генератора U_g на вхід перетворювача; відсутність сигналу генератора на вході фільтру і чистіший спектр, ніж у простих ПЧ. Недоліки таких перетворювачів обумовлені: малим коефіцієнтом перетворення; у спектрі струму змішування присутні коливання з частотою сигналу; необхідність забезпечення симетрії другої обмотки трансформатора; вхідний і вихідний опори змінюються відповідно до зміни опору діодів.

Принцип побудови ПЧ з чотирма діодами в якості НЕ відносять до кільцевих діодних перетворювачів частоти (рис. 1.12).

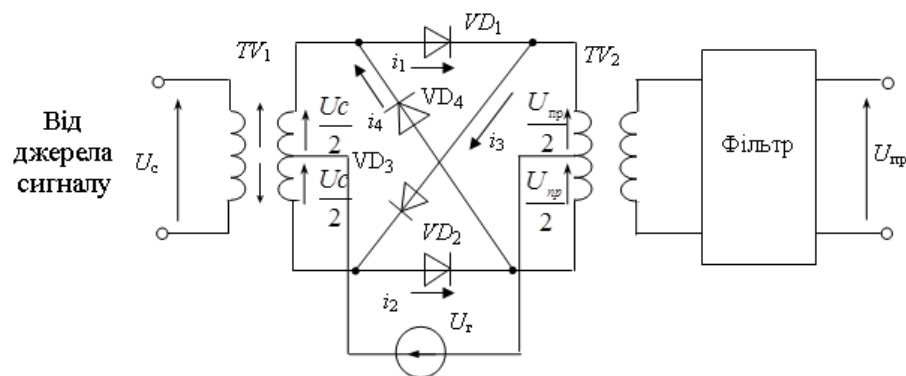


Рис. 1.12. Схема кільцевого діодного перетворювача частоти

Кільцеві діодні перетворювачі включають в собі диференціальні вхідний і вихідний трансформатори, причому, вихід останнього, навантажений на фільтр. Генератор включений в діагональ моста, що утворюється чотирма

діодами $VD1, VD2, VD3, VD4$ і обмотками диференційних трансформаторів. Склад і призначення елементів аналогічні балансному діодному ПЧ.

Перевагами перед балансними діодними ПЧ, кільцеві діодні ПЧ, мають істотне зниження робочого згасання, чистіший спектр, добре узгоджується з каскадами РТС.

Перетворювачі частоти за типом НЕ діляться на пасивні і активні, а за способом отримання напруги гетеродина – на перетворювачі з окремим гетеродином і перетворювачі з поєднаним гетеродином.

Активні перетворювачі (до складу яких входить активний елемент), як правило, забезпечують посилення перетворюваного сигналу, споживають меншу потужність від гетеродина і у ряді випадків дозволяють поєднувати функції перетворювача і гетеродина в одному і тому ж активному елементі (транзисторі, лампі).

Відомі транзисторні перетворювачі частоти у яких в якості НЕ на використовується біполярний транзистор (рис. 1.13).

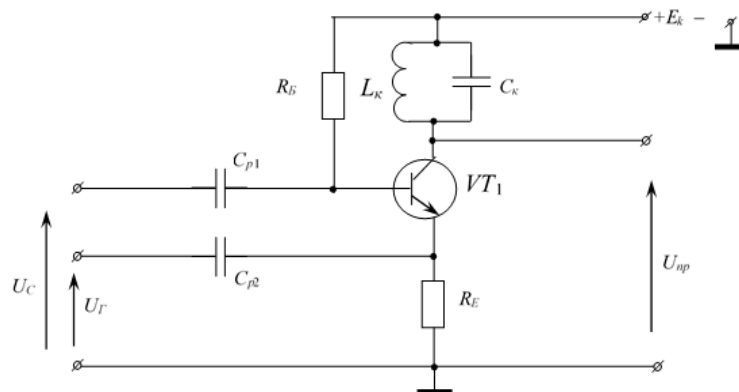


Рис. 1.13. Схема простого (однотактного) перетворювача частоти

Транзисторний ПЧ з фіксованим зміщенням за рахунок діляника напруги бази, з виборчим навантаженням у вигляді паралельного контуру, з повним включенням колекторного кола в контур, з ємнісним зв'язком з джерелом сигналу і гетеродином, причому U_2 подається в емітерний ланцюг, а U_c у базову, з температурною стабілізацією режиму по постійному струму.

Фізичні процеси роботи транзисторного перетворювача наведено на рис. 1.14.

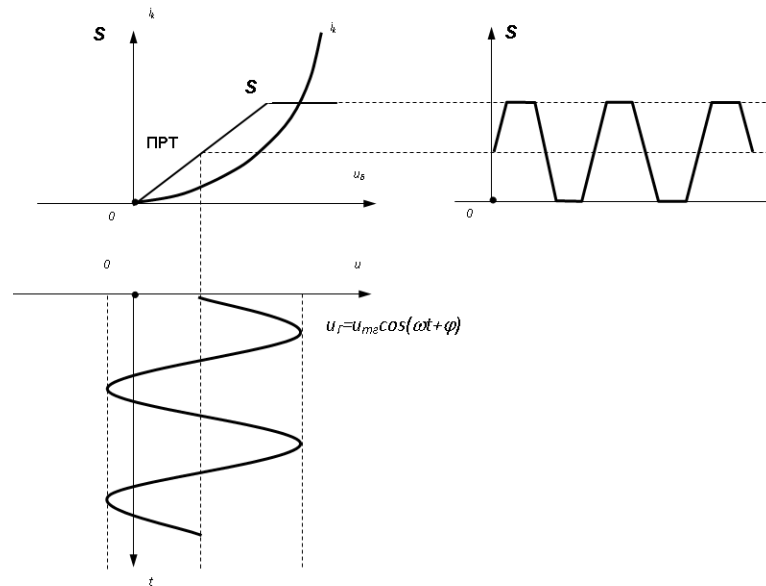


Рис. 1.14. Фізичний процес транзисторного перетворювача частоти

Початкова робоча точка (ПРТ) вибирається посередині нелінійної ділянки прохідної ВАХ транзистора. Під дією напруги U_2 відбувається зміна крутизни прохідної характеристики транзистора S . Якщо на вхід VT1 подати напругу сигналу U_c , то в колі колектора протікатиме струм складної форми, в спектрі якого будуть складові з частотами гетеродина і його гармонік, перша гармоніка сигналу і комбінаційні частоти. Оскільки L_{κ} , C_{κ} налаштовані на частоту $f_{np} = f_c - f_s$, то виділятиметься гармонійна напруга цієї частоти (U_{np}).

Якщо на вхід ПЧ подається модульоване коливання, то і на виході ПЧ буде модульоване коливання, але з іншою несучою частотою f_{np} . До переваг біполярних транзисторних перетворювачів слід віднести великий коефіцієнт перетворення K_{np} . Недоліки таких перетворювачів: велика кількість складових у складі спектру колекторного струму пред'являє високі вимоги до виборчої системи; малий динамічний діапазон відносно сигналу (при сигналі близько десятків мілівольт проявляються нелінійність ВАХ транзистора; необхідність джерела живлення; велика величина вхідної провідності з боку джерела сигналу і, особливо, гетеродина.

Слід відмітити, що біполярний транзистор окрім властивостей нелінійності проявляє ще і властивості активного елементу, то одночасно з

перетворенням відбувається посилення, тому розглянута схема має великий $K_{пр}$, що є основною перевагою.

Відомі також перетворювачі частоти у якого в якості НЕ використовується польовий Схема ПЧ на польовому транзисторі приведена на рис.1.15.

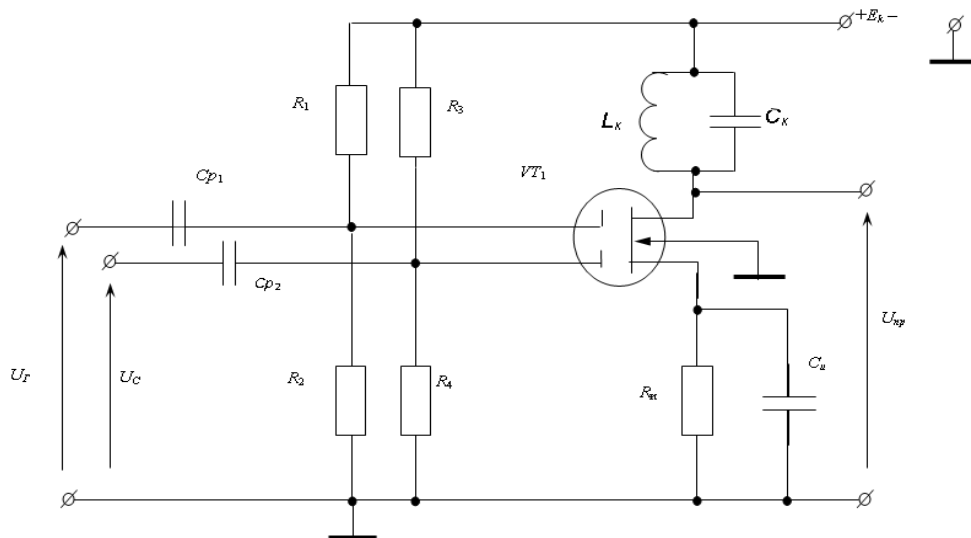


Рис. 1.15. Схема ПЧ на польовому транзисторі

Перетворювач частоти на польовому транзисторі з каналом n - типу, з комбінованим зміщенням на обидва затвори, з повним включенням коливального контура в стоковий ланцюг, з ємнісним зв'язком з джерелами напруги сигналу (U_c) і гетеродина (U_g).

Графічне пояснення фізичного процесу перетворення частоти на польовому транзисторі наведено на рис. 1.16. Напруга гетеродина керує крутизною ВАХ польового транзистора. Під дією напруги вхідного сигналу, по відношенню до якого транзистор лінійний елемент, струм i_c матиме складну форму сигналу до складу якого входять різні складові, включаючи і потрібні. Коливальний контур L_k, C_k налаштований на одну з них, наприклад $f_{np} = f_c - f_g$, і на коливальному контурі виділяється напруга пропорційна струму цієї складової (u_{np}).

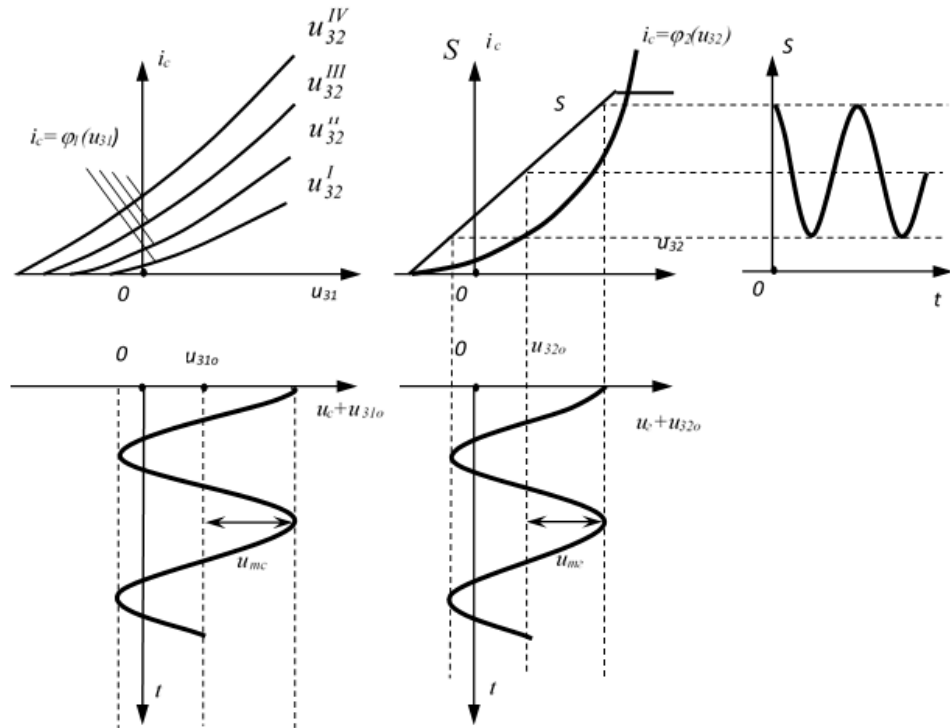


Рис. 1.16. Процес перетворення частоти на польовому транзисторі

Завдяки наявності квадратичної ділянки ВАХ і правильному вибору величин напруги зміщення крутизна змінюється в часі за гармонійним законом (рис.1.16), тобто має місце лінійно-параметричне перетворення. Перевагами ПЧ виконаного на основі польових транзисторів є: великий K_{np} , оскільки транзистор є активним елементом; великий динамічний діапазон по сигналу; висока "чистота" спектру струму; мала величина вхідної провідності. Перетворювачі частоти на основі польових транзисторів дозволяють широко використати його в апаратурі зв'язку, хоча недоліки характеризуються ускладненням схеми.

1.3. Дослідження методів та засобів перетворення частоти сигналів

Для аналізу сигналів в радіотехнічних системах визначають часові та частотні характеристики сигналів, до яких слід віднести: часову функцію сигналу, автокореляційну функцію сигналу, спектральну щільність або спектр сигналу, енергетичний спектр або спектр потужності сигналу. Маючи

такі характеристики визначають параметри сигналів, головними з яких є тривалість, період повторення, інтервал кореляції, швидкість наростання і спаду вершини імпульсу (часові параметри), ширина спектра, особливі точки (максимуми і мінімуми) спектра, рівень бічних пелюсток спектра, значення частот гармонічних складових та інші частотні параметри, енергія сигналу, середня потужність сигналу (енергетичні параметри).

Сучасні радіотехнічні системи стають все більш досконаліми, а елементна база надає широкий вибір конструктивних елементів для побудови вузлів, зокрема первинних перетворювачів сигналів для подальшої обробки інформації в РТС. Основним завданням дослідження пристроїв перетворення сигналу зводиться до аналізу проходження сигналу через лінійні та нелінійні елементи (кола). На основі отриманих експериментальних характеристик вихідного сигналу відносно вхідного сигналу пристрою перетворення, визначають можливість застосування таких елементів для побудови вузлів радіотехнічних систем [21, 25-28].

Помножувачі частоти широко використовуються для створення портативних, надійних, дешевих твердотілих джерел сигналів малої і середньої потужності в см- і мм- діапазонах. Відомі різні типи помножувачів частоти, що відрізняються шириною смуги робочих частот, коефіцієнтом множення, видом і кількістю використовуваних нелінійних елементів, схемою, конструкцією і технологією виготовлення, рівнем технічних параметрів і умовами експлуатації. Проте синтез універсального помножувача, що має виключно високі параметри, є складним завданням, оскільки підвищення одних характеристик веде до погіршення інших, крім того, відсутні точні методи розрахунку і оптимізації на ЕОМ нелінійних пристроїв з розподіленими параметрами. Тому вибір схеми помножувача і розрахунок її елементів робиться, як правило, приблизно, з урахуванням подальшого експериментального доведення, виходячи з вимог до значень обмеженого числа параметрів, задоволення яких гарантує рішення окремих

завдань. Пошук оптимальних конструкцій широкосмугових помножувачів мм-діапазону, що здатні працювати до сотень гігагерц, розробка методів їх розрахунку і проектування, а також методів налаштування і контролю параметрів є актуальними. У зв'язку з широкою номенклатурою приладів на основі арсеніду галію і вимогами, ускладнюють апаратуру НВЧ діапазону, що призводить до створення компонентів, які містять в собі генератори, підсилювачі, змішувачі, перемикачі, ізолятори, фільтри, атенюатори, схеми керування, живлення та інші. Функціями компонентів є: підсилення сигналів, модуляція, обмеження, генерація, фільтрація, перетворення частоти, перемикачання, відгалуження та ін. Необхідність дослідження, пошук оптимальних структур і розробка багатофункціональних перетворювачів частоти викликана однією з сучасних тенденцій розвитку апаратури, а саме створенням багатофункціональної вимірювальної апаратури. Огляд методів дослідження перетворювачів частоти, виконаний в розділі, виявив актуальність розробки методики проектування нелінійних пристроїв, що базується на поєднанні наближених аналітичних і машинних методів аналізу, а також і розрахунку основних характеристик пристроїв з урахуванням результатів експериментального дослідження.

У радіотехнічних системах, пов'язаних з формуванням, перетворенням і вимірюванням параметрів сигналів, широко використовуються помножувачі частоти гармонічних сигналів.

Свій внесок у розвиток теорії і практики множення частоти внесли: О.О. Харкевич, В.І. Григулевич, І.Х. Різкін, Б.Є. Петров, Л.С. Гуткін, В.І. Пільдон, О.А. Візель, М.Є. Жаботинський, О.М. Бруєвич, Ю.Л. Хотунцев, А.М. Щитов, Н. Armbrüster, С.В. Burchkhurdт, К. Schüneman, I. Archer.

Відомі різні методи побудови таких помножувачів на частотах, нижчих за 100 МГц [38,41,48]. Операція множення частоти реалізується за допомогою напівпровідникового діода (змішувача), на виході якого, крім основної гармоніки, виникає спектр вищих гармонік. Для того, щоб виділити

необхідну гармоніку, потрібні високоякісні і, як правило, складні схеми фільтрування вихідних сигналів помножувача за порівняно малих значень амплітуд вищих гармонік. Перетворення частоти у таких помножувачах є лінійним у незначному динамічному діапазоні зміни вхідних сигналів [38]. Використовуються транзисторні, ємнісні, варикапні перетворювачі частоти, перетворювачі, виконані на тунельних обернених діодах та давачах Холла [41]. Значення коефіцієнта нелінійних спотворень таких перетворювачів може досягати 10 %, а значення коефіцієнта передачі є обмеженим і залежить від частоти. Лінійність перетворення частоти залежить від параметрів вхідних сигналів. Варикапні перетворювачі потребують додаткових фільтрів, налагоджених на частоту корисного сигналу. Ємності варикапів є досить чутливими до різних дестабілізуючих факторів. Існують аналогові перетворювачі частоти, виконані на інтегральних мікросхемах, які функціонують на основі перемноження напруг вхідних сигналів або вхідного сигналу та гетеродину. Перевагами таких перетворювачів є широкий діапазон робочих частот (до 500 МГц), мале енергоспоживання, а недоліками – порівняно вузький динамічний діапазон вхідних сигналів та спотворення вихідних сигналів. Такі пристрої є амплітудо- або частотозалежними і вимагають фільтрування вихідних сигналів для виділення необхідних гармонік або ж відфільтрування постійної складової вихідних сигналів за допомогою фільтрів верхніх частот. Лінійний діапазон по сигнальному входу таких перемножувачів є незначним. Так, при подвоєнні частоти амплітуда вихідних сигналів, як правило, пропорційна до квадрата амплітуди вхідних сигналів, що спричинює спотворення. Існують схеми подвоювачів частоти, в яких амплітуда вхідних сигналів є пропорційною до амплітуди вхідних сигналів, тобто передається на вихід помножувача лінійно (що необхідно, наприклад, при модуляції вхідної напруги сигналом повільної зміни). Однак такі схеми вимагають відфільтрування постійної складової у вихідних сигналах помножувача [45-49, 69]. У [50] сконструйовано ідеальний

помножувач частоти синусоїдальних коливань на основі двох функціональних блоків – помножувача та пристрою віднімання. Однак ідеальне множення при фіксованому n можливе лише за одного певного значення амплітуди вхідного коливання. Вся енергія вхідного сигналу може бути перетворена на енергію n -ї гармоніки за допомогою оптимальних помножувачів [51, 52]. Оскільки на виході таких помножувачів відсутні небажані гармоніки, вони в принципі можуть використовуватись без додаткових фільтрів. Однак пристрої повинні мати нелінійну ВАХ, яка описується поліномом Чебишева 1-го роду. Помножувачі мають обмежений частотний діапазон і потребують підтримання строго постійної амплітуди вхідного сигналу. Існують помножувачі частоти, які можуть функціонувати за довільних амплітуд вхідних гармонічних сигналів і не потребують вихідних фільтрів, однак при великих вхідних сигналах вихідні сигнали набувають вигляду меандра [53]. Істотно підвищити чистоту спектра вихідних сигналів без застосування складних LC -фільтрів дають змогу помножувачі частоти, сконструйовані на основі фазового автопідстроювання ФАП з подільником у колі зворотного зв'язку, особливо із застосуванням цифрових подільників. Однак такі помножувачі вимагають наявності цифрових подільників на частотах вище за 50 МГц, що відзначаються підвищеним паразитним випромінюванням, а тому потребують якісного екранування. У [62, 63] запропоновано регенеративні помножувачі частоти, у які входять суматори, генератори синусоїдальних сигналів та N каналів, кожний з яких містить послідовно сполучені фазообертач та підсилювач-обмежувач. Для підвищення ККД пристроїв до них вводять фазові розчеплювачі, чотирихквADRантні помножувачі напруги, а в кожний з N каналів вводять додатковий підсилювач-обмежувач та два помножувачі. В [68] описано широкодіапазонний регенеративний помножувач частоти, що містить фазовий детектор, суматор, керований генератор, подільник частоти та частотний детектор. Для зменшення власних шумів до пристрою введено

подвоювач частоти та пропорційно-інтегруючий фільтр. Отже, існуючі помножувачі частоти мають як переваги, так і недоліки. Актуальним залишається розв'язання задачі створення помножувачів частоти гармонічних сигналів, структура та параметри яких не залежать від амплітуди та частоти вхідних сигналів і які не потребують фільтрування вихідних сигналів. Зазначимо, що динамічний діапазон є важливою інтегральною характеристикою пристрою обробки сигналів і визначає його основні параметри. Вимоги до динамічного діапазону постійно зростають, що зумовлюється необхідністю підвищення якості обробки сигналів. Тому важливим завданням техніки обробки сигналів є розширення динамічного діапазону та приведення його у відповідність до динамічного діапазону вхідних дій. Один з напрямів удосконалення техніки високолінійного перетворення частоти полягає у розвитку нових принципів, пов'язаних з підвищенням лінійності в широкому інтервалі вхідних сигналів [54]. У розв'язується задача побудови структурно-функціональних схем широкодіапазонних помножувачів частоти дискретизованих гармонічних сигналів у парну кількість разів на основі математичних моделей помножувачів.

На відміну від аналогів, отримані схеми є лінійними, амплітудо- та частотонезалежними, вони не потребують здійснення додаткового фільтрування вихідних сигналів [24]. Схеми є нерегенеративними і дають змогу порівняно просто здійснювати операцію множення частоти гармонічних сигналів без спотворення їх амплітуди. Зсув фази вихідного сигналу схеми відносно вхідного може бути визначений обчисленням затримок виконання операцій, які входять до її математичної моделі [55]. Запропоновані схеми можуть використовуватись у системах визначення координат, частотного вимірювання відстані, висоти та швидкості руху об'єктів, вимірювання фізико-хімічних параметрів речовин за їх частотними характеристиками, у телекомунікаційних системах.

Помножувачі частоти в даний час набули дуже широкого застосування в найрізноманітніших видах радіоелектронної апаратури. Головне призначення помножувача частоти є збільшення в ціле число разів N частоти періодичних електромагнітних коливань сигналу в заданому діапазоні частот з необхідною стабільністю та якістю вихідного сигналу.

Характерною особливістю помножувачів частоти є постійність коефіцієнту множення N при зміні частоти вхідного сигналу, а також параметрів самого помножувача (наприклад, резонансних частот коливальних контурів або резонаторів, які входять до складу помножувача частоти), тобто в помножувачі частоти відносна нестабільність частоти коливань при множенні залишається постійною. Це важлива властивість дозволяє використовувати їх для підвищення частоти стабільних коливань в різних радіопередавальних, радіолокаційних та радіонавігаційних системах, інформаційно-вимірювальних системах, приладах та інших установках; при цьому коефіцієнт множення N досягає 10 і більше разів.

Слід відмітити, що конструктивною проблемою існуючих помножувачів частоти є зменшення фазової нестабільності вхідних коливань (обумовленою випадковим характером зміни їх фази). Це приводить до збільшення відносної нестабільності частоти на виході в порівнянні з відповідною величиною на вході.

Найбільш поширені помножувачі частоти, що застосовуються в радіотехнічних системах, як правило, містять нелінійний елемент (наприклад, транзистор, варікап, котушки з феритовим осердям) і одного або декількох електричних фільтрів. За рахунок нелінійного елемента, здатного змінювати форму вхідних коливань або спектр коливань сигналу, на виході помножувача частоти з'являються складові з частотами, що є кратними вхідній частоті. Ці складні коливання поступають на вхід фільтру, що виділяє складову із заданою частотою. Такі пристрої, що застосовуються для множення частоти гармонічних коливань, мають недоліки, за рахунок

малого коефіцієнту перетворення і відсутньою можливістю перенастроювати частоту в широкому діапазоні, через наявність фільтрів [19].

З часом спосіб множення частоти гармонічних коливань за рахунок нелінійних елементів був удосконалений фазовою компенсацією непарних гармонік [51], що дозволило знизити амплітуди бічних гармонік. Проте, рівень бічних гармонік на виході помножувача частоти залишається високим з декількох причин: розкид параметрів транзисторів двотактного каскаду, залежність цих параметрів від режиму роботи, температури, частоти, відмінність реальної характеристики від квадратичної параболи. Все це призводить до того, що навіть при малому коефіцієнті множення $N = 2$ відношення амплітуди першої гармоніки до амплітуди другої гармоніки складає 7%, а значення амплітуди четвертої гармоніки відносно другої може досягати 74% [119]. Низькочастотність помножувачів частоти, які ґрунтуються на цьому способі, обумовлена тим, що з ростом частоти починають впливати паразитні параметри польового транзистора: міжелектродні ємності й індуктивності виводів, оскільки ці параметри нестабільні в часі, залежать від режиму роботи і мають істотний розкид між екземплярами. Тому, з ростом частоти їхній вплив стає вагомим, що призводить до додаткового розкиду характеристик польового транзистора і збільшенню рівня побічних гармонік на виході пристрою.

Також знаходять широке застосування помножувачі частоти, дія яких заснована на синхронізації коливань автогенератора. У таких приладах збуджуються коливання з частотою, що стає в точності рівною під дією коливань, що поступають на вхід, з частотою f . До недоліків цих помножувачів частоти слід віднести порівняно вузьку смугу значень, при яких можлива синхронізація.

Необхідно відзначити, що помножувачі частоти з імпульсно-фазовим автопідстроюванням частоти (ІФАПЧ) належать до надзвичайних динамічних систем для формування дискретної безлічі частот. Вирішальну

роль при цьому відіграють такі найважливіші переваги, як можливість реалізації високоякісних спектральних і прийнятних динамічних характеристик при хороших габаритних, енергетичних та інших показників.

Помножувачі частоти з ІФАПЧ не мають яких або принципових обмежень з погляду вибору частотного діапазону вихідного сигналу. Практично може використовуватися будь-яка ділянка частотної осі: від одиниць і десятків Гц до гігагерца, при цьому система автопідстроювання визначає швидкодію пристрою.

Відомий винахід [120], в якому всі перераховані недоліки можна істотно або частково знизити, ввівши в каскади негативний зворотний зв'язок. Глибокий негативний зворотний зв'язок робить характеристики транзисторів більш лінійними і зменшує розкид параметрів транзисторів, а в результаті чого ідентичність плечей балансового каскаду збільшується і побічні гармоніки зменшуються на порядок. Цей спосіб дозволяє значно розширити діапазон робочих частот, що обумовлено тим, що амплітудно-частотні характеристики стають більш рівномірними. При цьому діапазон девіації частоти розширюється в декілька разів, а область робочих частот зміщується у бік більш високих частот. Разом з тим, залишаються побічні гармоніки і девіація частоти обмежена з двох причин: за рахунок поступового розбалансу плечей згодом (амплітуди гармонік поступово зростають), частотний діапазон обмежений (також за рахунок розбалансу плечей). Істотним недоліком цього способу є обмеження коефіцієнта множення. Реально коефіцієнт множення $N = 2$.

Розглянемо випадок дії фазомодульованих сигналів на пристрої з перетворенням частоти. У літературі [6, 37] описаний процес гетеродинного перетворення частоти за допомогою НЕ. При цьому, зазвичай розглядається випадок дії на нелінійний елемент суми двох гармонійних коливань різних частот сигналу і гетеродина. Вольт-амперну характеристику нелінійного елемента, при цьому як правило, апроксимують рядом Тейлора.

У вітчизняній, так і в зарубіжній літературі, при описі процесу гетеродинного перетворення частоти, основна увага приділяється частотним і спектральним характеристикам. Між тим, більшість сучасних систем радіозв'язку використовують пристрої з фазовою модуляцією для яких їх фазочастотні характеристики є визначальними.

Знаючи фазу початкової гармоніки, можна розрахувати фазу будь-якої з них, комбінаційних частот, що виробляються генератором. У роботі [35] стверджується, що ці фази можуть бути досить точно визначені і прив'язані до національних стандартів, а технологія виготовлення таких генераторів комбінаційних частот добре відпрацьована і дозволяє виготовляти генератори з надзвичайно малою розбіжністю характеристик. Проте, в роботах [35,56], втім, як і в інших роботах творців цієї технології не згадується про те, яким саме чином, окрім обчислення, можуть бути визначені фазові зрушення між гармоніками.

1.4. Постановка задачі дослідження

На сьогодні актуальним завданням є пошук нових способів надшвидкого перетворення радіосигналів для передачі і обробки інформації в РТС. В якості основи для такого перетворення може бути узяти магнітооптичний модулятор світла [79]. Такий модулятор складається з прозорої діелектричної феромагнітної плівки, поміщеної між поляризатором і аналізатором, які повернені на деякий кут один відносно одного. Зміни зовнішнього магнітного поля призводять до зміни кута повороту площини поляризації світла, що пройшло через плівку, за рахунок ефекту Фарадея і, як наслідок, до модуляції інтенсивності світла, що пройшло через аналізатор [78].

Проте у ближній ІЧ області спектру відомі електрооптичні кристали мають слабку прозорість. Крім того, загальними недоліками є висока напруга керування, необхідність застосування кристалів великих розмірів для отримання 100% глибини модуляції, обмеження, що накладаються на

расходимість і монохроматичність світлового променя, сильна залежність величини модуляційних ефектів від температури. Від цих недоліків вільні монокристали ітрієвих феритів-гранатів, в яких для модуляції використовуються магнітооптичні ефекти. Наприклад, ітрієвий ферит-гранат ($Y_3Fe_5O_{12}$) має коефіцієнт поглинання в області прозорості (1,1-5,5 мкм) близько $0,1 \text{ см}^{-1}$, що дозволяє використати їх у ближньому ІЧ діапазоні довжин хвиль [121].

Ферити зі структурою граната, що використовуються у метровому діапазоні, мають хімічну формулу $R_3Fe_5O_{12}$, де R – ітрій (Y) або рідкоземельний метал (Sm, Pr, Ce, La) з легуючими добавками. Ферити хімічного складу $Y_3Fe_5O_{12}$ відносять до залізо-ітрієвих гранатів. Використовуються також ферити $(Y, Al)_3Fe_5O_{12}$ і $(Y, Gd, Al, Mn)_3Fe_5O_{12}$. До полікристалічних феритів для пристроїв НВЧ відносяться ферити марок 90СЧ-Б, 10СЧ-20, 60СЧ-1. Такі ферити характеризуються значенням намагніченості насичення J_s , що досягає 1,3...3,5 кА/м. Відомі також монокристалічні ферит-гранати марок 140КГ-1 і 65КГ, де число перед буквою вказує на величину намагніченості насичення фериту в кА/м, помножену у 4 рази.

В приладах НВЧ сантиметрового діапазону використовуються ферити-шпінелі. До них відносяться Mg-Mn ферити складу $(Mg, Mn)O \times Fe_2O_3$, а також Li-Zn ферити складу $(Li, Zn)O \times Fe_2O_3$. Марки феритів 10СЧ1, 8СЧ7, значення намагніченості насичення 4...24 кА/м.

У міліметровому діапазоні НВЧ використовуються гексаферити зі структурою магнітоплюмбіта с хімічною формулою $MeFe_{12}O_{19}$, де Me – це Ba або Sr. Параметричний ряд гексаферитів включає 23 марки матеріалів (04СЧА8...03СЧА), що характеризуються значеннями намагніченості насичення від 8 до 18,3 кА/м. В табл. 1.1 Наведені фізичні властивості феритів.

Таблиця 1.1.

Фізичні властивості феритів [122]

Параметр	Марка фериту					
	6000НМ	4000НМ	3000НМ	2000НМ	1500НМ	1000НМ
Початкова магнітна проникливість, $\mu_{\text{поч}}$	6000	4000	3000	2000	1500	1000
Відносний температурний коефіцієнт початкової магнітної проникливості від 20 до 70 °С $10^{-6} \text{ град}^{-1}$	0,2 ... 1,5	0,5 ... 1,5	1,0 ... 2,0	Від -2 до +4,5	Від -1,1 до +7,0	Від -0,5 до +8,5
Гранична частота при $\text{tg}d$ 0,1 МГц	0,005	0,1	0,2	0,45	0,6	1
Гранична частота при $\text{tg}d$ 0,02, МГц	—	0,005	0,015	0,08	0,15	0,5
Магнітна індукція B при $H_M = 800 \text{ А/м}$, Тл	0,35	0,36	0,38	0,39	0,35	0,35
Максимальна магнітна проникливість $\mu_{\text{макс}}$	10000	7000	3500	3500	—	1800
Напруженість магнітного поля H при $\mu_{\text{макс}}$, А/м	12	16	20	20	—	40
Залишкова магнітна індукція B_r (не більше), Тл	0,11	0,13	0,15	0,14	—	0,11
Точка Кюрі (не нижче), °С	110	140	140	200	200	200

Завдяки низьким магнітним втратам, великому значенню намагніченості насичення і вузькою, декілька ерстед, лінії феромагнітного резонансного поглинання ферит-гранат нині застосовується у пристроях НВЧ [87,88]. Прозорі в оптичному діапазоні ферит-гранати, завдяки досить великого ефекту Фарадея [78,83,123-125] знайшли широке застосування в магнітооптиці. Так само викликає інтерес до фериту-граната у зв'язку із зворотним ефектом Фарадея і добротними спіновими хвилями, що збуджуються в структурах з цього матеріалу [125].

Деякі ферити-гранати характеризуються великою прозорістю у ближній інфрачервоній області спектру в інтервалі довжин хвиль 1300 – 5500 нм, при $\lambda > 5500$ нм має місце зростання оптичного поглинання, пов'язане з поглинанням фотонів кристалічною решіткою, а поглинанні при $\lambda < 1500$ нм пов'язане з краєм електронної смуги, центр якої доводиться приблизно на 900 нм. Коефіцієнт оптичного поглинання k в області прозорості менше $0,1 \text{ см}^{-1}$. Правіше 100 мкм аж до НВЧ діапазону ферити гранатів мають високу прозорість, що важливо для прикладних задач. Проте, магнітооптики інтерес представляє видима і ближня інфрачервона (ІЧ) частина спектру.

Аналіз робіт в області магнітооптичних явищ в феромагнетиках були розпочаті ще в 1956 року. Дослідженнями магнітооптичних властивостей та електронну структуру перехідних металів групи заліза, феромагнітного резонансу в феритах-гранатах, магнітооптичні параметри ортоферитів в інфрачервоній та видимій частині спектра займалися багато відомих вчених (Г.С.Крінчік, М.В.Четкій, Р.Д., О.М.Шалигін, Г.М.Нурмухамедов, В.Д.Тронько, С.А.Гущина, В.А.Артемєв, Г.К.Тютнева, J.F. Dillon., D.L.Wood, J.P.Remeika. та інші).

У 1957 J. F. Dillon виявив, що феримагнітні кристали прозорі не тільки для радіохвиль, але і в оптичному діапазоні [126]. Виявлено гігантське обертання площини поляризації в порівнянні з парамагнетиками і

діамагнетиками [126]. Отримано прозорі кристали з $\gamma = 0,03 \text{ см}^{-1}$ ітрій-галієвих ферит гранатах [127].

Відомо, що магнітне поле, спрямоване вздовж осі, збільшує розміри доменів, намагнічених відносно поля, і зменшує намагніченість в протилежному напрямку. Змінним магнітним полем можна модулювати світло. Коефіцієнт модуляції такого магнітооптичного модулятора не залежить від частоти, що вигідно відрізняє його від електрооптичних, де в областях резонансу частотні характеристики дуже нерівномірні.

Слід зазначити, що відкриття прозорих ферромагнетиків має першорядне значення для техніки і, безсумнівно, призведе до появи абсолютно нової апаратури різноманітного застосування. Мабуть, незабаром будуть знайдені ортоферрити з ще більш високими оптичними характеристиками. Завдання найближчого майбутнього – прискорення технічних розробок різних пристроїв і перехід від випробування лабораторних установок з ортоферритовими елементами до промислового виробництва. У той же час необхідно продовжувати систематичні експериментальні та теоретичні дослідження з метою створення науково обґрунтованої методики отримання прозорих ферромагнетиків із заданими фізичними властивостями [64-67].

Для якісного перетворення сигналів, необхідно шукати нові способи, засновані на інших методах, як нелінійного елемента яких використовується ферромагнітному кристалі, прозорого в оптичному діапазоні. Основним завданням є створення, експериментальної лабораторної установки для дослідження середовища та перетворення радіосигналу базуючись на вихідних нелінійних характеристиках, а також дати достовірну відповідь, – в якій технічній реалізації вони зможуть замінити вузли в РТС.

Висновки до розділу

Аналіз існуючих методів перетворення сигналів, що використовуються у вузлах радіотехнічних систем та огляд сучасної елементної бази, здатної вирішувати поставлені задачі, потребує пошуку нових технічних рішень.

Значне ускладнення об'єкту дослідження, якому в загальному випадку відповідає нелінійно-інерційне електричне коло, привело до того, що до теперішнього часу питання аналізу і синтезу електронних кіл на сучасному рівні з урахуванням нелінійних критеріїв опинилися недостатньо розробленими.

Відсутність зручних універсальних процедур аналізу нелінійних кіл, що застосовуються для відтворення нелінійних характеристик приводить до необхідності використання різних методів дослідження похибок при функціонуванні пристроїв, що утрудняє їх зіставність, можливість широкого впровадження в практиці та у ряді випадків не забезпечує достатньої точності.

В результаті проведеного аналізу методів перетворення сигналів, було визначено, що всі вищезгадані методи мають ті чи інші недоліки, що обмежують їх використання не дають при цьому можливості ефективно здійснювати операції перетворення амплітудних, частотних та фазових характеристик сигналу.

Для отримання нелінійної характеристики НЕ можливо реалізувати на іншому фізичному явищі, не пов'язаному з електропровідністю, наприклад, оснований на магнітооптичному ефекті Фарадея, що пропонується автором у дисертаційній роботі.

РОЗДІЛ 2. ТЕОРЕТИКО-АНАЛІТИЧНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ПЕРЕТВОРЕННЯ СПЕКТРУ СИГНАЛУ В МАГНІТООПТИЧНОМУ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ

Створення широкого ряду радіотехнічних пристроїв, тісно пов'язане з дослідженнями методів спектрального аналізу сигналів і систем їх обробки, започатковане ще на початку XIX століття французьким математиком Жаном Батістом Жозефом Фур'є. Представлення функцій, які описують складний коливальний процес, у виді сукупності окремих гармонічних складових зі своїми амплітудами і фазами, створили теорію узагальнених функцій (розподілів), що сформувалася ще в 60-х роках XX століття. Визначені теорією сингулярні функції, згодом використовувалися в радіотехніці, електротехніці, теорії зв'язку .

У лінійних системах, перетворення оптичних сигналів, створених джерелом випромінювання загальному випадку, можуть бути стохастичними у зв'язку з процесами формування оптичного поля, а також наявністю шумів і перешкод в трактах систем зв'язку і приймально-передавальних пристроях.

Математичний апарат аналізу сигналів дуже великий, і широко застосовується на практиці у всіх без виключення галузях науки і техніки.

У найбільш загальному сенсі методи спектрального аналізу і системи обробки можна розуміти як операцію виділення сигналу і його перетворення у форму, зручну для подальшого використання. Так, при отриманні інформації про фізичних властивостях яких-небудь об'єктів, під реєстрацією сигналу розуміють процес вимірювання фізичних властивостей об'єкту і перенесення результатів вимірювання на матеріальний носій сигналу або безпосереднє енергетичне перетворення яких-небудь властивостей об'єкту в інформаційні параметри матеріального носія сигналу (як правило – електричного).

Низькочастотний діапазон електромагнітних хвиль дозволяє підтримувати зв'язок між об'єктами, що знаходяться в особливих умовах (велика відстань, в тунелях, горах і так далі). Проте, реально використати його не представляється можливим із-за громіздкості існуючої елементної бази [19,20,27,37]. Оптиелектронні способи перетворення спектру радіосигналу відкривають нові можливості в створенні мініатюрних пристроїв і розробки методів управління його параметрами [81-83]. У [84] описаний перший експериментальний макет оптиелектронного помножувача частоти з використанням фарадеевского модулятора світлового потоку, а в [85] приведено детальне пояснення його роботи.

2.1. Математична модель магнітооптичного перетворювача спектра

Якщо між поляризатором і аналізатором розташувати магнітооптичний матеріал, поміщений в змінне магнітне поле підмагнічу котушки (комірка Фарадея), то це призведе до зміни кута обертання площини поляризації світла в магнітному матеріалі, а інтенсивність світлового потоку на виході оптичної системи змінюється за законом Малюса [77-80, 86, 88] (рис. 2.1):

$$I(t) = I_0 \cos^2 \Theta(t) \quad (2.1)$$

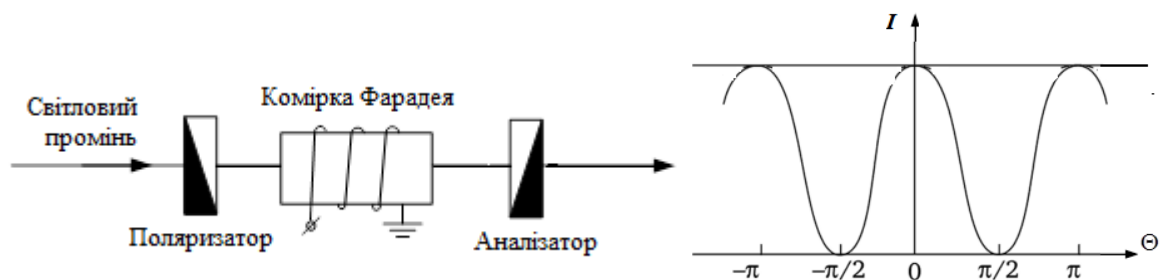


Рис. 2.1. Інтенсивність світлового потоку на виході оптичної системи

Якщо розкласти в ряд Фур'є (2.1), то інтенсивність світлового потоку прийме вигляд:

$$I(t) = I_0 \cos^2(\varphi_0 + \Theta_0 \sin \omega_0 t) = \frac{I_0}{2} \left[1 + \cos 2\varphi_0 J_0(2\Theta_0) + \right. \\ \left. + 2 \cos 2\varphi_0 \sum_{j=1}^{\infty} J_{2j}(2\Theta_0) \cos 2j\omega_0 t - 2 \sin 2\varphi_0 \sum_{j=1}^{\infty} J_{2j-1}(2\Theta_0) \sin(2j-1)\omega_0 t \right] \quad (2.2)$$

де I_0 – початкова інтенсивність світлового потоку падаючого на фотоприймач (при $\varphi_0 = \Theta_0 = 0$); φ_0 – кут між площиною найбільшого пропускання світла поляризатора і аналізатора; $\Theta = \Theta_0 \sin \omega_0 t$ – миттєве значення фарадеєвського кута обертання площини поляризації світла магнітооптичним модулятором; ω_0 – частота модуляції; Θ_0 – максимальна амплітуда розгойдування кута повороту площини поляризації світла; J_{nj}, J_{2j-1} – функції Бесселя парного і непарного порядків; J – поточний індекс, що змінюється в межах від 0 до ∞ .

2.2. Перетворення спектра частотного модульованого сигналу

Для визначення миттєвого значення амплітуди вхідного сигналу в залежності від часу t , промодульованого за фазою (частотою) у загальному випадку має вигляд:

$$u_{\text{вх}}(t) = u_{0\text{вх}} \sin \varphi(t), \quad (2.3)$$

де $u_{0\text{вх}}$ – початкова амплітуда; $\varphi(t)$ – фаза сигналу.

Фазу сигналу $\varphi(t)$ можна представити у вигляді суми двох складових:

$$\varphi(t) = \varphi'(t) + \varphi''(t), \quad (2.4)$$

де φ' – що змінюється за лінійним законом; φ'' – що змінюється довільно з часом.

Складова фази $\varphi'(t)$ дорівнює:

$$\varphi(t)' = \Omega_0 t, \quad (2.5)$$

де Ω_0 постійна кругова частота.

Друга складова фази $\varphi(t)''$ дорівнює:

$$\varphi'' = \beta \int_0^t \sigma(t) dt, \quad (2.6)$$

де β – найбільше відхилення фази, що становить $\varphi(t)''$; $\sigma(t)$ – безрозмірна величина, найбільше значення якої за модулем дорівнює одиниці.

Отже, для визначення миттєвого значення амплітуди вхідного сигналу вираз (2.3) в залежності від часу t запишемо в наступному вигляді:

$$u(t) = u_{0\text{вх}} \sin \left[\Omega_0 t + \beta \int_0^t \sigma(t) dt \right]. \quad (2.7)$$

Миттєва частота сигналу матиме складову з постійної частоти (Ω_0) та компонента частоти ($\beta\sigma(t)$) складової, що змінюється з часом (2.8)

$$\Omega(t) = \frac{d\varphi}{dt} = \Omega_0 + \beta\sigma(t). \quad (2.8)$$

Задамося гармонічним законом функції $\sigma(t) = \cos\omega t$, де ω – кругова частота зміни $\sigma(t)$.

Слід відзначити, що кругова частота ω – відрізняється від частоти Ω сигналу, що змінюється з часом ($\Omega = \Omega_0 + \omega$).

Тоді фаза промодульованого сигналу визначається:

$$\varphi(t) = \Omega_0 t + \xi \sin \omega t, \quad (2.9)$$

де $\xi = \beta / \omega$ – індекс модуляції.

Кут повороту площини поляризації Θ прямо пропорційний вхідній напрузі що подається на МОП [84]:

$$\Theta(t) = k_1 u_{\text{вх}}(t) + \varphi_0, \quad (2.10)$$

де k_1 – константа;

φ_0 – початковий кут повороту між площиною найбільшого пропускання поляризатора і аналізатора.

Кут повороту площини поляризації світла прямо пропорційний вхідній напрузі для парамагнітних кристалів. Для феритів спостерігатиметься нелінійність і гістерезис [87].

Вихідна напруга перетворювача спектру прямо пропорційна інтенсивності світла, падаючого на фотоприймач:

$$u_{\text{вих}}(t) = k_2 I, \quad (2.11)$$

де k_2 – константа.

Підставивши в рівняння (2.11) значення рівнянь (2.3) і (2.10), отримаємо

$$u_{\text{вих}}(t) = k_2 I_0 \cos^2(k_1 u_{\text{вх}} + \varphi_0). \quad (2.12)$$

Позначимо, $k_2 I_0 = u_0$, $k_1 u_{0\text{вх}} = \Theta_0$ і з урахуванням (2.3) і (2.9) отримаємо

$$u_{\text{вих}}(t) = u_0 \cos^2[\varphi_0 + \Theta_0 \sin(\Omega_0 t + \xi \sin \omega t)]. \quad (2.13)$$

Якщо на вхід магнітооптичного перетворювача спектру подати сигнал (2.7), то спектр вихідного сигналу (2.13) при розкладанні за функціями Бесселя матиме вигляд (2.14):

$$\begin{aligned}
 u_{\text{вих}} = \frac{u_0}{2} & \left[1 + \cos(2\varphi_0) \cdot \left\{ J_0(2\Theta_0) + 2 \sum_{p=1}^{\infty} J_{2p}(2\Theta_0) \times \left(\cos(2p\Omega_0 t) \cdot \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(2p\xi) \times \right. \right. \right. \\
 & \times \left. \left. \cos(2n\omega t) \right) - 2 \sin(2p\Omega_0 t) \cdot \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(2p\xi) \cdot \sin((2n-1)\omega t) \right\} - \sin(2\varphi_0) \times \\
 & \times \left\{ 2 \sum_{p=1}^{\infty} J_{2p-1}(2\Theta_0) \left(\sin((2p-1)\Omega_0 t) \cdot J_0((2p-1)\xi) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}((2p-1)\xi) \times \right. \right. \\
 & \times \left. \left. \cos((2n)\omega t) \right) + 2 \cos((2p-1)\Omega_0 t) \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}((2p-1)\xi) \cdot \sin((2n-1)\omega t) \right\} \left. \right]. \quad (2.14)
 \end{aligned}$$

Скористаємося такою властивістю функції Бесселя де $k = 1, 2, 3 \dots$

Якщо k – парне число, наприклад, $k = 2p$ ($p = 1, 2, 3, \dots$), то

$$J_{-p}(z) = J_{2p}(z). \quad (2.15)$$

Якщо k – непарне число, $k = 2p - 1$ ($p = 1, 2, 3, \dots$), то

$$J_{-(2p-1)}(z) = -J_{2p-1}(z). \quad (2.16)$$

Таким чином, запишемо вираз (2.14) в компактнішому вигляді з урахуванням виразів (2.15, 2.16)

$$\begin{aligned}
 u_{\text{вих}} = \frac{u_0}{2} & \left[1 + \cos(2\varphi_0) \left\{ J_0(2\Theta_0) + 2 \sum_{p=1}^{\infty} J_{2p}(2\Theta_0) \sum_{n=1}^{\infty} J_n(2p\xi) \cos((2p\Omega_0 + \right. \right. \\
 & \left. \left. + n\omega)t) \right\} \sin(2\varphi_0) \left\{ 2 \sum_{p=1}^{\infty} J_{2p-1}(2\Theta_0) \sum_{n=1}^{\infty} J_n((2p-1)\xi) \times \sin(((2p-1)\Omega_0 + n\omega)t) \right\} \right] \quad (2.17)
 \end{aligned}$$

З (2.17) видно, що при $\cos(2\varphi_0)$ присутній постійний член $J_0(2\Theta_0)$ незалежний від часу, і парні гармоніки відносно Ω_0 , а при $\sin(2\varphi_0)$ – непарні гармоніки відносно Ω_0 .

Таким чином, вимірюючи кут між площиною найбільшого пропускання φ_0 поляризатора і аналізатора, можна змінювати амплітуди парних і непарних гармонік в будь-якому співвідношенні.

Якщо початковий кут повороту між площиною найбільшого пропускання поляризатора і аналізатора $\varphi_0 = \frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}, \frac{5\pi}{4}, \dots$, то амплітуда парних гармонік дорівнює нулю, а непарних – максимальна. При $\varphi_0 = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \dots$, амплітуда парних гармонік буде максимальною, а непарних – дорівнювати нулю.

При довільному φ_0 будуть присутні як парні, так і непарні гармоніки кратні Ω_0 , поблизу яких відповідно утворюється спектр частот $2p\Omega_0 + n\omega$ і $((2p-1)\Omega_0 + n\omega)$ де p і n проходять крізь значення:

$$p = 1, 2, 3 \dots \infty; \quad n = -\infty, -2, -1, 0, 1, 2 \dots +\infty.$$

Розглянемо випадок, коли несуча частота $\Omega_0 \gg \omega$, тоді вид спектру матиме вигляд, представлений на рис. 2.2.

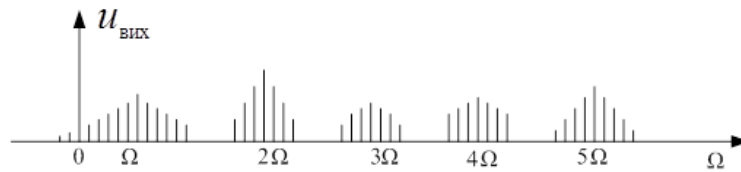


Рис. 2.2. Спектральна структура вихідного сигналу на виході МОП

При кожній спектральній складовій $k\Omega_0$ буде присутній цілий спектр частот $k\Omega_0 \pm n\omega$, де $k = 1, 2, 3, 4, 5 \dots$

Слід відзначити, що при визначених k і n величина $k\Omega_0 \pm n\omega$ може бути як завжди малою і досягати низьких і інфранизьких частот, а також від'ємною коли $(k\Omega_0 - n\omega < 0)$.

Зупинимося на понятті частоти уважніше. Якщо фаза сигналу змінюється в часі лінійно $\varphi(t) = k\Omega_0 t$, то частота визначається завжди як похідна фази в часі $\Omega_0 = \frac{d\varphi}{dt}$, а якщо фаза сигналу змінюється складнішим чином $\varphi(t) = k\Omega_0 t + \varphi''(t)$, то миттєва частота дорівнює $\Omega = k\Omega_0 + \frac{d\varphi''}{dt}$.

Похідна $\frac{d\varphi''}{dt}$ може бути як від'ємною, так і позитивною. Функція $\varphi''(t)$ може сприяти як збільшенню фази сигналу $\varphi(t)$ тоді $\frac{d\varphi''}{dt} > 0$.

Позначимо $\frac{d\varphi''}{dt} = n\omega$, тоді результуюча частота $\Omega = k\Omega_0 \pm n\omega$.

Якщо $\omega > \Omega_0$, то $\Omega < 0$ і ніякої суперечності з загальними поняттями частоти не немає.

Для аналізу зміни спектру вхідного сигналу, представимо вхідний сигнал $u(t) = u_{0\text{вх}} \sin\left[\Omega_0 t + \beta \int_0^t \sigma(t) dt\right]$ розкладений в ряд Фур'є [86]:

$$u(t) = u_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\xi) \sin(\Omega_0 + n\omega)t. \quad (2.18)$$

З (2.18) видно, що спектр амплітуд – це дискретний спектр, частоти якого дорівнюють:

$$\dots, \Omega_0 - n\omega, \dots, \Omega_0 - 2\omega, \Omega_0 - \omega, \Omega_0, \Omega_0 + \omega, \Omega_0 + 2\omega, \dots, \Omega_0 + n\omega, \dots,$$

а амплітуди пропорційні:

$$\dots J_{-n}(\xi), \dots J_{-2}(\xi), J_{-1}(\xi), J_0(\xi), J_1(\xi), J_2(\xi), \dots, J_n(\xi), \dots$$

При синусоїдальній модуляції спектр амплітуд коливань, симетричний і теоретично не обмежений. Його можна вважати обмеженим, оскільки Бесселеві функції із збільшенням n стають зневажливо малими (рис. 2.3). Це можливо, коли індекс Бесселевої функції n , стає значно більше аргументу $\xi (|n| \gg \xi)$.

Можна оцінити практичну ширину спектру вхідного сигналу за таблицями функцій Бесселя при заданому ξ і значенні $J_n(\xi)$, яким задаємося (наприклад, $J_n(\xi) = 0,1$ або $J_n(\xi) = 0,01$, меншими значеннями нехтуємо). Визначивши n при заданому значенні $J_n(\xi)$ ширина спектру в радіанах дорівнює $2n\omega$, а в герцах – $2nf$ ($\omega = 2\pi f$).

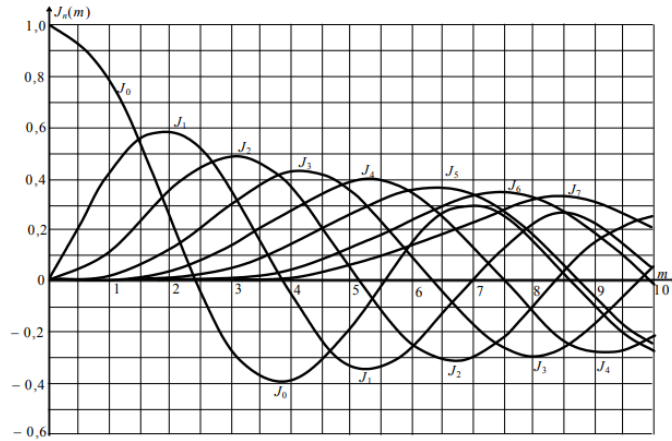


Рис. 2.3. Функції Бесселя $J_0 - J_7$ порядків

Також слід зазначити, що при збільшенні індексу модуляції змінюється спектр сигналу, промодульований по частоті.

На рис. 2.4 представлений спектр сигналу виразу (2.13) в залежності від індексу модуляції ξ [86].

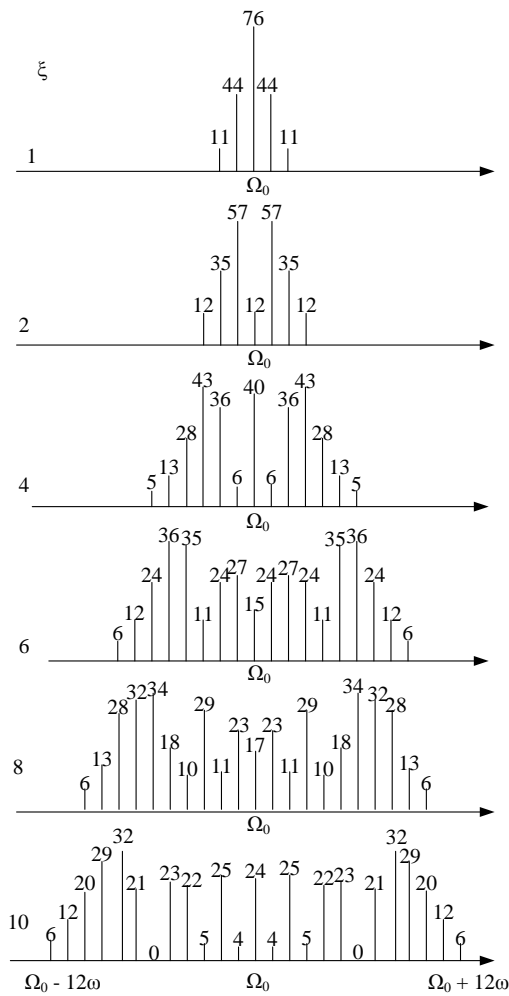


Рис. 2.4. Спектр вихідного сигналу (2.13)

Зліва позначені індекси модуляції $\xi = 1, 2, 4, 6, 8, 10$. Цифри над спектральними складовими визначають відносне значення амплітуди, а відстань між спектральними складовими – ω .

З рис. 2.4 видно, що для деяких значень індексів модуляції ($\xi = 7$) може мати місце зникнення спектральної складової з несучою частотою, тобто тоді, коли $J_0(\xi) = 0$. Зокрема, несуча частота зникає при $\xi = 2,405; 5,52; 8,654; 11,792; 18,071$. Лінії $\Omega_0 \pm n\omega$ зникають, якщо ξ є коренем рівняння $J_0(\xi) = 0$.

Амплітуди спектральних складових вирівнюються, що є важливим для забезпечення багатоканальних систем зв'язку. Слід відмітити, що при перетворенні вхідного сигналу за допомогою МОП спектр вихідного сигналу розділяється на складові $k\Omega_0$, де відносно кожної з них утворюється спектр $k\Omega_0 \pm n\omega$. Якщо спектр вхідного сигналу $u(t) = u_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\xi) \sin(\Omega_0 + n\omega)t$, то спектр вихідного сигналу визначається виразом (2.17) і амплітуда спектральної складової дорівнює добутку функцій Бесселя $J_{2p}(2\Theta_0) \cdot J_n(2p\xi)$ для спектральної частоти, що становить:

$$2p\Omega_0 + n\omega, (2p-1)\Omega_0 + n\omega \text{ і } J_{2p-1}(2\Theta_0) \cdot J_n((2p-1)\xi),$$

де $n (-\infty \dots -2, -1, 0, 1, 2, \dots +\infty)$.

Це надає можливі передумови на створення не один канал зв'язку з однією несучою Ω_0 , а p каналів зв'язку з несучими $\Omega_0, 2\Omega_0, 3\Omega_0 \dots p\Omega_0$.

Отримані результати перетворення та обробки сигналу мають принципово нові властивості у порівнянні з відомими пристроями, виконаних на елементній базі [1-3,7,9,19, 39, 40].

2.3. Перетворення спектра амплітудно-модульованого сигналу

Розглянемо, яким чином МОП змінює спектр амплітудно-модульованого сигналу:

$$u_{\text{ex}} = u_0 (1 + m \sin \omega t) \sin \Omega_0 t, \quad (2.19)$$

де m – амплітудний коефіцієнт модуляції;

ω – частота модуляції амплітуди сигналу;

Ω_0 – несуча кругова частота.

Підставимо (2.18) у вираз (2.11) і отримаємо значення вихідного сигналу з амплітудною модуляцією вхідного сигналу:

$$\begin{aligned} u_{\text{вих}} &= u \cos^2[\varphi_0 + \Theta_0(1 + m \sin \omega t) \sin \Omega_0 t] = \\ &= u_0 \langle 1 + \cos[2\varphi_0 + 2\Theta_0 \sin \Omega_0 t + \Theta_0 m \cos(\Omega_0 - \omega)t - \Theta_0 m \cos(\Omega_0 + \omega)t] \rangle. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Фаза вихідного сигналу промодульована в часі трьома спектральними складовими з частотами Ω_0 і $\Omega_0 + \omega$.

Якщо порівнювати вирази (2.20) і (2.13) то слід відмітити, що спектр фази вихідної напруги в першому випадку значно відрізняється.

Зробимо перетворення часової складової фази з виразу (2.13), тоді

$$\begin{aligned} \varphi'' &= \Theta_0 \sin(\Omega_0 t + \xi \sin \omega t) = \sin \Omega_0 t \left[J_0(\xi) + 2 \sum_{p=1}^{\infty} J_{2p}(\xi) \cos^2 p \omega t \right] + \\ &+ \cos \Omega_0 t \left[2 \sum_{p=1}^{\infty} J_{2p-1}(\xi) \sin(2p-1) \omega t \right]. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Спектр частотно-модульованого сигналу значно відрізняється від спектра сигналу з амплітудною модуляцією (Ω_0 і $\Omega_0 \pm n\omega$).

Для подальшого перетворення виразу (2.20) введемо наступні значення:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= 2\Theta_0 \sin \Omega_0 t, \\ \varphi_2 &= \Theta_0 m \cos(\Omega_0 - \omega)t, \\ \varphi_3 &= -\Theta_0 m \cos(\Omega_0 + \omega)t. \end{aligned} \quad (2.22)$$

З урахуванням (2.22) вираз прийме такий вигляд:

$$\begin{aligned} u_{\text{вих}} &= \frac{u_0}{2} \langle 1 + \cos 2\varphi_0 \{ \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 \cos \varphi_3 - \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 \cos \varphi_3 + \\ &+ \sin \varphi_1 \cos \varphi_2 \sin \varphi_3 + \cos \varphi_1 \sin \varphi_2 \sin \varphi_3 \} - \sin 2\varphi_0 \{ \sin \varphi_1 \cos \varphi_2 \cos \varphi_3 + \\ &+ \cos \varphi_1 \sin \varphi_2 \cos \varphi_3 - \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 \sin \varphi_3 + \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 \sin \varphi_3 \} \rangle. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Визначимо першу складову виразу (2.23):

$$\begin{aligned}
\cos\varphi_1 \cos\varphi_2 \cos\varphi_3 = & J_0(2\Theta_0)J_0^2(\Theta_0 m) + J_0^2(\Theta_0 m)2\sum_{p=1}^{\infty} J_{2p}(2\Theta_0) \cos 2p\Omega_0 t + \\
& + J_0(2\Theta_0)J_0(\Theta_0 m)2\sum_{p'=1}^{\infty} (-1)^{p'} J_{2p'}(\Theta_0 m) \cos 2p'(\Omega_0 - \omega)t + \\
& + 4J_0(\Theta_0 m)\sum_{p'=1}^{\infty} J_{2p'}(2\Theta_0) \cos 2p'\Omega_0 t \sum_{p''=1}^{\infty} (-1)^{p''} J_{2p''}(\Theta_0 m) \cos 2p''(\Omega_0 - \omega)t + \quad (2.24) \\
& + J_0(2\Theta_0)J(\Theta_0 m)2\sum_{p''=1}^{\infty} (-1)^{p''} J_{2p''}(\Theta_0 m) \cos 2p''(\Omega_0 + \omega)t + \\
& + J_0(\Theta_0 m)4\sum_{p''=1}^{\infty} J_{2p''}(2\Theta_0) \cos 2p''\Omega_0 t (-1)^{p''} J_{2p''}(\Theta_0 m) \cos 2p''(\Omega_0 + \omega)t.
\end{aligned}$$

Отже, маємо спектральні складові, частоти яких дорівнюють:

$$2p\Omega_0, 2p'(\Omega_0 - \omega), [2p\Omega_0 \pm 2p'(\Omega_0 - \omega)], 2p''(\Omega_0 + \omega) \text{ та } 2p\Omega_0 \pm 2p''(\Omega_0 + \omega).$$

Якщо проаналізувати всі вісім складових виразу (2.23) то узагальнене значення випадкової компоненти спектра u_{Ω} матиме вигляд:

$$u_{\Omega} = u_0 (-1)^p (-1)^{p'} (-1)^{p''} J_p(\Theta_0) J_{p'}(m\Theta_0) J_{p''}(m\Theta_0) e^{p\Omega_0 \pm p'(\Omega_0 + \omega)t}, \quad (2.25)$$

де p, p' и p'' – значення, що з'являються незалежно один від іншого $(0, 1, 2, \dots, \infty)$.

Таким чином, частота Ω спектральної складової дорівнює:

$$\Omega = p\Omega_0 \pm p'(\Omega_0 - \omega) \pm p''(\Omega_0 + \omega). \quad (2.26)$$

2.4. Дослідження перетворення спектра вихідного сигналу в залежності від форм вхідного сигналу

Розглянемо модуляцію за пилкоподібною формою лінійної залежності Θ від часу t :

$$\Theta = \Theta_0 \frac{t}{T_0}, \quad 0 \leq t \leq T_0 \quad (2.27)$$

де T_0 – період пилкоподібного вхідного сигналу;

Θ_0 – максимальна амплітуда кута повороту площини поляризації.

Максимальна амплітуда кута повороту площини поляризації Θ_0 для n -ої гармоніки визначається виразом:

$$\Theta_0 = n\pi, \quad (2.28)$$

де $n = 1, 2, 3, \dots$

Тоді відповідно до закону Малюса вираз прийме вид:

$$I = I_0 \cos^2\left(\Theta_0 \frac{t}{T_0}\right) = \frac{I_0}{2} \left[1 + \cos\left(\frac{2n\pi}{T_0} t\right) \right], \quad (2.29)$$

де $(i - 1)T_0 \leq t \leq iT_0, i = 1, 2, 3, \dots$

З (2.29) видно, що кругова частота модуляції інтенсивності світла дорівнює:

$$\omega t = \frac{2n\pi}{T_0} t \Rightarrow \omega = \frac{2n\pi}{T_0}. \quad (2.30)$$

Тоді з (2.30) слідує:

$$\frac{T_0}{T} = \frac{f}{f_0} = n. \quad (2.31)$$

Отже, частота вихідного сигналу помножується в n разів.

На рис. 2.4 представлені графіки залежності інтенсивності світла від кута Θ , що змінюється за пилкоподібною формою в часі (при $n = 4$)

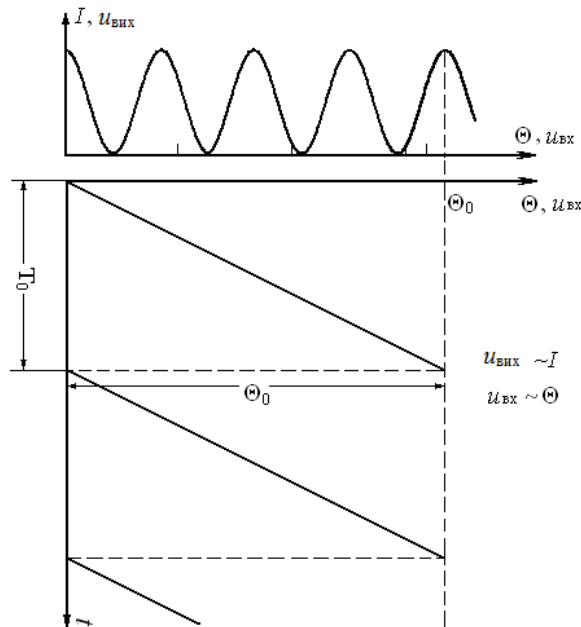


Рис. 2.4. Залежність інтенсивності світла від кута Θ , що змінюється за пилкоподібною формою в часі (при $n = 4$)

Проаналізуємо модуляцію кута повороту площини поляризації світла Θ за трикутноподібною формою в часі (рис. 2.5).

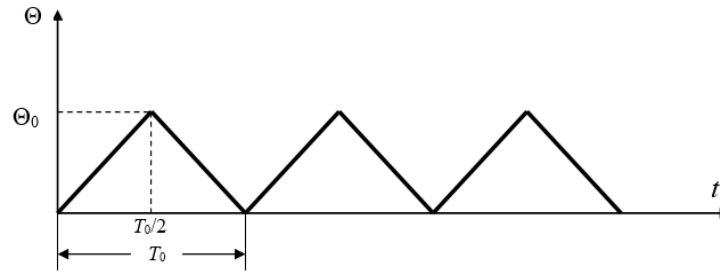


Рис. 2.5. Модуляція кута повороту площини поляризації світла Θ за трикутноподібною формою в часі

При такій модуляції максимальна амплітуда кута повороту площини поляризації світла Θ_0 визначається виразом:

$$\Theta_0 = n \frac{\pi}{2}, \text{ де } n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.32)$$

Якщо провести аналогічні математичні операції над (2.27, 2.30, 2.31), для випадку модуляції фази за трикутноподібною формою, отримаємо:

$$\begin{aligned} \Theta &= \Theta_0 \frac{t}{T_0} = n \frac{\pi}{2} \cdot \frac{t}{T_0}, & \frac{T_0}{T} &= \frac{\omega}{\omega_0} = 2n \\ \omega t &= 2n \frac{\pi}{2} \cdot \frac{t}{T_0}, \quad \omega = \frac{n\pi}{T_0} \end{aligned} \quad (2.33)$$

Слід відзначити, що при модуляції сигналу за трикутноподібною формою імпульсів, максимальні кути повороту площини поляризації Θ_0 кратні $\pi/2$.

Для сигналу промодульованого за пилкоподібною формою імпульсів якщо Θ_0 не кратне π , спостерігаються розриви вихідного сигналу при різних кутах площини поляризації, які представлені на (рис. 2.4) і якщо Θ_0 не кратне $\pi/2$ для сигналу промодульованого за трикутноподібною формою імпульсів (рис. 2.5).

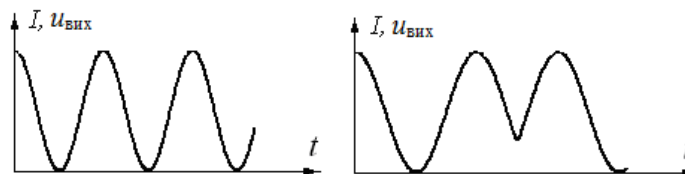


Рис. 2.4. Вид залежності вихідного сигналу промодульованого за пилкоподібною формою імпульсів

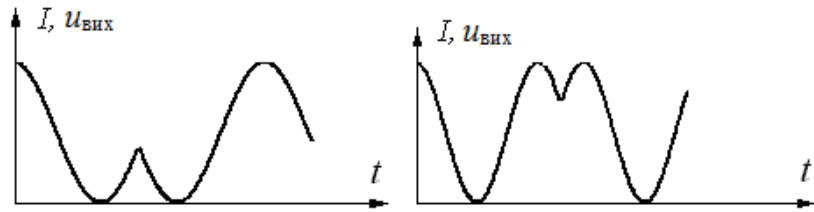


Рис. 2.5. Вид залежності вихідного сигналу промодульованого за трикутноподібною формою імпульсів

Розглянемо тепер модуляцію кута Θ за синусоїдальним законом:

$$\Theta(t) = \Theta_0 \sin \omega_0 t. \quad (2.34)$$

Для цього проаналізуємо моменти часу t_i , коли інтенсивність світлового потоку дорівнює нулю (або максимуму), а також найближчі моменти часу t_{i-1} коли інтенсивність світла дорівнює відповідно максимуму або нулю (рис. 2.6).

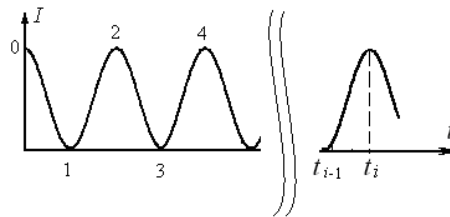


Рис. 2.6. Інтенсивність світлового потоку на виході при модуляції кута площини поляризації за синусоїдальним законом

В моменти часу:

$$t_i \rightarrow \Theta_i = i \frac{\pi}{2} \rightarrow \Theta_0 \sin \omega_0 t_i = i \frac{\pi}{2}$$

$$t_{i-1} \rightarrow \Theta_{i-1} = (i-1) \frac{\pi}{2} \rightarrow \Theta_0 \sin \omega_0 t_{i-1} = (i-1) \frac{\pi}{2}$$

де $i = 2, 4, 6, \dots$ парні числа.

При умові коли $\Theta = n \frac{\pi}{2}$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), спотворення інтенсивності світла в часі не буде. В протилежному випадку будуть спостерігатися спотворення інтенсивності світлового потоку представлені на рис. 2.7 (а и б), котрі відрізняються більш плавною зміною інтенсивності по відношенню до пилкоподібної (трикутноподібної) форми модуляції кута повороту площини поляризації Θ .

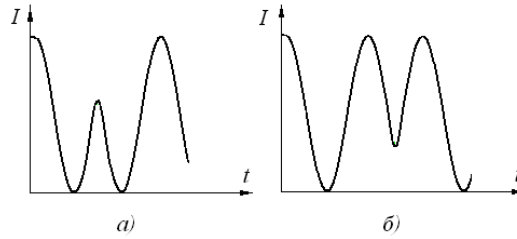


Рис. 2.7. Вид спотворення інтенсивності світлового потоку при $\Theta \neq n\frac{\pi}{2}$

Виходячи з наведеного вище теоретичного дослідження:

$$\Theta_i - \Theta_{i-1} = \frac{\pi}{2}, \quad t_i - t_{i-1} = \frac{T_i}{2}. \quad (2.35)$$

Перетворивши вираз (2.35) за умови $\sin \omega_0 t_i - \sin \omega_0 t_{i-1} = 1/n$, $\omega = 2\pi f$:

$$\frac{T_i}{T_0} = \frac{f_0}{f} = \frac{\omega_0}{\omega} = \frac{1}{\pi} \arcsin \left(\frac{i}{n} \sqrt{1 - \left(\frac{i-1}{n}\right)^2} - \frac{i-1}{n} \sqrt{1 - \left(\frac{i}{n}\right)^2} \right). \quad (2.36)$$

Проаналізуємо вираз (2.36). Коли $n = 1$, $\frac{T_1}{T_0} = \frac{1}{2}$, то частота вихідного

сигналу ω подвоюється ($2\omega_0 = \omega$), Це пов'язано з тим, що закон Малюса – квадратична функція. Коли $n = 2$; ($i = 1, 2$).

$\frac{T_1}{T_0} = \frac{1}{6}$; $\frac{T_2}{T_0} = \frac{1}{3}$, де $T_2 = 2T_1$ – усереднений період в два рази збільшується (або

час між максимумом і мінімумом інтенсивності світла).

Пояснення цьому можна зрозуміти виходячи з рис. 2.8.

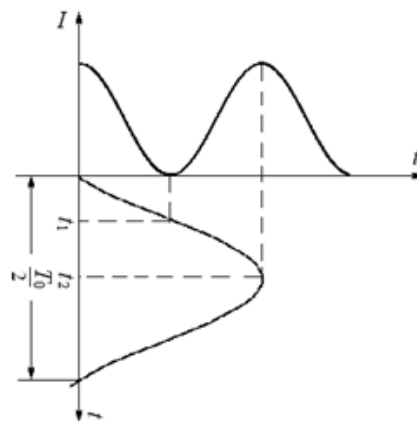


Рис. 2.8. Подвоєння частоти на виході магнітооптичного перетворювача:

$$t_1 = \frac{T_1}{2}; \quad t_1 = \frac{T_0}{12}; \quad T_1 = \frac{T_0}{6}. \quad t_2 - t_1 = \frac{T_2}{2}; \quad t_2 = \frac{T_0}{4}; \quad T_2 = \frac{T_0}{3}.$$

Час $t_1 < t_2 - t_1$ ($T_1 < T_2$), це пов'язано з тим, що збільшення кута Θ до $\pi/2$ на першій частині синусоїди менше, ніж на другій частині, так як крутизна синусоїди на початку більше, ніж при максимумі.

Коли $i = n$ з виразу (2.35) слідує:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{T_n}{T_0} = \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{\sqrt{2n-1}}{n} \\ \frac{T_1}{T_0} = \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{1}{n} \end{array} \right. \rightarrow \frac{T_1}{T_n} = \frac{\arcsin \frac{1}{n}}{\arcsin \frac{\sqrt{2n-1}}{n}}, \text{ при } n \rightarrow \infty, \frac{T_1}{T_0} \approx \frac{1}{\sqrt{2n}} \quad (2.37)$$

Зі збільшенням n період T_n збільшується відносно T_1 , це також пов'язано з тим, що крутизна в точці де $\sin\Theta(t) = 0$ зростає і завжди більше по відношенню з точками (області) де вона досягає максимуму. Причому діапазон девіації частоти залежить від n ($\Theta_0 = n \frac{\pi}{2}$). Він керований і при більших n , змінюється в межах менше 1.

$$\frac{\omega_1 - \omega_n}{\omega_0} = 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \approx 1, \quad (2.38)$$

а відношення $\frac{\omega_1 - \omega_n}{\omega_0} = \pi \left(n - \frac{\sqrt{n}}{2} \right)$ – девіація частоти відносно частоти керуючого сигналу збільшується в πn раз.

Визначимо миттєву зміну періоду (частоти) в кожний момент часу t .

Якщо фаза сигналу змінюється за законом $\varphi(t) = 2\Theta(t) = 2\Theta_0 \sin \omega_0 t$, тоді його частота на виході МОП дорівнює:

$$\omega = \frac{d\varphi(t)}{dt} = 2\Theta_0 \omega_0 |\cos \omega_0 t| = \pi \cdot n \cdot \omega_0 |\cos \omega_0 t| \quad (2.39)$$

$$\frac{T}{T_0} = \frac{1}{2 \cdot \Theta_0 |\cos \omega_0 t|} = \frac{1}{\pi \cdot n \cdot |\cos \omega_0 t|} \quad (2.40)$$

Так як частота і період позитивні, косинус беремо по модулю.

Спочатку побудуємо та проаналізуємо графіки залежності $T_i / T_0 = T_n(i)$ для різних n , використовуючи вираз (2.41):

$$T_n(i) = \frac{1}{\pi} + \arcsin \left[\frac{i}{n} \cdot \left(\sqrt{\frac{i-1}{n}} \right)^2 - \sqrt{1 - \left(\frac{i}{n} \right)^2} \cdot \frac{i-1}{n} \right]. \quad (2.41)$$

На рис. 2.9-2.12 представлені графіки залежності $\frac{T_i}{T_0} = T_n(i)$.

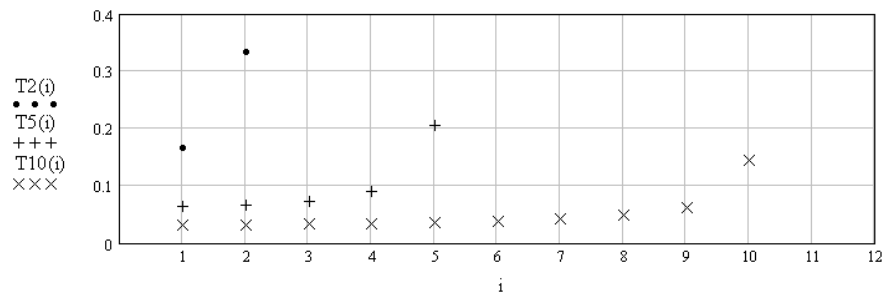


Рис. 2.9. Графіки залежності $\frac{T_i}{T_0} = T_n(i)$ від i для $n = 2, 5, 10$.

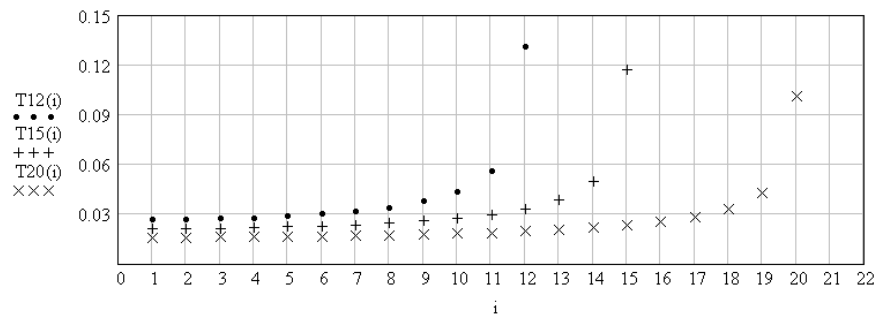


Рис. 2.10. Графіки залежності $\frac{T_i}{T_0} = T_n(i)$ від i для $n = 12, 15, 20$.

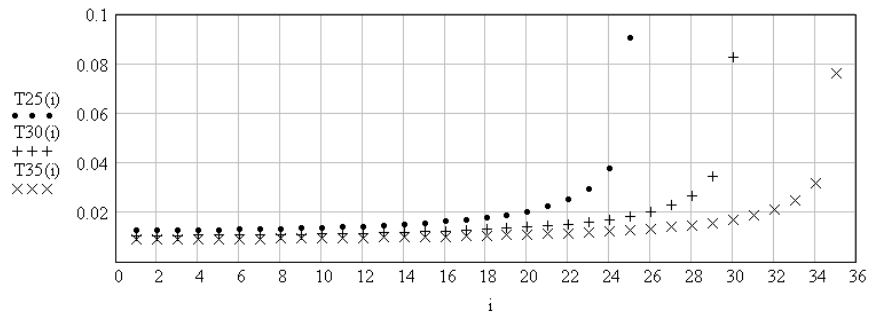


Рис. 2.11. Графіки залежності $\frac{T_i}{T_0} = T_n(i)$ від i для $n = 25, 30, 35$.

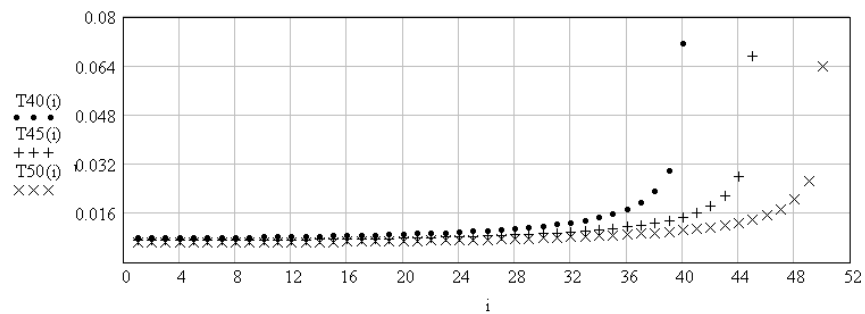


Рис. 2.12. Графіки залежності $\frac{T_i}{T_0} = T_n(i)$ від i для $n = 40, 45, 50$.

На рис. 2.13-2.15 представлені графіки $\frac{T}{T_0} = T_n(t)$ для випадку і $\frac{T_i}{T_0} = T_n(i)$ для різних n . Представлені усереднені значення періодів, розрахованих в часі, коли їх значення дорівнює мінімуму і максимуму інтенсивності світла на виході магнітооптичного перетворювача спектра. З'єднання точок не є обов'язковим, оскільки, $i = 1, 2, 3, \dots, n$.

Видно, що коли i наближається до n період зростає (частота падає). Максимальне значення періоду обмежене по величині та досягає свого значення при $i = n$. Період зростає, оскільки, крутизна характеристики відносно керуючого сигналу падає.

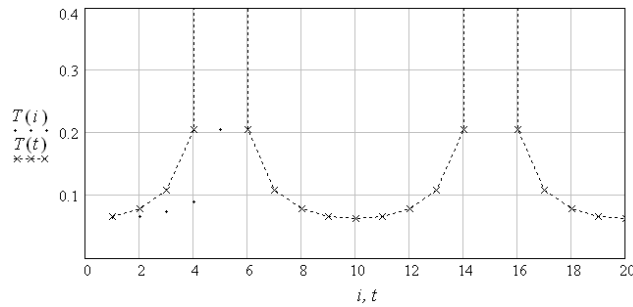


Рис. 2.13. Графіки залежності $\frac{T}{T_0} = T_n(t)$ та $\frac{T_i}{T_0} = T_n(i)$ при $n = 5$.

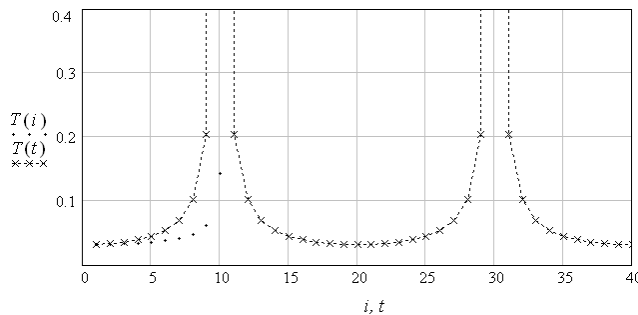


Рис. 2.14. Графіки залежності $\frac{T}{T_0} = T_n(t)$ та $\frac{T_i}{T_0} = T_n(i)$ при $n = 10$.

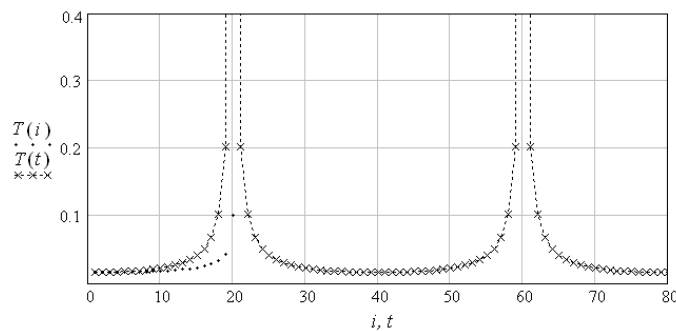


Рис. 2.15. Графіки залежності $\frac{T}{T_0} = T_n(t)$ та $\frac{T_i}{T_0} = T_n(i)$ при $n = 20$.

Порівнюючи графіки залежності $\frac{T}{T_0} = T_n(t)$ та $\frac{T_i}{T_0} = T_n(i)$ при $i < n$ або $t \approx 0$, $t \sim \frac{T_0}{2} \dots T_n(i) = T_n(t)$, коли $i \sim n$ або $t \approx \frac{T_0}{4}$; $t \approx 3\frac{T_0}{4} \dots$ криві різко розходяться, оскільки, крутизна при максимумі сигналу дорівнює нулю, а частота вихідного сигналу, дорівнює похідній вхідного сигналу. Частота буде дорівнювати нулю, а період нескінченності. Залежність відношення частоти $\omega / \omega_0 = n\pi \cdot |\cos \omega_0 t|$, де $n = 1, 2, \dots$ показана на рис. 2.16.

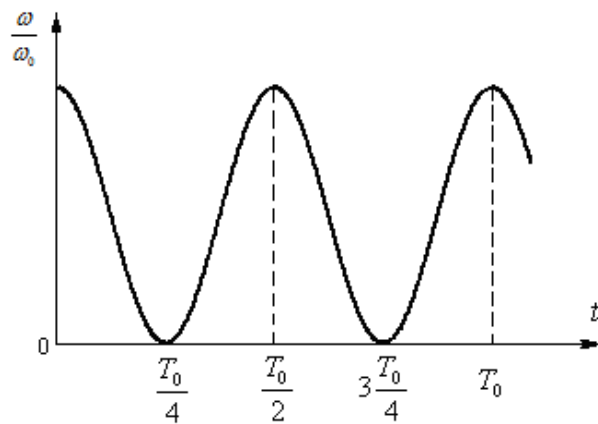


Рис. 2.16. Графік залежності відношення частоти $\omega / \omega_0 = n\pi \cdot |\cos \omega_0 t|$.

Миттєва частота максимальна буде там, де фаза $\varphi(t)$ сигналу в часі змінюється швидше, а мінімальною (дорівнює нулю), де швидкість зміни фази дорівнює нулю. На рис. 2.17-2.19 представлені залежності інтенсивності світла на виході МОП для різних n (або напруги на виході фотоприймача) від вихідного сигналу. Час взято для одного періоду $0 \leq t \leq T_0$ або $0 \leq p \leq 1$, $p = t / T_0$.

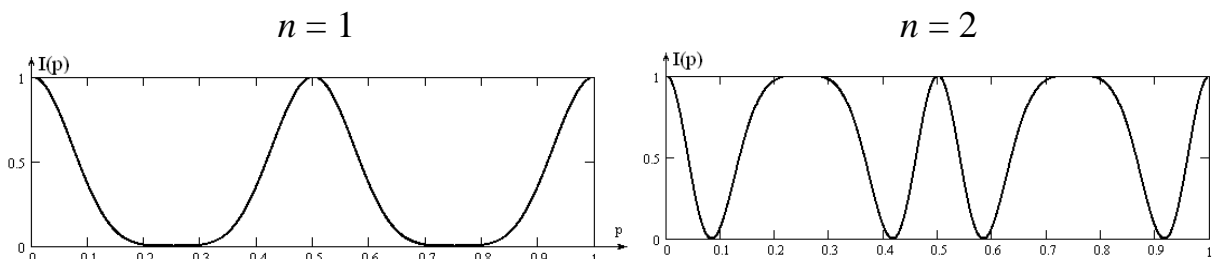


Рис. 2.17. Графіки залежності інтенсивності світла на виході МОП

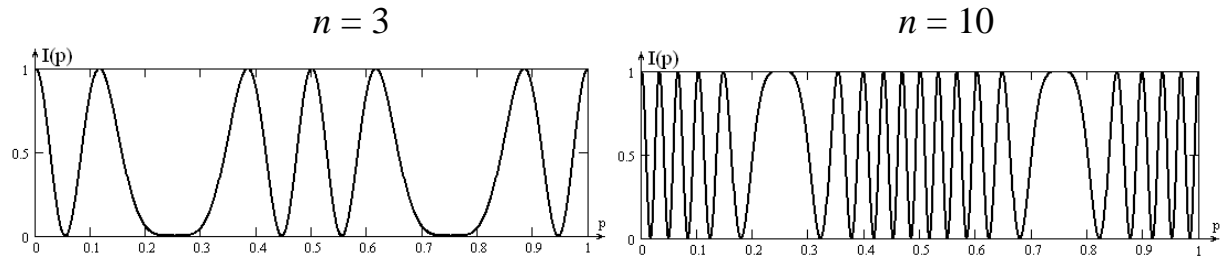


Рис. 2.18. Графіки залежності інтенсивності світла на виході МОП

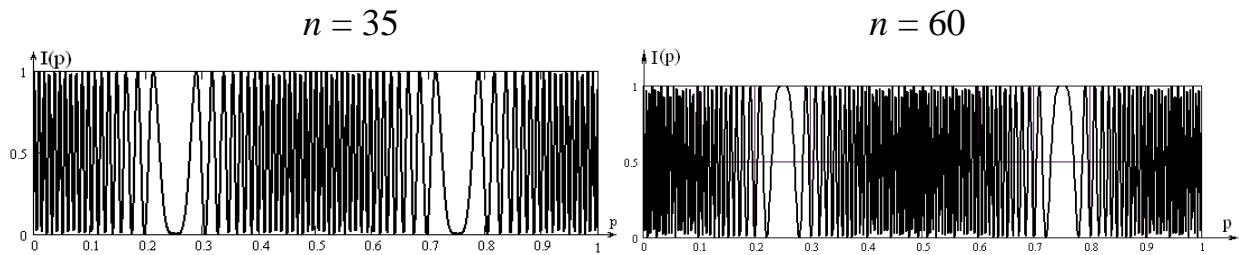


Рис. 2.19. Графіки залежності інтенсивності світла на виході МОП

2.5. Апаратна функція МОП спектра сигналу

Апаратною функцією МОП спектра сигналу є функція F , яку в загальному вигляді запишемо як:

$$u_{\text{вих}} = F(u_{\text{вих}}). \quad (2.42)$$

Для знаходження функції F запишемо наступні залежності:

$$u_{\text{вих}} = f_1(I) \quad (2.43)$$

$$I = f_2(P, \beta - \varphi, \Theta) \quad (2.44)$$

$$\Theta = f_3(u_{\text{вих}}) \quad (2.45)$$

Таким чином, виходячи з цих залежностей, апаратну функцію моделі магнітооптичного перетворювача запишемо:

$$u_{\text{вих}} = F\{f_1[f_2(P, \beta - \varphi, f_3(u_{\text{вих}}))]\} \quad (2.46)$$

У загальному вигляді вирази (2.43) і (2.44) є нелінійними функціями, отже:

$$u_{\text{вих}} = u_0 + u_1 I + u_2 I^2 + u_3 I^3 + u_n I^n \dots \quad (2.47)$$

$$\Theta = v_0 + v_1 u_{\text{вих}} + v_2 u_{\text{вих}}^2 + v_3 u_{\text{вих}}^3 + v_n u_{\text{вих}}^n \dots \quad (2.48)$$

Таким чином, функцію (2.43) визначаємо:

$$(V_{\text{вих}}) = [P_{\Pi}][P_{\Phi K}][P_A](v_i) \quad (2.49)$$

де $(v_i) = \begin{pmatrix} I_0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ – вектор Стокса.

Для розрахунку азимуту аналізатора φ_1 і поляризатора φ_2 , запишемо вираз у довільній формі:

$$[P_{A,\Pi}] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} k_1 + k_2 & (k_1 + k_2)\cos(2\varphi_i) & & \\ (k_1 + k_2)\cos(2\varphi_i) & (k_1 + k_2)\cos^2(2\varphi_i) + 2\sqrt{k_1k_2}\sin^2(2\varphi_i) & & \\ & 0 & & 0 \\ (k_1 - k_2)\sin(2\varphi_i) & & 0 & \\ (k_1 + k_2)\sin(2\varphi_i)\cos(2\varphi_i) - 2\sqrt{k_1k_2}\sin^2(2\varphi_i)\cos(2\varphi_i) & & 0 & \\ (k_1 + k_2)\sin^2(2\varphi_i) + 2\sqrt{k_1k_2}\cos^2(2\varphi_i) & & 0 & \\ 0 & & & 2\sqrt{k_1k_2} \end{bmatrix} \quad (2.50)$$

Завдяки доменній структурі активного магнітооптичного зразка, поворот площини поляризації світлового променя в поперечному перетині є неоднорідним. Нелінійна залежність намагнічування магнітного поля (петлі гістерезису) магнітооптичного перетворювача, а саме залежність $I(u_{ex})$ є складною нелінійною функцією. Якщо вважати кристал фарадеевської комірки за ідеальний, то не ідеальністю перетворення сигналу в магнітооптичному середовищі є оптичний канал P . Отже, матрицю для фарадеевської комірки магнітооптичного перетворювача, визначаємо:

$$P_{\Phi K} = K \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\Theta) & \sin(2\Theta) & 0 \\ 0 & \sin(2\Theta) & \cos(2\Theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.51)$$

Позначимо φ_1 і φ_2 , як φ_A і φ_{Π} – азимут аналізатора і поляризатора відповідно.

Після послідовного перемножування всіх матриць отримаємо:

$$[P_{\Pi}](v_i) = \frac{I_0}{2} \begin{pmatrix} k_1 + k_2 \\ (k_1 - k_2) \cos(2\varphi_{\Pi}) \\ (k_1 - k_2) \sin(2\varphi_{\Pi}) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.52)$$

$$\begin{aligned} [P_{\Phi K}][P_A](v_i) &= \begin{pmatrix} k_1 + k_2 \\ (k_1 - k_2) \cos(\varphi_{\Pi}) \cos 2(\Theta) - (k_1 - k_2) \sin 2(\varphi_A) \sin 2(\Theta) \\ (k_1 - k_2) \cos(\varphi_A) \cos 2(\Theta) - (k_1 - k_2) \sin 2(\varphi_{\Pi}) \sin 2(\Theta) \\ 0 \end{pmatrix} = \\ &= \frac{I_0 K}{2} \begin{pmatrix} k_1 + k_2 \\ (k_1 - k_2) \cos 2(\varphi_{\Pi} + \Theta) \\ (k_1 - k_2) \sin 2(\varphi_{\Pi} + \Theta) \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.53)$$

Інтенсивність на виході аналізатора дорівнює:

$$\begin{aligned} I_A &= \frac{I_0 K}{4} \left\{ (k_1 + k_2)^2 + (k_1 - k_2)^2 \cos 2[(\varphi_A - \varphi_{\Pi}) - \Theta] \right\} = \\ &= \frac{I_0 K (k_1 + k_2)^2}{4} \left\{ 1 + (1 - 2Gd)^2 \cos 2[(\varphi_A - \varphi_{\Pi}) + \Theta] \right\} \end{aligned} \quad (2.54)$$

Позначимо поляризуючу здатність $(1 - 2Gd)^2 = P$. Тоді (2.54) набере вигляду:

$$\begin{aligned} I &= \frac{I_0 K}{4} (k_1 + k_2)^2 \left\{ 1 + P \cos 2[(\varphi_A - \varphi_{\Pi}) + \Theta] \right\} = \\ &= A \left\{ 1 + P \cos 2[(\varphi_A - \varphi_{\Pi}) + (v_0 + v_1 u_{ex} + v_2 u_{ex}^2 + v_3 u_{ex}^3 + v_n u_{ex}^n \dots)] \right\} \end{aligned} \quad (2.55)$$

Апаратна функція вихідного сигналу фотоприймача:

$$\begin{aligned} u_{вих} &= \bar{u}_0 + \bar{u}_1 I + \bar{u}_2 I^2 + \bar{u}_n I^n + \dots = \bar{u}_0 + \bar{u}_1 A \left\{ 1 + P \cos 2[(\varphi_A - \varphi_{\Pi}) (v_0 + v_1 u_{ex} + \right. \\ &+ v_2 u_{ex}^2 + v_3 u_{ex}^3 + v_n u_{ex}^n \dots)] \left. \right\} + \dots = \bar{u}_0 + \bar{u}_1 A \left\{ 1 + P \cos 2 \left[(\varphi_A - \varphi_{\Pi}) + \sum_{i=0}^{\infty} v_i u_{ex}^i \right] \right\} + \\ &+ \bar{u}_2 A^2 \left\{ 1 + P \cos 2 \left[(\varphi_A - \varphi_{\Pi}) + \sum_{i=0}^{\infty} v_i u_{ex}^i \right]^2 \right\} + \dots \end{aligned} \quad (2.56)$$

У загальному вигляді апаратна функція вихідного сигналу:

$$u_{вих} = \sum_{n=0}^{\infty} \bar{u}_n A^n \left\{ 1 + P \cos 2 \left[(\varphi_A - \varphi_{\Pi}) + \sum_{i=0}^{\infty} v_i u_{ex}^i \right] \right\}^n. \quad (2.57)$$

Найчастіше використовується лінійний варіант при $n = i = 1$. Тоді вихідна напруга сигналу:

$$u_{\text{вих}} = \bar{u}_1 A \{1 + P \cos 2[(\varphi_A - \varphi_{\Pi}) + \nu_i u_{\text{вх}}^i]\}^n. \quad (2.58)$$

Якщо $P < 1$, то темновими, струмовими шумами, можна нехтувати. Дробовий шум буде дорівнювати:

$$u_{\text{др}}^2 = 2e_i \Delta f = 2e \frac{\eta e}{h\nu} I \Delta f = \frac{2e^2 \eta}{h\nu} A \{1 + P \cos 2[(\varphi_A - \varphi_{\Pi}) + \nu_i u_{\text{вх}}]\}. \quad (2.59)$$

З (2.57) можна визначити приріст напруги вихідного сигналу $\Delta u_{\text{вих}}$:

$$\Delta u_{\text{вих}} = \bar{u}_1 A P [-\sin 2(\varphi_A - \varphi_{\Pi}) + \nu_i u_{\text{вх}}] 2\nu_i \Delta u_{\text{вх}}. \quad (2.60)$$

2.6. Розроблення способу перетворення спектра сигналу на основі МОП

Відомі методи перетворення спектра сигналів в радіотехнічних пристроях: множення частоти, гетеродинування, амплітудна (АМ), частотна (ЧМ) і фазова (ФМ) модуляція та ін. ґрунтуються на використанні нелінійної характеристики, наприклад, діода, транзистора, варікапа або тригера. Однак, нелінійні характеристики існуючої елементної бази не можуть бути цілком універсальні, їх можна використовувати для рішення певної, конкретної задачі з обмеженими параметрами і можливостями [19].

Розглянемо окремий метод перетворення спектра сигналу – множення частоти. Гармонічний сигнал спотворюється нелінійним елементом, а потім вузькосмуговим фільтром виділяється необхідна гармоніка. Недоліком цього методу є низька ефективність перетворення вхідного сигналу у вихідний сигнал. В ідеалі бажано одержати стовідсоткове перетворення. Низька ефективність існуючих методів перетворення спектра пов'язана з формою вольтамперної характеристики електронно-вакуумних і напівпровідникових елементів (рис. 2.20) тріода (а), діода (б), діодів у режимі двопівперіодного випрямлення (в).

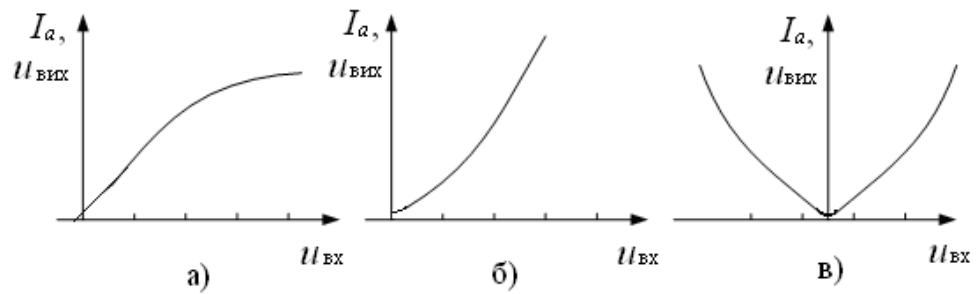


Рис. 2.20. Форми вольтамперної характеристики електронно-вакуумних і напівпровідникових елементів: триода (а), діода (б), діодів у режимі двопівперіодного випрямлення (в)

Для метрологічного вимірювання ці характеристики обмежують точність, оскільки не мають абсолютно симетричної характеристики перетворення сигналу.

Відомий нелінійний оптоелектронний перетворювач сигналів [70], який дозволяє перетворювати спектр сигналів радіоелектронних пристроїв шляхом множення вхідної частоти на 2, 4 і 6 разів у залежності від амплітуди вхідної напруги.

В основу пропонуємого нами способу перетворення спектра сигналу за допомогою МОП покладена задача одержання нелінійної характеристики, яка відрізняється від відомих тим, що дозволяє розширити як кількість так і різноманітність способів перетворення спектра сигналів.

Поставлена задача вирішується шляхом використання кристалів, поміщених в соленоїд із замкнутим магнітопроводом, прозорих в оптичному діапазоні і ближньому ІЧ діапазоні, що здатні під дією магнітного поля змінювати кут площини поляризації світла на сотні градусів (у даний час до тисячі градусів [71]). Зміна в широкому діапазоні кута повороту площини поляризації світла дозволяє створити новий тип характеристики перетворення спектра вхідного сигналу у вихідний, наприклад, як показано на рис. 2.21.

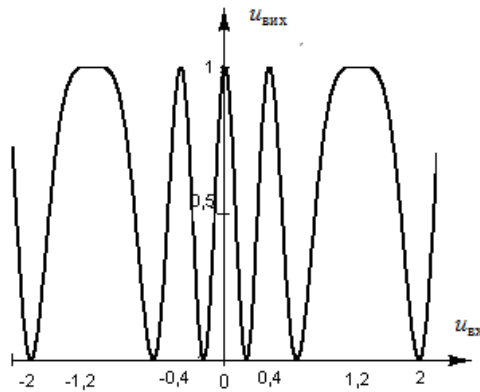


Рис. 2.21. Характеристика залежності вхідного сигналу від вихідного сигналу

Якщо магнітооптичний кристал помістити між поляризатором і аналізатором, то інтенсивність світла на виході аналізатора визначається законом Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 [\Theta_0 + \Theta(u_{\text{вх}})] \quad (2.61)$$

де I_0 – початкова інтенсивність світлового потоку; Θ_0 – початковий кут між поляризатором і аналізатором; $\Theta(u_{\text{вх}})$ – кут повороту площини поляризації світла магнітооптичним зразком у залежності від вхідної напруги $u_{\text{вх}}$.

На рис. 2.22 наведена схема спрощеної конструкція вузла магнітооптичного перетворювача спектра сигналу.

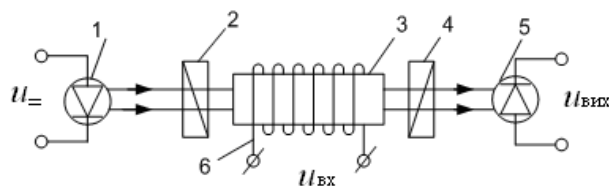


Рис. 2.22. Конструкція вузла МОП спектра сигналу

Світловий промінь від фотодіода 1, що проходить через поляризатор 2, магнітооптичний кристал ($Y_3Fe_5O_{12}$) 3, аналізатор 4 і перетворюється фотоприймачем 5 у вихідну напругу $u_{\text{вих}}$. Вхідна напруга $u_{\text{вх}}$ подається на підмагнічуючу котушку 6, що створює магнітне поле, яке керує намагніченістю зразка, а, отже, і кутом повороту площини поляризації світла.

Інтенсивність світла I на виході МОП перетворюється фотоприймачем у вихідну напругу $u_{\text{вих}}$.

Функція перетворення (апаратна функція) такого пристрою в загальному вигляді дорівнює:

$$u_{вих} = u_0 \cos^2[\Theta_0 + \Theta(u_{вх})], \quad (2.62)$$

де $u_{вих}$ – вихідна напруга з фотоприймача; u_0 – амплітудне значення вихідної напруги; $u_{вх}$ – вхідна напруга, що подається на вхід МОП.

Реальний опір підмагнічуючої котушки дорівнює декілька десятків Ом (наприклад, 20 Ом). Таким чином знаючи значення підмагнічуючого струму i можна розрахувати значення вхідної напруги $u_{вх}$.

Залежність вихідної напруги від вхідної визначалася за формулою (2.62) при нормованому значенні $u_0 = 1\text{В}$, $\Theta_0 = 0^\circ$, і отриманому експериментальному графіку (рис. 2.23). Слід відзначити, що залежність $\Theta(I)$ можна змінювати в широких межах, наприклад, змінюючи довжину магнітооптичного зразка або кількість витків у підмагнічуючій котушці.

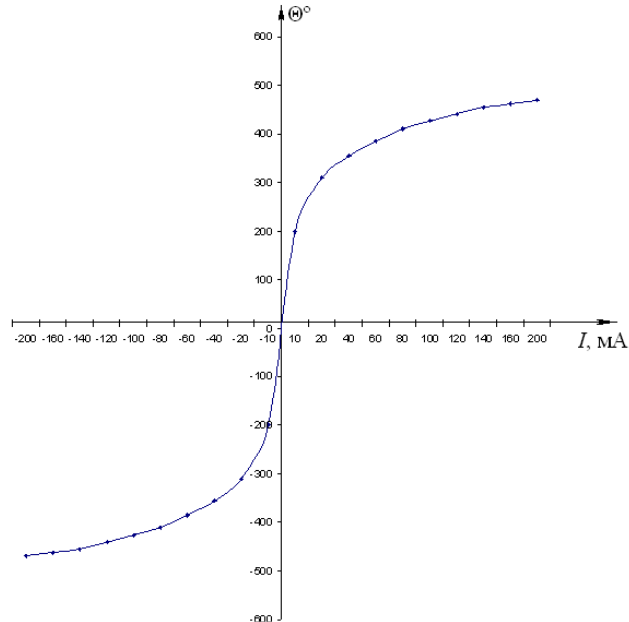


Рис. 2.23. Залежність кута повороту площини поляризації світла Θ від струму I у підмагнічуючій котушці

Таким чином, якщо вхідний сигнал періодично залежить від часу, то можна записати:

$$u_{\text{ex}}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t. \quad (2.63)$$

Тоді і залежність $\Theta(t)$ буде періодичною, тобто може бути розкладена в ряд Фур'є:

$$\Theta(u_{\text{ex}}(t)) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos n\omega t + B_n \sin n\omega t. \quad (2.64)$$

Підставивши (2.64) у (2.62), одержимо періодичну залежність $u_{\text{вих}}(t)$, коефіцієнтами Фур'є в цьому випадку будуть функції Бесселя:

$$u_{\text{вих}}(t) = u_0 \left\{ 1 + \sum_{j=1}^{\infty} j_{2j} [F(A_n, B_n, t)] \cos 2j\omega t + \sum_{j=1}^{\infty} j_{2j-1} [F(A_n, B_n, t)] \sin (2j-1)\omega t \right\}. \quad (2.65)$$

Для деяких окремих випадків ряд (2.65) можна записати конкретно і знайти нові функціональні залежності [72, 73]. Спрощення ряду (2.65) надає можливість проводити синтез для застосування в радіотехнічних пристроях перетворення спектра сигналу різних видів та форм.

Висновки до розділу

1. Отримані теоретичні результати перетворення спектру вхідного сигналу за допомогою МОП мають багато принципово нових властивостей, в порівнянні з традиційними перетворювачами, виконаних на існуючій елементній базі.

2. Наведені у розділі теоретико-аналітичні дослідження показують принципову можливість здійснювати радіотехнічні операції перетворення спектра сигналу за допомогою МОП: множення частоти сигналу, гетеродинування, амплітудну і фазову модуляцію, ущільнення та розширення спектра сигналу, цифрові перетворення.

3. Для перетворення спектра радіосигналу відомими перетворювачами пов'язано зі зміною значень реактивних елементів L и C , а швидкодія – з добротністю L, C контуру, або швидкістю зміни параметрів L, C . Метод на основі ефекту Фарадея перетворення сигналу, пов'язаний з апаратною

функцією МОП (функція перетворення вхідного сигналу в вихідний), котра не змінюється за часом або змінюється дуже швидко.

4. Отримані результати спектра радіосигналу МОП:

– при частотній модуляції: $\Omega_{k,n} = k\Omega_0 \pm n\omega$,

– при амплітудній модуляції: $\Omega_{k,n',n''} = k\Omega_0 \pm n'(\Omega_0 - \omega) \pm n''(\Omega_0 + \omega)$.

де k, n, n' і n'' – коефіцієнти, що приймають значення від 1 до ∞ .

Вхідний спектр має спектральні складові:

– при частотній модуляції: $\Omega_n = \Omega_0 \pm n\omega$,

– при амплітудній модуляції: $\Omega = \Omega_0$; $\Omega = \Omega_0 \pm \omega$.

РОЗДІЛ 3. РОЗРОБЛЕННЯ МЕТОДІВ ТА КОНСТРУКТИВНИХ РІШЕНЬ МОП ДЛЯ ВУЗЛІВ РАДІОТЕХНІЧНИХ СИСТЕМ

3.1. Метод множення амплітуд гармонічних сигналів

Широко відомі методи множення аналогових сигналів, які ґрунтуються на використанні нелінійних елементів [19]. Перемножування сигналів є однією з основних операцій при перетворенні сигналів в радіотехніці. Отримання амплітудно-модульованих сигналів, синхронне детектування, детектування фазомодульованих сигналів, модуляція – це процеси, пов'язані з операцією множення двох сигналів. В аналоговій електроніці ці операції здійснюються за допомогою нелінійного елемента. При перемножуванні двох сигналів за рахунок нелінійної характеристики транзистора на виході транзисторного перемножувача спектр сигналу матиме комбінаційні частоти, які неможливо виключити із спектра модулюючого сигналу, якщо ці частоти менше граничної частоти спектра. На відміну від ідеального транзисторного перемножувача фоторезистор може здійснювати операцію перемножування двох сигналів, а також амплітудну модуляцію, не вносячи нелінійних спотворень [57]. При цьому один з сигналів є прикладеною до фоторезистора напругою, а другий – оптичним. У спектрі сигналу на вході фоторезистора відсутні комбінаційні частоти, які призводять до спотворень сигналу.

Можливі й інші випадки застосування фоторезистора в електроніці, де транзистор виконує роль керованого опору, наприклад, в різних видах фазових модуляторів [58]. Основним недоліком такого пристрою є високий коефіцієнт нелінійних спотворень, який досягає при девіації фази 0,52 рад значення $K = 7,5\%$, а у ряді випадків перевищує норми для передавачів ($K = 15\%$).

Помножувач амплітуд функціонально працює за схемою, наведеною на рис. 3.1.

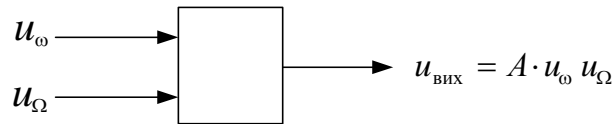


Рис. 3.1. Помножувач амплітуд сигналів

Сигнали з частотами ω і Ω подають на вхід, а на виході помножувача буде добуток амплітуд цих сигналів. Слід відзначити, що в існуючих радіотехнічних пристроях при відсутності одного із сигналів, наприклад, $u_\omega = 0$ – на виході помножувача амплітуд, хоча і значно ослаблений, буде пробиватися сигнал u_Ω , що відповідно призводить до зменшення точності цих пристроїв. Проаналізуємо можливості множення амплітуд сигналів традиційними методами та наведемо переваги запропонованого магнітооптичного помножувача амплітуди на ефекті Фарадея.

Зазвичай, використовується двонапівперіодна мостова схема. В ідеальному варіанті коли обоє плечей ідентичні, тобто якщо всі параметри і вольтамперні характеристики діодів однакові, то апаратна функція мостової схеми $u_{\text{вих}} = f(u_{\text{вх}})$ буде квадратичною:

$$u_{\text{вих}} = u_0 + a_2 u_{\text{вх}}^2 \quad (3.1)$$

де u_0 – постійна складова; $u_{\text{вх}}$ – вхідний сигнал; $u_{\text{вих}}$ – вихідний сигнал; a_2 – коефіцієнт пропорційності.

Якщо на вхід системи подаються два сигнали u_ω і u_Ω , то $u_{\text{вх}} = u_\omega + u_\Omega$, а сигнал на виході буде дорівнювати:

$$u_{\text{вих}} = a_2 u_\omega^2 + 2a_2 u_\omega u_\Omega + a_2 u_\Omega^2. \quad (3.2)$$

За спектром три складові вихідного сигналу різні за частотою 2ω , $\Omega \pm \omega$, 2Ω . Якщо, наприклад, $u_\omega = 0$, то $u_{\text{вих}} = a_2 u_\Omega^2$. Це сигнал з частотою 2Ω , який далі не пропускають, оскільки фільтр настроюють на частоту $\Omega \pm \omega$. Квадратична апаратна функція має суттєвий недолік, оскільки, щоб пропустити тільки складову $u_\omega u_\Omega$, необхідно настроювати фільтр на різницю частот $\Omega - \omega$. Цей прийом дозволяє двонапівперіодну мостову схему використовувати при довільних значеннях ω і Ω . Проте, діоди за своїми

характеристиками різні (в тому числі й за ВАХ), тому апаратна функція системи буде визначатися наступним поліномом:

$$u_{\text{вих}} = a_0 + a_1 u_{\text{вх}} + a_2 u_{\text{вх}}^2 + a_3 u_{\text{вх}}^3 + \dots + a_n u_{\text{вх}}^n. \quad (3.3)$$

Реально $a_2 \gg a_0, a_1, a_3, \dots, a_n$. Проте, для прецизійних методів навіть якщо коефіцієнт a_2 на два порядки більший за всі інші коефіцієнти, точність може не досягти заданої. Проаналізуємо, яким чином вираз (3.3) можна привести до квадратичної характеристики (3.2). Для цього на вхід системи, апаратна функція якої визначається виразом (3.4), подамо вхідний сигнал з постійною складовою u_0 :

$$u_{\text{вх}} = u_0 + u_{\omega} + u_{\Omega}. \quad (3.4)$$

Після підстановки (3.4) в (3.3) отримаємо:

$$u_{\text{вих}} = u_{0\text{вих}} + u_{\omega\text{вих}} + u_{\Omega\text{вих}} + u_{\omega,\Omega\text{вих}} + u_{2\omega\text{вих}} + u_{2\Omega\text{вих}} + u_{3\omega\text{вих}} + u_{3\Omega\text{вих}} + u_{\omega,2\Omega\text{вих}} + u_{2\omega,\Omega\text{вих}}, \quad (3.5)$$

$$\text{де } u_{0\text{вих}} = a_0 + a_1 u_0 + a_2 u_0^2 + a_3 u_0^3 + \frac{a_2 u_{0\omega}^2}{2} + \frac{a_2 u_{0\Omega}^2}{2} + 3a_3 u_0 \frac{u_{0\Omega}^2}{2} + 3a_3 u_0 \frac{u_{0\omega}^2}{2} \quad (3.5a)$$

$$u_{\omega\text{вих}} = \left[a_1 + 2a_2 u_0 + \left(\frac{3}{4} a_3 u_{0\omega}^2 + 3a_3 u_0^2 \right) \right] u_{\omega}; \quad (3.5б)$$

$$u_{\Omega\text{вих}} = \left[a_1 + 2a_2 u_0 + \left(\frac{3}{4} a_3 u_{0\Omega}^2 + 3a_3 u_0^2 \right) \right] u_{\Omega}; \quad (3.5в)$$

$$u_{\omega,\Omega\text{вих}} = (2a_2 + 6a_3 u_0) u_{\omega} u_{\Omega} \quad (3.5г)$$

$$u_{2\omega\text{вих}} = -\frac{a_2 u_{0\omega}^2}{2} \cos 2\omega t - \frac{3a_3 u_0 u_{0\omega}^2}{2} \cos 2\omega t \quad (3.5д)$$

$$u_{2\Omega\text{вих}} = -\frac{a_2 u_{0\Omega}^2}{2} \cos 2\Omega t - \frac{3a_3 u_0 u_{0\Omega}^2}{2} \cos 2\Omega t \quad (3.5е)$$

$$u_{3\omega\text{вих}} = \frac{3}{4} a_3 u_{0\omega}^3 \sin 3\omega t; \quad (3.5ж)$$

$$u_{3\Omega\text{вих}} = \frac{3}{4} a_3 u_{0\Omega}^3 \sin 3\Omega t; \quad (3.5з)$$

$$u_{\omega,2\Omega\text{вих}} = 3a_3 u_{\omega} u_{\Omega}^2 = \frac{3}{2} a_3 u_{0\omega} u_{0\Omega}^2 \sin \omega t (1 - \cos 2\Omega t); \quad (3.5и)$$

$$u_{2\omega, \Omega_{вих}} = \frac{3}{2} a_3 u_{0\omega}^2 u_{0\Omega} (1 - \cos 2\omega t) \sin \Omega t. \quad (3.5й)$$

Вираз (3.5) виведено за умови, що вхідні сигнали є чисто гармонічними:

$$u_{\omega} = u_{0\omega} \sin \omega t \text{ і } u_{\Omega} = u_{0\Omega} \sin \Omega t.$$

Якщо один із сигналів, наприклад u_{ω} , відсутній, то спектральні компоненти, які залишаються, не повинні пропускатися фільтром. Якщо ж два сигнали u_{ω} та u_{Ω} не дорівнюють нулю, тоді фільтр пропускає компонент вихідного сигналу (3.5г), який і є основним необхідним сигналом, пропорційним добутку $u_{\omega} u_{\Omega}$.

Таким чином, на виході помножувача амплітуд залишаться наступні компоненти напруги:

$$\left\{ \begin{array}{l} u_{0_{вих}} = a_0 + a_1 u_0 + a_2 u_0^2 + a_3 u_0^3 + \frac{a_2 u_{0\Omega}^2}{2} + 3a_3 u_0 \frac{u_{0\Omega}^2}{2} \\ u_{\Omega_{вих}} = 0; \\ u_{\Omega_{вих}} = (a_1 + 2a_2 u_0 + 3a_3 u_0^2) u_{\Omega}; \\ u_{\omega, \Omega_{вих}} = 0; \\ u_{2\omega_{вих}} = 0; \\ u_{2\Omega_{вих}} = -(a_2 + 3a_3 u_0) \frac{u_{0\Omega}^2}{2} \cos 2\Omega t; \\ u_{3\omega_{вих}} = 0; \\ u_{3\Omega_{вих}} \neq 0; \\ u_{\omega, 2\Omega_{вих}} = u_{2\omega, \Omega_{вих}} = 0. \end{array} \right. \quad (3.6)$$

Із системи рівнянь (3.6) видно, що спектральні компоненти мають частоти Ω , 2Ω , 3Ω .

При наявності u_{ω} кількість спектральних компонент збільшується, і, таким чином, будуть наявні сигнали з частотами ω , Ω , $\Omega \pm \omega$, 2ω , 2Ω , 3ω , 3Ω , $2\Omega \pm \omega$, $\Omega \pm 2\omega$. Складова вихідного сигналу, який пропорційний добутку амплітуд двох вхідних сигналів, має спектральні складові $\Omega \pm \omega$. Інші повинні усуватися фільтром. Це є можливим тільки за умови, коли частоти Ω і ω

відрізняються одна від одної, а якщо вони є близькими за значенням, тоді проходять наступні компоненти:

$$u_{\omega, \Omega_{вих}} = 2(a_2 + 3a_3 u_0) u_{\omega} u_{\Omega} \quad (3.6a)$$

$$u_{2\omega_{вих}} = -(a_2 + 3a_3 u_0) \frac{u_{0\omega}^2}{2} \cos 2\omega \quad (3.6б)$$

$$u_{2\Omega_{вих}} = -(a_2 + 3a_3 u_0) \frac{u_{0\Omega}^2}{2} \cos 2\Omega t \quad (3.6в)$$

Із (3.6a – 3.6в) видно, якщо регулювати постійну напругу до такої величини, щоб зникли спектральні складові 2ω , 2Ω , а саме виконувалася умова $a_2 + 3a_3 u_0 = 0$, то корисний сигнал також зникне. Таким чином, можна зробити висновок, що помножувач амплітуд двох сигналів на існуючій елементній базі можна виконати тільки в тому випадку, коли частоти ω і Ω різко відрізняються одна від одної.

Для множення амплітуд двох електричних сигналів магнітооптичним способом розглянемо спочатку його апаратну функцію:

$$u_{вих} = u_0 \cos^2(\Theta_0 + \Theta_{\omega} + \Theta_{\Omega}), \quad (3.7)$$

де $\Theta_0 = k u_0$, $\Theta_{\omega} = k u_{\omega}$, $\Theta_{\Omega} = k u_{\Omega}$, k – коефіцієнт перетворення вхідної напруги на кут повороту площини поляризації світлового променя.

Після перетворення виразу (3.7) отримаємо зручну для подальшого аналізу апаратну функцію:

$$\begin{aligned} u_{вих} = \frac{u_0}{2} \left\{ 1 + \cos(2k u_0) \left[\left\langle j_0(2k u_{0\omega}) + 2 \sum_{p=1}^{\infty} j_{2p}(2k u_{0\omega}) \cos 2p \omega t \right\rangle \left\langle j_0(2k u_{0\Omega}) + \right. \right. \\ \left. \left. + 2 \sum_{p=1}^{\infty} j_{2p'}(2k u_{0\Omega}) \cos 2p' \Omega t \right\rangle - 4 \sum_{p=1}^{\infty} j_{2p-1}(2k u_{0\omega}) \sin(2p-1) \omega t \sum_{p'=1}^{\infty} j_{2p'-1}(2k u_{0\Omega}) \sin(2p'-1) \Omega t \right] - \\ - \sin(2k u_0) \left[2 \sum_{p=1}^{\infty} j_{2p-1}(2k u_{0\omega}) \sin(2p-1) \omega t \left\langle j_0(2k u_{0\Omega}) + 2 \sum_{p'=1}^{\infty} j_{2p'}(2k u_{0\Omega}) \cos 2p' \Omega t \right\rangle + \right. \\ \left. + \left\langle j_0(2k u_{0\omega}) + 2 \sum_{p=1}^{\infty} j_{2p}(2k u_{0\omega}) \cos 2p \omega t \right\rangle 2 \sum_{p'=1}^{\infty} j_{2p'-1}(2k u_{0\Omega}) \sin(2p'-1) \Omega t \right] \right\}. \quad (3.8) \end{aligned}$$

Із апаратної функції (3.8) випливає, що при $\cos(2k u_0)$ в квадратних дужках записані спектральні складові частот $2p'\Omega$, $2p\omega \pm 2p'\Omega$ та $(2p-1)\omega \pm$

$(2p' - 1)\Omega$, а при $\sin(2ku_0)$ – спектральні складові таких частот $(2p - 1)\omega$, $(2p - 1)\omega \pm 2p'\Omega$ та $(2p' - 1)\Omega$, $2p\omega \pm (2p' - 1)\Omega$.

Наприклад, розглянемо випадок при $p = p' = 1$ (низькочастотні складові). Виберемо з (3.8) спектральну складову, що відповідає добутку $u_\omega u_\Omega$:

$$u_{\omega_{вих}} = -2u_0 \cos(2ku_0) j_1(2ku_{0\omega}) j_1(2ku_{0\Omega}) \sin \omega t \sin \Omega t. \quad (3.9)$$

Якщо початкові амплітуди достатньо малі, а також виконується умова $\sqrt{2} > ku_{0\omega}$, то вираз (3.9) прийме наступний вигляд:

$$u_{\omega_{вих}} = -2u_0 \cos(2ku_0) k^2 u_{0\omega} u_{0\Omega} \sin \omega t \sin \Omega t = k^2 \cos(2ku_0) u_\omega u_\Omega. \quad (3.10)$$

Найближчі спектральні складові по частоті сигналу (3.10) наступні:

$$u_{\Omega \pm 2\omega} = -2u_0 j_2(2ku_{0\omega}) j_1(2ku_{0\Omega}) \cos(2\omega t) j_1(2ku_{0\Omega}) \cos 2\omega t \sin \Omega t. \quad (3.11)$$

За умови, коли $\Omega \gg \omega$ дуже важко повністю подавити фільтром спектральну складову (3.11), частота якої $\Omega \pm 2\omega$. Якщо корисний сигнал матиме частоту $\Omega \pm \omega$, тоді в такому разі, наклавши умову $ku_0 = \pi/2$, – можна повністю позбутися від сигналу (3.11).

Коли частоти дуже близькі, тобто $\Omega \approx \omega$, то корисний сигнал буде мати дві спектральні складові $\Omega - \omega \approx 0$ та 2Ω . Найближчі до корисного сигналу спектральні складові $2p'\Omega$ і $2p\omega$, амплітуда яких має вигляд:

$$u_{вих} = \frac{u_0}{2} \cos(2ku_0) [2j_2(2ku_{0\omega}) j_0(2ku_{0\Omega}) \cos 2p\omega t + 2j_2(2ku_{0\Omega}) j_0(2ku_{0\omega}) \cos 2p\omega t]. \quad (3.12)$$

3.2. Магнітооптичний спосіб зсуву фази електричного сигналу

Зсув фази сигналу застосовується в радіотехнічних системах і пристроях широкого застосування. Відомі способи зсуву фази електричного сигналу ґрунтуються на основі відомої елементної бази та мають різні за призначенням властивості, що обумовлюються як правило, точністю, ефективністю, швидкодією та конструктивними особливостями. Зсув фази змінного електричного сигналу отримують, наприклад, за допомогою мостового РС-фазообертача. Фазообертачі подібного типу можуть застосовуватися як на низьких, так і на високих частотах. Границі

вимірювання фазового зсуву від 0 до 180° [59]. Похибка задавання зсуву фази порядку $0,5^\circ$ і обмежена кількістю фіксованих положень реостата і змінної ємності. Такі фазообертачі частотнозалежні. Для розширення частотного діапазону фазообертача розроблений дискретний фазообертач на двійкових цифрових елементах. Практична реалізація дискретного високочастотного фазообертача поки зустрічає труднощі, оскільки при використанні сучасних інтегральних мікросхем починає позначатися затримка моменту переключення тригерів через її температурну нестабільність і розкид параметрів [60].

Відомі й інші більш досконалі широкосмугові фазообертачі на операційних підсилювачах, в яких гармонічний сигнал на виході зсунутий щодо вхідного на кут, пропорційний величині опору змінного резистора. Недоліком такого пристрою є низька точність задання регульованої фази [61].

Тому для підвищення точності заданого зсуву фази була запропонована схема послідовно з'єднаних інтегратора, компаратора і диференціального кола в двоканальній схемі [62]. Недоліком даного керованого фазообертача є його обмежені можливості, пов'язані з тим, що зсув по фазі залежить від частоти вхідного сигналу.

Відомий винахід пристрій керування фазою коливань [74], в якому усунута залежність зсуву по фазі від частоти сигналу за рахунок введення інтегратора і диференціатора в двоканальну схему, на виході якої розташований суматор і обчислювальний пристрій на базі мікропроцесора з визначеним алгоритмом роботи. У такому пристрої в деякому діапазоні регульований зсув по фазі незалежний від частоти. Однак точність фазового зсуву обмежена, оскільки вона визначається точністю установки амплітуди сигналу в одному з каналів.

Запропонований магнітооптичний спосіб зсуву фази електричного сигналу [118], включає використання фазозсуваючого пристрою з використанням МОП, принцип дії якого відрізняється від існуючих відомих

способів. Якщо на вхід котушки, всередину якої поміщено магнітооптичний кристал ($Y_3Fe_5O_{12}$), який розміщують між поляризатором і аналізатором на спільній осі з світлодіодом і фотодіодом, подають пилоподібний сигнал, що перетворюється в синусоїдальний гармонічний сигнал на виході фотодіода, фазу якого змінюють шляхом повороту аналізатора відносно поляризатора. Кут повороту контролюють, наприклад, за теодолітною шкалою.

Спосіб керування зсувом фази сигналу не залежить від частотних і фазових характеристик радіоелектронних елементів, що використовуються при його реалізації. Точність регулювання зсуву по фазі значно вища в порівнянні з раніше відомими способами.

Блок-схема пристрою (рис. 3.2) зсуву фази сигналу включає синхронізатор 1, генератор пилоподібних імпульсів 2, магнітооптичний перетворювач спектра 3, що містить в собі світлодіод *a*, поляризатор *б*, аналізатор *г*, магнітооптичний кристал ($Y_3Fe_5O_{12}$) *в*, підмагнічувальна котушка *ж* та фотодіод *д*.

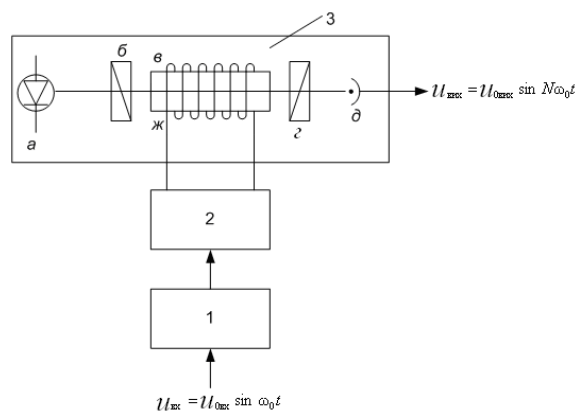


Рис. 3.2. Блок - схема пристрою зсуву фази електричного сигналу

Сутність пропонує мого нами способу зводиться до наступного. Гармонічний сигнал $u_{ex} = u_{0ex} \sin \omega t$ перетворюється в періодичний сигнал. Сигнал u_{ex} у моменти проходження через нуль запускає синхронізатор 1, який в свою чергу керує генератором пилоподібних імпульсів. Пилоподібний сигнал подається на МОП спектра [75].

На виході перетворювача 3 буде гармонічний сигнал тієї ж частоти ω , однак фаза сигналу залежить від азимутальної орієнтації (кутового

розвороту) поляризатора 3б відносно аналізатора 3г. Зсув за фазою електричного сигналу плавно змінюється в необмежених межах за рахунок розвороту за азимутом поляризатора відносно аналізатора.

Апаратна функція МОП дорівнює:

$$u_{\text{вих}} = u_{0\text{вих}} \cos^2[\Theta_0 + \Theta(u_{\text{вх}})] \quad (3.13)$$

де $u_{\text{вх}}$ – вхідна пилоподібна напруга, яка подається на підмагнічуючу котушку ЖС; Θ_0 – початковий кут повороту за азимутом площини найбільшого пропускання поляризатора (б) відносно аналізатора (г).

Залежність кута повороту площини поляризації світла від підмагнічуючої пилоподібної напруги $\Theta(u_{\text{вх}})$, може змінюватися в широких межах, наприклад, за рахунок зміни форми феримагнітного зразка (в) і/або кількості витків у підмагнічуючій котушці. На лінійній ділянці залежність $\Theta(u_{\text{вх}})$ може бути представлена у вигляді:

$$\Theta = au_{\text{вх}}, \quad (3.14)$$

де a – коефіцієнт пропорційності.

Періодична пилоподібна напруга $u_{\text{вх}}$, синхронізована по фазі з вхідним сигналом $u_{\text{вх}} = u_0 \sin \omega t$, змінюється в часі за лінійним законом:

$$u_{\text{вх}} = b' t, \quad (3.15)$$

де b' - коефіцієнт пропорційності.

Оскільки генератор пилоподібних імпульсів періодичний, то вираз (3.15) перепишемо в такому вигляді:

$$u_{\text{вх}} = b' T \frac{t}{T} = b \frac{t}{T}, \quad (3.16)$$

де $b = b' T$, $T = \frac{2\pi}{\omega}$ – період коливань.

Підставимо (3.15) і (3.16) у вираз (3.14)

$$\Theta = ab \frac{t}{T} \quad (3.17)$$

Слід відмітити, що при $t = T$ кут $\Theta = ab$ буде мати максимальне значення, тобто $\Theta_{\text{max}} = ab$.

З урахуванням (3.16) рівняння (3.14) можна перетворити

$$u_{\text{вих}} = u_{0\text{вих}} \cos^2 [\Theta_0 + A t]$$

де $A = \frac{\Theta_{\text{max}}}{T}$, $\Theta_{\text{max}} = ab$.

Тоді

$$u_{\text{вих}} = \frac{u_{0\text{вих}}}{2} [1 + \cos^2(\Theta_0 + At)]. \quad (3.18)$$

Змінна складова вихідного сигналу (3.18) дорівнює

$$u_{\text{вих}} \sim \frac{u_{0\text{вих}}}{2} \cos(2\Theta_0 + 2At). \quad (3.19)$$

Позначимо $2\Theta_0 = \varphi_0$ і $2A = \omega$. Тоді

$$u_{\text{вих}} \sim \frac{u_0}{2} \cos(\varphi_0 + \omega t) \quad (3.20)$$

Таким чином, регулюючи кут повороту площини поляризації Θ_0 , змінюємо фазу вихідного сигналу.

Точність фазового зсуву визначається точністю установки по азимуту поляризатора або аналізатора, яка залежить від ціни поділки азимутальної шкали, яка дорівнює секундам (долям секунди).

Спосіб зсуву фази електричного сигналу можна графічно проілюструвати (рис. 3.3 а)) у вигляді залежності вихідної напруги від часу (крива 1 ($\varphi_0 = 2\Theta_0 = 0$), крива 2 ($\varphi_0 = 2\Theta_0 = 90^\circ$)).

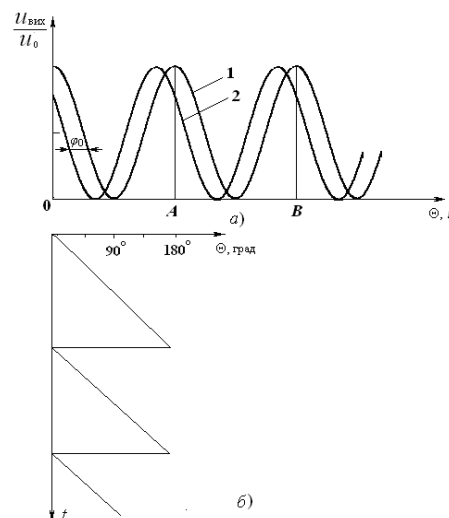


Рис. 3.3. Графічне пояснення способу зсуву фази електричного сигналу:
крива 1 ($\varphi_0 = 2\Theta_0 = 0$), крива 2 ($\varphi_0 = 2\Theta_0 = 90^\circ$).

Керуючий пилкоподібний сигнал (рис. 3.3 б)) подається на підмагнічувальну котушку \mathcal{J} (див. рис. 3.2) МОП і відповідно до лінійного закону змінює кут повороту площини поляризації світла в залежності від часу. На виході напруга буде змінюватися згідно за гармонічним законом (крива 1 рис. 3.3). Якщо початковий кут повороту (обертанням за азимутом поляризатора або аналізатора) площини поляризації змінити на кут $\Theta_0 = 45^\circ$, то фаза сигналу $\varphi_0 = 2, \Theta_0 = 90^\circ$ (крива 2, рис. 3.3).

Слід відмітити, що якщо Θ_0 змінить знак на протилежний, то фаза сигналу змінить свій знак. В точках A і B , коли сигнал $u_{\text{вх}}$ досягає такого значення, що кут $\Theta_{\text{max}} = 180^\circ$, вхідна напруга стрибком знижується до нуля, отже і сигнал $u_{\text{вих}}$ повертається в початковий стан. В точках A і B будуть спостерігатися провали. Чим вужче будуть провали, тим швидше сигнал $u_{\text{вх}}$ в точках A і B будуть досягати вихідного нульового значення. Слід відмітити, що точки A і B , це ті точки, де поворот площини поляризації світла кратний 180° .

Пропонуємий спосіб зсуву фази сигналу може бути реалізований за структурною схемою, наведеною на рис. 3.4.

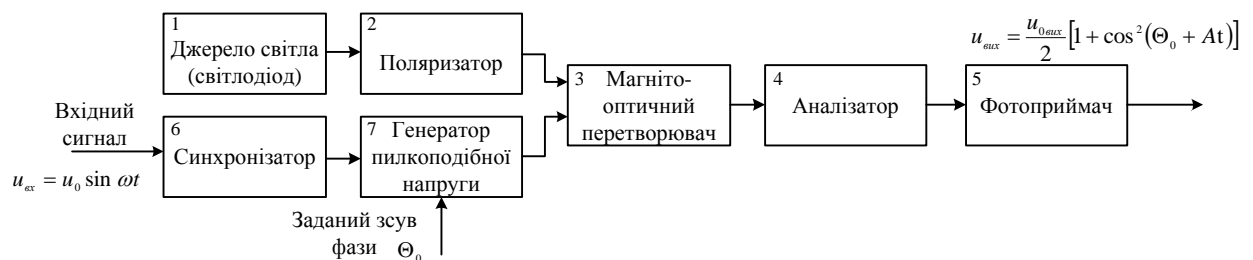


Рис. 3.4. Структурна схема зсуву фази сигналу на основі МОП.

3.3. Спосіб вимірювання різниці фаз сигналів і пристрій для його реалізації

Вимірювання різниці фаз сигналів магнітооптичним способом відкриває нові можливості для створення мініатюрних пристроїв і розробки принципово нових приладів, які можуть бути конкурентноздатними відносно ряду широковідомих способів вимірювання різниці фаз електричних сигналів.

Задачу дослідження сформулюємо і реалізуємо за такими напрямками – встановлення аналітичної залежності вихідного сигналу на виході фотополяриметричного фазометра; розробка блок-схеми і алгоритму роботи приладу; аналіз потенційної точності способу вимірювання.

3.3.1. Принцип побудови оптоелектронного вузла

Широко відомі способи вимірювання різниці фаз електричних сигналів: метод фазового детектування, середньоімпульсний, цифровий (ґрунтується на вимірюванні часового інтервалу заповнення лічильними імпульсами), гетеродинний, компенсаційний і т. ін. [19,91-97]. В термінології “різницю фаз електричних сигналів” часто називають “початковою фазою електричного сигналу”. Цифровий спосіб вимірювання початкової фази є найточнішим. Його похибка обумовлена тим, що фаза сигналу, яка створює лічильні імпульси, флюктує відносно фази вимірюваного сигналу, а також похибкою визначення моментів часу, коли амплітуди вимірюваного t_c і опорного t_{on} сигналів дорівнюють нулю [59,98,99].

В роботі [100] пропонується використовувати магнітооптичний оптрон [70] для вимірювання різниці фаз електричних сигналів.

Вимірювання різниці фаз сигналів оптоелектронним способом відкриває нові можливості для створення мініатюрних пристроїв і розробки принципово нових пристроїв, що можуть бути конкурентноздатними відносно ряду відомих вимірювачів різниці фаз електричних сигналів.

Принцип реалізації способу на основі МОП в режимі вимірювання фази електричного сигналу, а точніше реєстрацію моменту часу, коли амплітуда сигналу дорівнює нулю. Оптоелектронна схема вузла фазометра з МОП наведено на рис. 3.5.

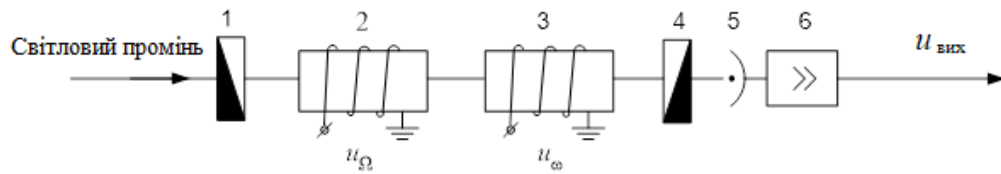


Рис. 3.5. Оптоелектронна схема вузла фазометра з МОП:

де 1, 4 – поляризатор, аналізатор; 2, 3 – МОП, 5 – фотоприймач; 6 – підсилювач.

На вхід МОП подаються два сигнали: вимірюваний сигнал, початкову фазу φ_0 якого необхідно вимірювати:

$$u_{\omega} = u_{0\omega} \sin(\omega t - \varphi_0), \quad (3.21)$$

і лічильний сигнал, який ще називають сигналом заповнення:

$$u_{\Omega} = u_{0\Omega} \sin \Omega t. \quad (3.22)$$

Сигнал на виході МОП дорівнює:

$$u_{вих} = u_0 \cos^2 [\Theta_0 + \Theta_{0\omega} \sin(\omega t - \varphi_0) + \Theta_{0\Omega} \sin \Omega t], \quad (3.23)$$

де Θ_0 – початковий кут між площинами найбільшого пропускання поляризатора і аналізатора; $\Theta_{0\omega} = k u_{0\omega}$, $\Theta_{0\Omega} = k u_{0\Omega}$ – початкові амплітуди кутів розгойдування площини поляризації світла сигналами u_{ω} і u_{Ω} ; k – коефіцієнт перетворення напруги, що подається на модулятор оптрона, на кут повороту площини поляризації світла.

Розглянемо варіант, коли $\Theta_0 = \pi/2$, тобто в початковому стані, коли на МОП не подаються сигнали u_{ω} , u_{Ω} , при цьому вихідна напруга. В цьому випадку розкладений спектр (3.23) за функціями Бесселя матиме вигляд [76]:

$$u_{вих} = u_0 \left\{ 1 - [j_0(2\Theta_{0\omega}) + 2 \sum_{p=1}^{\infty} j_{2p}(2\Theta_{0\omega}) \times \right. \\ \times \cos 2p(\omega t - \varphi_0)] \times [j_0(2\Theta_{0\Omega}) + 2 \sum_{p=1}^{\infty} j_{2p}(2\Theta_{0\Omega}) \cos 2p\Omega t] + \\ \left. + 4 \sum_{p=1}^{\infty} j_{(2p-1)}(2\Theta_{0\omega}) \sin(2p-1)(\omega t - \varphi_0) \sum_{p''=1}^{\infty} j_{p''-1}(2\Theta_{0\Omega}) \sin(2p''-1)\Omega t \right\} \quad (3.24)$$

де $j_i(2\Theta)$ – функція Бесселя i -го порядку.

За умови, якщо $\Omega \gg \omega$, то частота сигналу зчитування (заповнення) набагато більша частоти вимірювального сигналу.

Отже, якщо з усього спектра частот виділимо сигнали в діапазоні частот від $\Omega - \omega$ до $\Omega + \omega$, тоді це й буде сигнал, який нестиме інформацію про початкову фазу φ_0 :

$$u_{\text{вих}} = 2u_0 j_1(2\Theta_{0\omega}) j_1(2\Theta_{0\Omega}) \sin(\omega t - \varphi_0) \times \sin \Omega t = u_{0\text{вих}} \sin(\omega t - \varphi_0) \sin \Omega t, \quad (3.25)$$

де $u_{0\text{вих}} = 2u_0 j_1(2\Theta_{0\omega}) j_1(2\Theta_{0\Omega})$.

З виразу (3.25) виходить, що при азимутальній орієнтації площини найбільшого пропускання відносно аналізатора $\left(\Theta_0 = \frac{\pi}{2}\right)$ апаратна функція МОП має властивість перемножування сигналів.

Слід відзначити, що перемножування сигналів магнітооптичним оптроном має одну важливу особливість на відміну від традиційних способів множення: вихідний сигнал повністю відсутній, якщо немає хоча б одного з вхідних сигналів. Отже, такі пристрої мають (потенційно) прецизійні характеристики.

Відомими радіотехнічними методами не можна створити пристрій з ідеальною функцією перемножування. За відсутності одного із сигналів другий проходить сильно ослабленим. Здатність МОП здійснювати множення сигналів, у роботі [100] запропонований метод вимірювання початкової фази. На рис. 3.5 наведена схема пропонуємого нами способу вимірювання початкової фази сигналу.

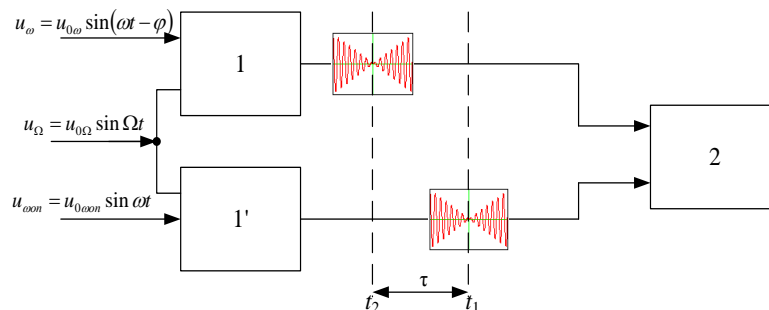


Рис. 3.5. Схема вимірювання початкової фази сигналу:

1, 1' – МОП для сигналу u_ω і опорного сигналу $u_{\omega_{0n}}$;

2 – цифровий мікропроцесор вимірювання інтервалу τ .

Вимірюваний сигнал u_ω , опорний сигнал $u_{\omega_{on}}$ і сигнал заповнення (сигнал зчитування) u_Ω визначаються виразами:

$$u_\omega = u_{0\omega} \sin(\omega t - \varphi_0 - \varphi_{on}); \quad (3.26a)$$

$$u_{\omega_{on}} = u_{0\omega_{on}} \sin(\omega t - \varphi_{on}); \quad (3.26б)$$

$$u_\Omega = u_{0\Omega} \sin \Omega t. \quad (3.26в)$$

Сигнал заповнення має нульове значення початкової фази, оскільки він прив'язаний до еталонного, поточного часу, що відліковується за даним сигналом. Частота Ω повинна бути стабільною, еталонною.

Визначаємо моменти часу, коли вимірюваний і опорний сигнали дорівнюють нулю:

$$\omega t_c - \varphi_0 - \varphi_{on} = n'\pi, \quad (3.27a)$$

де $n' = 0, 1, 2, \dots$;

$$\omega t_{on} - \varphi_{on} = n''\pi, \quad (3.27б)$$

де $n'' = 0, 1, 2, \dots$

Вважаємо, що зсув по фазі φ_0 не перевищує 2π , тобто $n' = n''$.

З формул (3.27a і 3.27б) одержимо:

$$\omega(t_c - t_{on}) = \varphi_0, \quad (3.28)$$

де t_c і t_{on} – моменти часу, коли амплітуди вимірюваного і опорного сигналів дорівнюють нулю.

3.3.2. Аналіз похибки вимірювання фази сигналу

Період сигналу заповнення T_Ω підбираємо кратним періоду вимірюваного сигналу T_ω :

$$T_\omega = NT_\Omega, \quad (3.29)$$

де N – ціле число.

З (3.29) виходить, що

$$N = \frac{\Omega}{\omega}. \quad (3.30a)$$

Абсолютна і відносна похибки визначення числа N пов'язані з нестабільністю частоти генераторів опорного (відповідно і частоти вимірюваного сигналу) і сигналу заповнення

$$\Delta N = \frac{\Delta \Omega}{\omega} + \frac{\Omega \Delta \omega}{\omega^2}; \quad (3.30б)$$

$$\Delta N = \frac{\Delta \Omega}{\Omega} + \frac{\Delta \omega}{\omega}. \quad (3.30в)$$

Відносна точність ΔN , тобто кратність частот ω і Ω , визначається нестабільністю частоти генераторів опорного сигналу і сигналу заповнення:

$$t_c - t_{on} = n''' T_\Omega + \Delta t_c + \Delta t_{on}, \quad (3.31)$$

де n''' – ціле число ($n \leq N$); Δt_c ;

Δt_{on} – похибка визначення моментів часу t_c і t_{on} .

Сумарну похибку визначення моментів часу t_c і t_{on} позначимо як $\Delta t_0 = \Delta t_c + \Delta t_{on}$. Далі буде показано, що цей час також можна визначити і відповідно зменшити похибку $\Delta t_{0\max} = T_\Omega$. Відзначимо, що $\Delta t_{0\max} \leq 2T_\Omega$, не дивлячись на те, що вимірювання здійснюємо в двох точках.

Таким чином, початкова фаза і похибка її визначення дорівнюють:

$$\varphi_0 = \omega n T_\Omega + \omega \Delta t_0 = \omega n T_\Omega + \xi = 2\pi \frac{\omega}{\Omega} n + 2\pi \frac{\omega}{\Omega} \frac{\Delta t_0}{T_\Omega} = 2\pi \frac{n}{N} + 2\pi \frac{1}{N} k = \frac{2\pi}{N} (n + k), \quad (3.32)$$

де $n = 0, 1, 2, \dots, N$; $\xi = \omega \Delta t_0$; $k = \frac{\Delta t}{T_\Omega}$.

Відзначимо, що n – кількість періодів сигналу u_Ω в інтервалі часу $t_c - t_{on}$, а k – додаткова частина часу відносно періоду заповнення.

Дискретність вимірювання фази дорівнює

$$\psi_n = \varphi_n - \varphi_{n-1} = \frac{2\pi}{N}. \quad (3.33)$$

Виходячи з виразу (3.33), для збільшення точності слід збільшувати значення N .

Похибка вимірювання фази на крок дискретності дорівнює:

$$\Delta\psi_n = \frac{2\pi}{N} \left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega} + \frac{\Delta\omega}{\omega} \right), \quad (3.34)$$

а похибка у вимірюванні фази:

$$\Delta\varphi_0 = n\Delta\psi_n = \frac{2\pi}{N} n \left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega} + \frac{\Delta\omega}{\omega} \right). \quad (3.35)$$

Відзначимо, що $n_{\max} = N$ і $\Delta\psi_{0\max} = 2\pi \left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega} + \frac{\Delta\omega}{\omega} \right)$.

З (3.35) одержимо співвідношення:

$$\frac{\xi}{\varphi_0} = \frac{k}{n+k}. \quad (3.36)$$

Слід відмітити, що чим менше n , тим гостріше стоїть питання врахування ξ (тобто k) при зменшенні похибки вимірювання.

Визначимо похибку, пов'язану з нестабільністю генераторів:

- за умови: $\frac{\Delta\omega}{\omega} + \frac{\Delta\Omega}{\Omega} = 10^{-4}$ і $N = 2 \cdot 10^4 \Rightarrow \Delta\varphi_0 = 0,036^\circ$;
- за умови: $\frac{\Delta\omega}{\omega} + \frac{\Delta\Omega}{\Omega} = 10^{-6}$ і $N = 2 \cdot 10^4 \Rightarrow \Delta\varphi_0 = 0,00036^\circ = 1,3''$.

З наведених результатів видно, що точність і чутливість пропонуємого способу достатньо високі.

Для вимірювання різниці фаз φ двох електричних сигналів u_1 і u_2 застосовується метод двохнапівперіодного випрямлення струму фазовим детектором [19], на виході якого напруга дорівнює:

$$u_{\text{вих}} = u_{01} \cdot u_{02} \cos\varphi. \quad (3.37)$$

де u_{01} і u_{02} – амплітуди електричних сигналів; φ – різниця фаз між ними.

Точність вимірювання фази визначається точністю вимірювання $u_{\text{вих}}$, u_{01} і u_{02} , похибка вимірювання яких не перевищує одного відсотка.

З виразу (3.37), визначемо абсолютну похибку фази:

$$\Delta\varphi = \frac{1}{\operatorname{tg}\varphi} \left(\frac{|\Delta u_{\text{вих}}|}{u_{\text{вих}}} + \frac{|\Delta u_{01}|}{u_{01}} + \frac{|\Delta u_{02}|}{u_{02}} \right) \quad (3.38)$$

Похибка вимірювання фази дорівнює нулю при $\varphi = \pi/2$ і не залежить від флуктуацій амплітуди. Така особливість пропонуемого нами методу. Якщо ж φ відхиляється від значення $\pi/2$ фазометр виходить з несиметричного режиму роботи і флуктуації амплітуди призводять до збільшення похибки. Наприклад, при значеннях $\varphi = \pi/4$ і відносної похибки вимірювання амплітуд $\sim 10^{-2}$, абсолютна величина похибки знаходиться в межах $1^\circ - 5^\circ$. Недоліком методу є залежність $\Delta\varphi$ від φ , яку можна частково усунути еталонним фазозсуваючим пристроєм.

З подальшим розвитком цифрової і мікропроцесорної техніки широке поширення отримав спосіб перетворення різниці фаз в інтервал часу τ [94, 106]. Похибка вимірювання фази дорівнює:

$$\Delta\varphi = 360^\circ f\Delta\tau, \quad (3.39)$$

де f – частота досліджуваного сигналу, $\Delta\tau$ – точність вимірювання інтервалу часу. Наприклад, якщо $f = 10^5$ і $\Delta\tau = 10^{-8} - 10^{-9}$ с, то $\Delta\varphi = 0,1^\circ \div 0,03^\circ$ [92,96,97]. Точність значно вища. Недоліком методу є залежність похибки від частоти вимірювального сигналу.

Більш висока точність стала можливим завдяки перетворенню амплітуди сигналу в кут повороту площини поляризації світла (рис. 2.21). Струм I створюється сигналом, фазу якого необхідно вимірювати фотополяриметричним способом, вимірюючи кут повороту площини поляризації. Кут Θ можна виміряти з точністю до $\Delta\Theta = 10^{-3} - 10^{-4}$ градуса [102,107].

Нехай опорний сигнал і вимірюваний дорівнюють:

$$u_1 = u_{01} \sin \omega t, \quad (3.40)$$

$$u_2 = u_{02} \sin(\omega t - \varphi), \quad (3.41)$$

тоді кут повороту площини поляризації відповідно дорівнює:

$$\Theta_1 = \Theta_{01} \sin \omega t \quad (3.42)$$

$$\Theta_2 = \Theta_{02} (\sin \omega t - \varphi) \quad (3.43)$$

Фіксувати моменти часу, коли Θ_1 і Θ_2 дорівнюють нулю можливо з точністю до похибки вимірювання $\Delta\Theta$.

$$\Delta\Theta_1 = \Theta_{01} \sin \omega t_1 \quad (3.44)$$

$$\Delta\Theta_2 = \Theta_{02} (\sin \omega t_2 - \varphi) \quad (3.45)$$

де t_1, t_2 – моменти часу проходження сигналу через нуль.

З (3.44,3.45) отримаємо значення похибки визначення фази:

$$\frac{\Delta\varphi}{\varphi} = \frac{|\Delta\Theta_1|}{\Theta_{01}} + \frac{|\Delta\Theta_2|}{\Theta_{02}} \approx \frac{2|\Delta\Theta|}{\Theta_0}, \quad (3.46)$$

3.3.3. Аналіз залежності амплітуди вихідного сигналу

Проаналізуємо вираз вихідного сигналу (3.25) в якому знаходиться інформація про початкову фазу сигналу u_ω та інформація про поточний час, в сигналі u_Ω . Умова $\Omega \gg \omega$ накладається для того, щоб точніше визначати моменти часу коли амплітуда сигналу u_ω дорівнює нулю. Частота сигналу заповнення (зчитування) має бути стабільною $\Omega = const$, оскільки сигнал u_Ω прив'язаний до фази.

Для вимірювання часу використовується схема вимірювання часового інтервалу кількості рахункових імпульсів, які заповнюють цей проміжок часу. У формулі (3.25), а саме у вихідному сигналі, закладена інформація про початкову фазу і поточний час, що вимірюється за еталонною частотою сигналу зчитування. У такому разі можна позбавитися від операції перетворення різниці фаз двох сигналів в тривалість прямокутного імпульсу і заповненнями його рахунковими імпульсами. Це дозволить знизити похибку вимірювання.

У відомих методах вимірюваний сигнал і сигнал заповнення не залежать один від одного. Слід відзначити, що в пропонуємому способі за рахунок перемножування вимірюваного сигналу і сигналу заповнення вихідний сигнал матиме жорсткий зв'язок між цими сигналами.

Вираз (3.25) представлений в якості биття двох сигналів з частотами $\Omega + \omega$ і $\Omega - \omega$. Графік залежності амплітуди вихідного сигналу $u_{вих}$ від часу представлений на рис. 3.6.

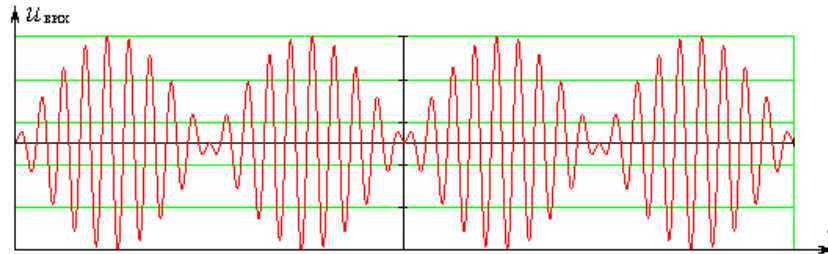


Рис. 3.6. Залежність амплітуди вихідного сигналу $u_{вих}$ від часу

Проаналізуємо вихідний сигнал в області зникнення значення u_{ω} , де проводимо вимірювання початкової фази сигналу φ_0 . Тоді вираз (3.25) в області вимірювання фази матиме вигляд:

$$u_{вих}(t) = u_{0вих}(\omega t - \varphi_0) \sin \Omega t. \quad (3.47)$$

В області вимірювання фази при значенні, коли $\varphi = \omega t - \varphi_0 \ll 1$ — величина мала, і, співрозмірна з величиною похибки вимірювання. Тому у виразі (3.25) значення $\sin \varphi$ замінемо на φ . У такому разі вираз (3.47) запишемо:

$$u_{вих} = u_{0вих} \varphi \sin N(\varphi + \varphi_0). \quad (3.48)$$

З виразу (3.48) видно, якщо значення початкової фази низькочастотного сигналу змінюється у φ_0 разів, то початкова фаза вихідного сигналу збільшується в N разів, в системі координат φ . Значення вимірювального сигналу початкової фази відносно сигналу заповнення, буде в N разів більше, і складатиме $-N\varphi_0$.

На рис. 3.7 (а, б, в, г, д) наведені сигнали u_{ω} і u_{Ω} в області вимірювання в залежності від часу для п'яти значень φ_0 (при $N=18$; $u_{0вих} = 1$):

- а) $\varphi_0 = 0^\circ$;
- б) $N\varphi_0 = 90^\circ$ ($\varphi_0 = 5^\circ$);
- в) $N\varphi_0 = 180^\circ$ ($\varphi_0 = 10^\circ$);

г) $N\varphi_0 = 270^\circ$ ($\varphi_0 = 15^\circ$);

д) $N\varphi_0 = 360^\circ$ ($\varphi_0 = 20^\circ$)

Положення всіх графіків на рис. 3.7 синхронізовані за часом, тому точки 1, 2, 3 ($u_\Omega = 0$) займають одне і теж положення. Точка 0 на усіх графіках це точка, в якій виконується умова $\omega t - \varphi_0 = 0$, тобто точка де вимірюється початкова фаза. Якщо графіки (див. рис. 3.7) накреслити в системі координат Ωt , то вони переміщатимуться в залежності від початкової фази сигналу φ_0 в N разів швидше.

При $N\varphi_0 = 0, 2\pi, 4\pi \dots n\pi$ залежність $u_{\text{вих}}(\omega t)$ симетрична відносно точки 0 ($t = 0$). Перші найближчі максимуми A1 і A2 позитивні, і знаходяться на однаковій відстані між максимумами сигналу заповнення $N = 180^\circ$. Відносно цих максимумів вершини A1 і A2 зрушені відповідно вліво і вправо на кут $N = 26, 25^\circ$ ($\varphi = 6,46^\circ$). Положення максимумів і мінімумів A1, A2, A3, A4, A5 відносно точок 1, 2, 3 показано на рис. 3.7 (а, б, в, г, д). Точка 0 визначається з умови $\omega t = \varphi_0$ ($\Omega t = N\varphi_0$), тобто точка, в якій вимірюється фаза φ_0 .

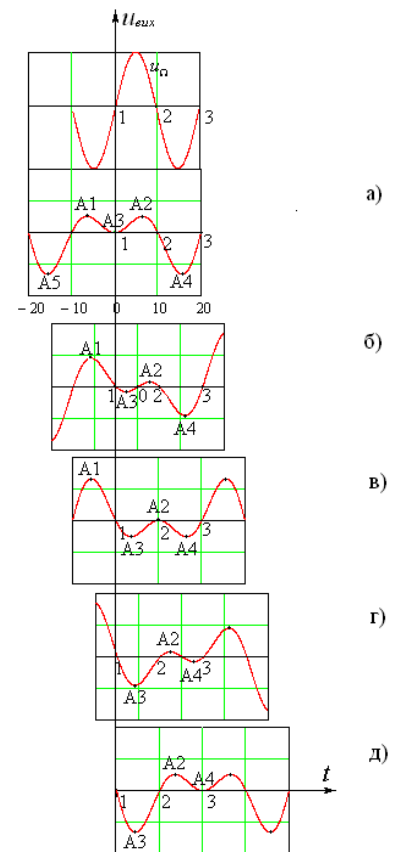


Рис. 3.7. Залежність

вихідного сигналу $u_{\text{вих}}$ від часу t .

Весь період сигналу u_Ω відповідає вимірюванню фази $\Delta\varphi$ сигналу $u_\omega \frac{360}{N}$ (у наведеному прикладі $N = 18, \Delta\varphi = 20^\circ$). Таким чином, визначаючи положення точки 0 відносно точок 1, 2, 3, знаходимо ξ . Далі підставляючи

ξ у вираз (3.36), знаходимо початкову фазу φ_0 . Похибка $\Delta\varphi$ визначається шумами системи.

На рис. 3.8 представлена залежність відносного значення амплітуди вихідної напруги від N в найближчих максимумах і мінімумах від точки 0.

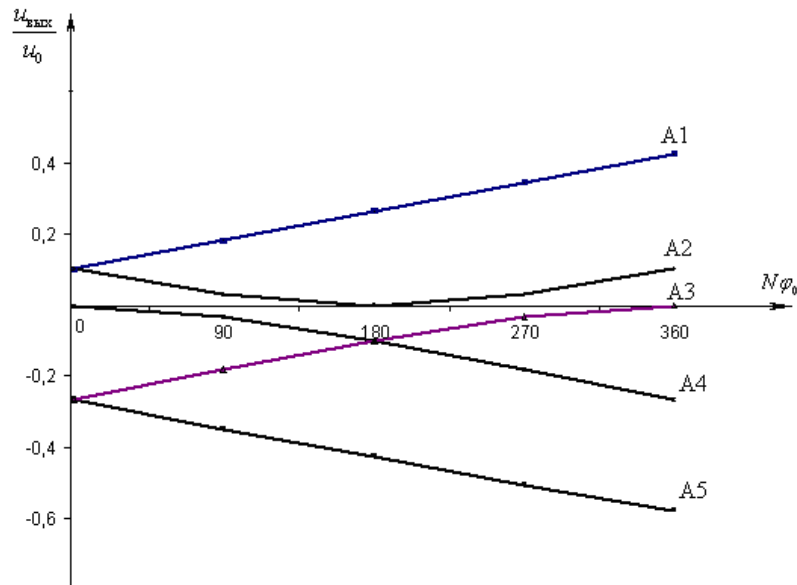


Рис. 3.8. Залежність відносного значення амплітуди вихідної напруги в момент визначення початкової фази.

При $N\varphi_0 \rightarrow 360^\circ$ із збільшенням $N\varphi_0$ амплітуди у вершинах A1 і A2 прагнуть до +1, в точках A3, A4 і A5 прагнуть до -1.

На рис. 3.9 представлені залежності зрушення вершин A1, A2 фази φ_i відносно моменту часу $t = 0$. Вершини праворуч від точки A1 (A2, A3, A4) зміщуються на значні відстані відносно φ в порівнянні з точками, які розташовані зліва від вершини A1 (A5). З графіків видно, що коли $N\varphi_0$ змінюється на 360° ($\varphi_0 = 20^\circ$).

Переміщення вершини A1 – A5 відносно φ_i дорівнюють 30° , 125° , 80° , 80° , 12° . Значення переміщення вершини відносно фази ($t = 0$) при зміні $N\varphi_0$ від 0° до 360° .

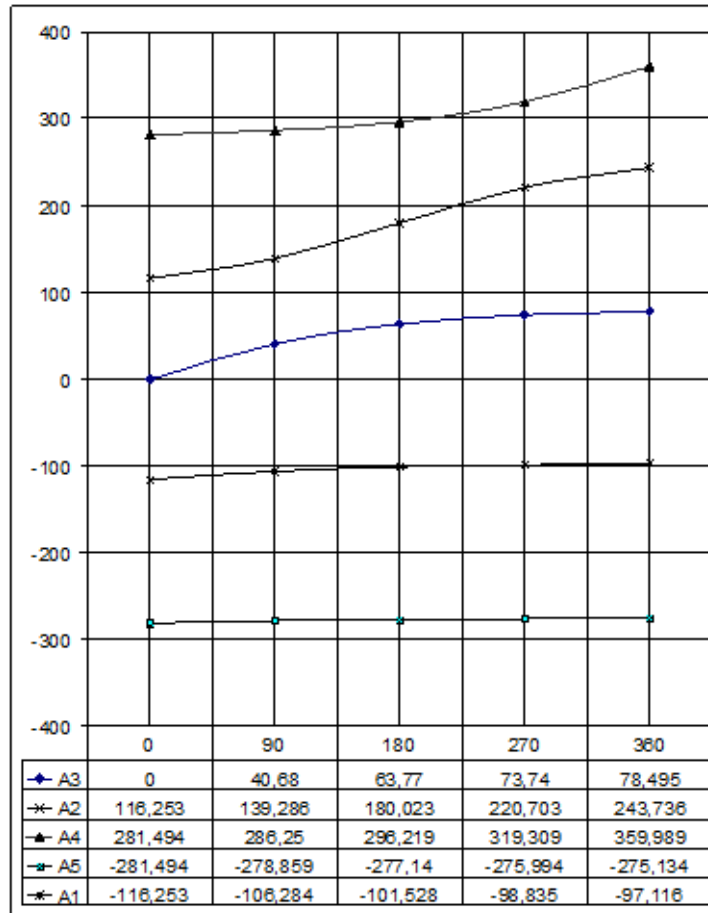


Рис. 3.9. Залежності зрушення вершин амплітуди сигналу

Максимальне переміщення вершини A2 на кут $N\varphi = 125^\circ$, отже, ця найбільш чутливу залежність, необхідно використовувати для вимірювання значення ξ . З графіків видно, що коли $N\varphi_0$ змінюється на 360° ($\varphi_0 = 20^\circ$).

Переміщення вершини A1 – A5 відносно φ_i зведені у табл. 3.1. Значення переміщення вершини відносно фази ($t = 0$) при зміні $N\varphi_0$ від 0° до 360° . Максимальне переміщення вершини A2 на кут $N\varphi = 125^\circ$, отже, ця найбільш чутливу залежність, необхідно використовувати для вимірювання значення ξ .

Таблиця 3.1

φ_i	$N\varphi_1$	$N\varphi_2$	$N\varphi_3$	$N\varphi_4$	$N\varphi_5$
Зміщення, град	30°	125°	80°	80°	12°

3.3.4. Розробка блок-схеми магнітооптичного фазометра

На рис. 3.10 наведена блок-схема магнітооптичного фазометра, метод і принцип вимірювання якого відображений в роботі [100].

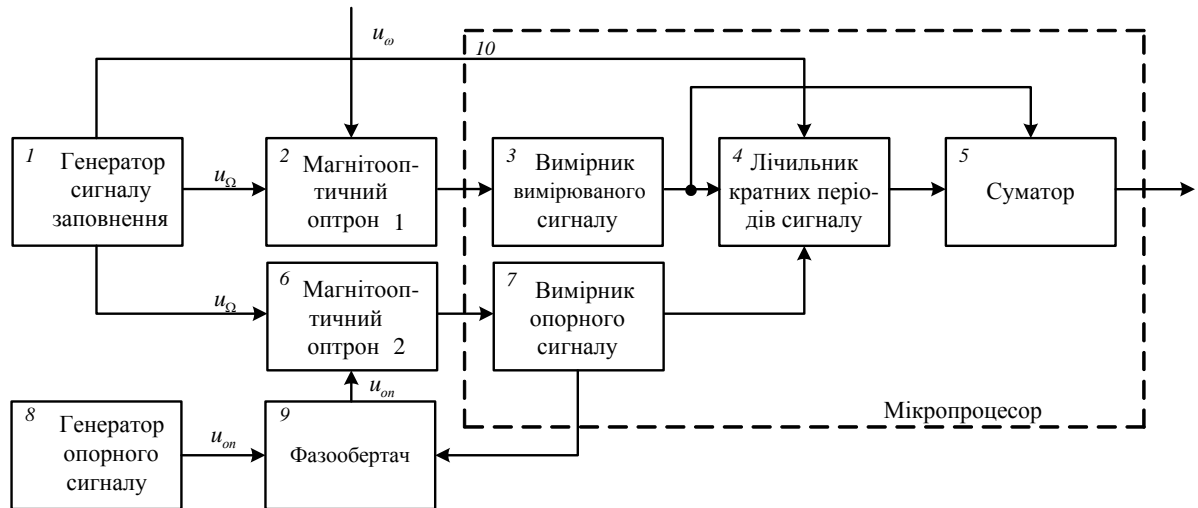


Рис. 3.10. Блок-схема магнітооптичного фазометра

Магнітооптичний фазометр містить генератор сигналу заповнення 1, магнітооптичні оптрони 2 і 6, вимірник вимірюваного сигналу 3, лічильник кратних періодів сигналу 4, суматор 5, вимірник опорного сигналу 7, генератор опорного сигналу 8, фазообертач 9. Блоки 3, 4, 5, 7 є складовими частинами мікропроцесора 10. Вихід суматора 5 є виходом пристрою.

Фазометр працює таким чином. Сигнал u_ω з вимірюваною початковою фазою подається на магнітооптичний оптрон 2, на який також подається сигнал заповнення u_Ω від генератора сигналу заповнення 1. Сигнал заповнення u_Ω також подається на магнітооптичний оптрон 2 разом з опорним сигналом u_{on} від генератора опорного сигналу 8 через керований фазообертач 9. Початкова фаза опорного сигналу фазообертачем 9 зсувається так, щоб на виході оптрона був сигнал, який відповідав би епюрі, наведеній на рис. 3.12, що відповідає нульовій різниці фаз опорного сигналу і сигналу заповнення.

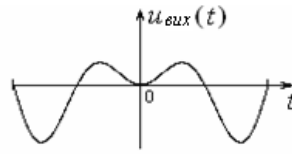


Рис. 3.11. Сигнал на виході МОП

Цей момент фіксується вимірником опорного сигналу 7. Для цього сигнал подається для керування фазовим зсувом опорного сигналу на фазообертач 9. Діапазон вимірювання фазового зсуву не перевищує дискретності кроку (кванта) вимірювання фази $\frac{2\pi}{N} \left(\frac{360^\circ}{N} \right)$. У цей момент вимірник опорного сигналу 7 відкриває лічильник вимірювання кількості дискретних кроків фази 4.

Вимірник вимірюваного сигналу 3 аналізує через магнітооптичний оптрон 1 2 вимірюваний сигнал, реєструючи момент закінчення дискретних кроків, і подає сигнал для закриття лічильника кратних періодів сигналу 4 від сигналу заповнення.

Крім того, вимірник опорного сигналу 7 видає інформацію про величину додаткової фази ξ , що залишилася після дискретного рахунку. Суматор 5 рахує кількість дискретних порцій фази i , складаючи їх із значенням додаткової фази ξ , видає значення вимірюваної фази φ_0 .

Для дослідження роботи блок-схеми магнітооптичного фазометра можна використовувати пакет System Identification Toolbox, який застосовується для систем керування і обробки сигналів в часовій і частотній областях [103].

3.3.5. Розробка алгоритму роботи магнітооптичного фазометра

Відповідно до викладеної вище теоретичної бази і розробленої блок-схеми приладу (рис. 3.10) складемо алгоритм роботи магнітооптичного фазометра (рис. 3.12).

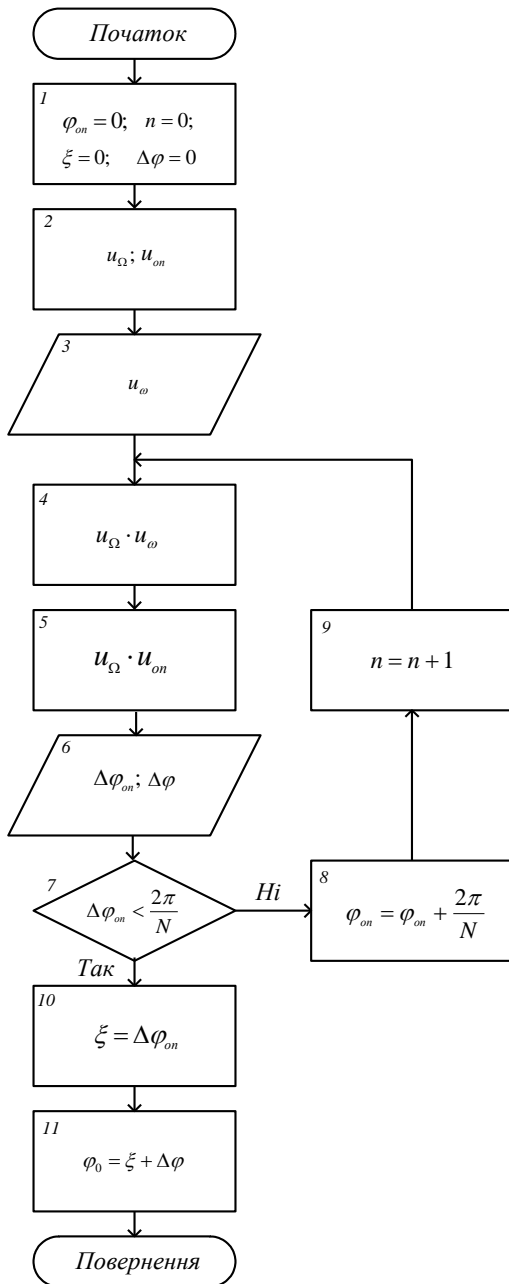


Рис. 3.12. Алгоритм роботи
магнітооптичного фазометра

У випадку, якщо $\Delta\varphi_{on} > \frac{2\pi}{N}$, то в блоці 8 відбувається збільшення значення фази опорного сигналу на величину $\frac{2\pi}{N}$ (додатковий поворот фази фазообертачем 9), а в блоці 9 збільшення вмісту лічильника 4 на 1. Коли $\Delta\varphi_{on} < \frac{2\pi}{N}$, то в блоці 10 визначається додаткова фаза ξ , яка дорівнює поточній різниці фаз опорного сигналу і сигналу заповнення.

В блоці 1 відбувається обнулення початкової фази опорного сигналу φ_{on} через фазообертач 9 вмісту лічильника 4, додаткової фази (початкової фази сигналу заповнення), значення вимірюваної фази вимірником 3 $\Delta\varphi$.

Блок 2 ілюструє генерацію опорного сигналу і сигналу заповнення генераторами 1 і 8 (див. рис. 3.11).

В блоці 3 проводиться завантаження сигналу з вимірюваною фазою u_{ω} . Блоки 4 і 5 проводять множення сигналів оптронами 2 і 6 (рис. 3.10).

Блок 6 проводить вимірювання різниць фаз: опорного сигналу і сигналу заповнення $\Delta\varphi_{on}$ вимірником опорного сигналу 7; вимірюваного сигналу і сигналу заповнення $\Delta\varphi$ вимірником вимірюваного сигналу 3.

Блок 7 проводить порівняння поточної різниці $\Delta\varphi_{on}$ з кроком зміни різниці фаз $\frac{2\pi}{N}$.

Блок 11 ілюструє роботу суматора 5, який проводить підсумовування значень додаткової фази ξ і вимірюваної фази $\Delta\varphi$ та обчислює вимірювану початкову фазу сигналу. Далі цикл вимірювання повторюється.

3.3.6. Потенційна точність методу

Основну похибку при вимірюванні вносить складова $2\pi \frac{\omega}{\Omega} \frac{\Delta t_0}{T_\Omega}$, яка входить до (3.32). Для того, щоб зменшити її, необхідно знати момент часу проходження сигналу u_ω через нуль якомога точніше, отже збільшувати частоту заповнення Ω або іншими словами, – зменшувати крок квантування фази $360 \frac{\omega}{\Omega}$.

Якщо частота вимірюваного сигналу 1 кГц, то необхідно, щоб частота заповнення була 36 МГц для похибки в $0,01^\circ$.

Підберемо частоту сигналу заповнення такою, щоб в (3.36) зникла складова ξ .

Тоді вираз (3.32) прийме вигляд:

$$\varphi_0 = 2\pi \frac{\omega}{\Omega} n + 2\pi \frac{\omega}{\Omega} \frac{\Delta t}{T_\Omega} = 2\pi \frac{\omega}{\Omega'} \dot{n}, \quad (3.49)$$

де $\dot{n} = n \pm i$; i – ціле число.

Частота Ω' підібрана так, щоб у вимірюваний проміжок часу укладалася ціла кількість періодів.

Можна вибрати й інші частоти, для яких виконується умова (3.37):

$$2\pi \frac{\omega}{\Omega'} \dot{n} = 2\pi \frac{\omega}{\Omega''} \ddot{n},$$

де $\dot{n} = \ddot{n} \pm i$.

Отже,

$$\dot{n} = i \frac{\Omega'}{\Omega'' - \Omega'}. \quad (3.50)$$

Якщо $\Omega'' > \Omega'$, то i – ціле позитивне число.

Чим більша кількість додаткових періодів, тим більша різниця між частотами Ω' і Ω'' .

За виразом (3.38) можна визначити n , знаючи частоти Ω' і Ω'' . Похибка у визначенні n повинна бути менша одиниці.

Визначимо похибку Δn , продиференціювавши (3.50):

$$\Delta n = i \frac{\Omega' \Omega'' \left(\frac{\Delta \Omega'}{\Omega'} + \frac{\Delta \Omega''}{\Omega''} \right)}{(\Omega'' - \Omega')^2} < 1. \quad (3.51)$$

Стабільність частоти генератора в межах вимірюваного діапазону вважаємо незмінною $\frac{\Delta \Omega'}{\Omega'} = \frac{\Delta \Omega''}{\Omega''} = \frac{\Delta \Omega}{\Omega}$.

З (3.51) знаходимо умову, коли $\Delta n < 1$, тобто n буде цілим числом

$$\sqrt{2i \frac{\Delta \Omega}{\Omega}} < \frac{\Omega'' - \Omega'}{\sqrt{\Omega'' \Omega'}}. \quad (3.52)$$

У виразі (3.52): $\frac{\Delta \Omega}{\Omega}$ – визначає стабільність частоти генератора;

$\Omega'' - \Omega'$ – діапазон, в якому змінюється частота генератора в процесі вимірювання.

Реально $\Omega \approx \Omega' \approx \Omega'' \gg \Omega'' - \Omega'$, тому вираз (3.52) запишемо в наступному вигляді:

$$\sqrt{2i \frac{\Delta \Omega}{\Omega}} < \frac{\Omega'' - \Omega'}{\sqrt{\Omega}}. \quad (3.53)$$

З (3.52) видно, що при збільшенні i , тобто збільшення кількості періодів T_Ω у вимірювальному інтервалі, ніяких імпульсів не дає. Із збільшенням i необхідно збільшувати діапазон вимірювання частоти генератора в \sqrt{i} разів, а точність при цьому не збільшується.

3.3.7. Вплив шумів на точність вимірювання фази сигналу

У запропонованому нами способу рівень шуму пов'язаний з шумами (фотоприймача) дробовими або генераційно-рекомбінаційними (напівпровідниковий фотоприймач) шумами набагато більше теплових шумів і

відношення сигналу до шуму на виході фотоприймача визначається виразом [101,102]:

$$\frac{s}{N} = \frac{u_c^2}{u_{ep}^2 + u_T^2} = A\Delta^2 \frac{(1-2Gd)^4 \sin^2 2\Theta_0}{(1-Gd)^2 [1-(1-2Gd)^2 \cos 2\Theta_0]},$$

де u_c , u_{ep} , u_T – відповідно напруга, що створюється сигналом, генераційно-рекомбінаційними і тепловими шумами; поляризаційний дефект оптичного каналу (насамперед визначається поляризаційним дефектом призми); A – постійна величина, що залежить від швидкості рекомбінації, рухливості носіїв, прозорості оптичного каналу, Δ – похибка визначення кута площини поляризації; Θ_0 – максимальна амплітуда розгойдування кута повороту площини поляризації світла. Gd – поляризаційний дефект оптичного каналу визначається поляризаційним дефектом призми. При $Gd \rightarrow 0$ підвищується якість оптичного каналу відносно прозорості та деполяризації світлового променя.

$$\Theta_0 \rightarrow 0 \text{ і } \frac{s}{N} \rightarrow \left(\frac{s}{N} \right)_{\max_{Gd \rightarrow 0}} = A\Delta^2 2.$$

Якщо враховувати теплові (темнові) шуми, то відношення s/N у цьому випадку (при $Gd \sim 0$) визначається:

$$\frac{s}{N} = A\Delta^2 \frac{(1-8Gd)\sin^2 2\Theta_0}{u_T'^2 + [1-2Gd - (1-6Gd)\cos 2\Theta_0]}.$$

При оптимальному куті розгойдування Θ_0 дорівнює:

$$\cos 2\Theta_0 = 1 - \sqrt{2u_T'^2 + 8Gd}.$$

Відношення сигнал шуму буде максимальним:

$$\frac{s}{N} = A\Delta^2 \frac{2\sqrt{2u_T'^2 + 8Gd}}{u_T'^2 + \sqrt{2u_T'^2 + 8Gd} + 4Gd}.$$

При $u_T'^2 \ll 1$, $u_T'^2 \ll \sqrt{2u_T'^2 + 8Gd}$ отримаємо:

$$\frac{s}{N} = A\Delta^2 \frac{2\sqrt{2u_T'^2 + 8Gd}}{\sqrt{2u_T'^2 + 8Gd} + 4Gd}.$$

Слід зазначити, що якщо не враховувати теплові шуми $u_T'^2$ то відношення $\left(\frac{s}{N}\right)_{\max}$ збігається з роботою [101, 102].

Якщо оптичний канал ідеальний $Gd = 0$, тоді при куті розгойдування $\sin^2 2\Theta_0 = 2\sqrt{2u_T'^2}$ максимальне значення сигналу відносно шуму:

$$\left(\frac{s}{N}\right)_{\max} = A\Delta^2 \frac{2\sqrt{2u_T'^2}}{u_T'^2 + 2\sqrt{u_T'^2}} \sim A\Delta^2 2.$$

Слід пам'ятати, що чим менше кут розгойдування, тим більше відношення $\frac{s}{N}$.

Як було відмічено, максимуми $A1$ і $A2$ з'являються за умови коли $N\varphi = 116,5^\circ$ ($\varphi = 0$). Отже, $\varphi = \frac{116,5}{N}$, φ – це відхилення від φ_0 , тобто похибка вимірювання. Зв'язок φ з Δ визначаємо виразом:

$$\Delta = \Delta\Theta_{0\omega} = ku_{0\omega}\Delta\varphi = \Theta_{0\omega} \frac{116,5}{N}.$$

Величина N визначається з умови, коли $A1$ і $A2$ будуть по величині більші від шуму:

$$s/N = AF(u_T'^2, Gd, \Theta_{0\omega})\Delta^2 = 1.$$

Найточніше постійна A визначається експериментально. Чутливість (і точність) фотополяриметричних пристроїв варіюється в межах від однієї секунди до сотих (і якщо є необхідність до градусів). Отже, відношення сигнал/шум визначаємо $s/N = A\Delta^2$.

Постійну A можна завжди визначити експериментально вимірюючи Δ .

Знаючи Δ обчислюємо $\Delta\varphi = \frac{360}{2\pi} \frac{\Delta}{\Theta_{0\omega}}$ (Зазвичай $\Theta_{0\omega} \sim 10^\circ$) [101,102].

Якщо чутливість поляриметра $\Delta = 1''$, то $\Delta\varphi = 0,0017^\circ$, $\Delta = 6''$ – $\Delta\varphi = 0,01^\circ$, при $\Delta = 1$ (одна хвилина) – $\Delta\varphi = 0,1^\circ$ і т.д. Для вимірювання фази сигналу це цілком прийнятні результати.

У загальному випадку, прирівнюючи $s/N = 1$, знаходимо похибку визначення фази $\Delta\varphi = \frac{58,8}{\Theta_{0\omega}\sqrt{A}}$.

Знаючи чому дорівнює $\Delta\varphi$ можна визначити N виходячи з такого співвідношення:

$$\omega\Delta t = \Delta\varphi.$$

$$\text{Отже, } \omega\Delta t > \Delta\varphi \text{ або } \frac{2\pi}{\Delta\varphi} > \frac{\Omega}{\omega} = \frac{T_\omega}{T_\Omega} = N.$$

У граничному випадку N_{\max} :

$$N_{\max} = \frac{2\pi}{\Delta\varphi} = \frac{360}{\frac{360}{2\pi} \frac{1}{\Theta_{0\omega}} \Delta} = \frac{2\pi\Theta_{0\omega}}{1} = 2\pi\Theta_{0\omega}\sqrt{A}.$$

Виконання на основі МОП з чутливістю Δ :

$$1'' (0,0017) \rightarrow N_{\max} = 2,12 \cdot 10^5,$$

$$6'' (0,01) \rightarrow N_{\max} = 36 \cdot 10^3,$$

$$N_{\max} = 36 \cdot 10^2, \text{ якщо в межах } 1^\circ - 360^\circ.$$

3.4. Магнітооптичний помножувач частоти та пристрій послідовного наближення

В результаті множення частоти періодичного гармонічного сигналу шляхом перетворення його нелінійним елементом для створення гармонік на основі магнітооптичного кристалу ітрій феррит гранату $Y_3Fe_5O_{12}$, теоретично отримаємо стовідсоткове перетворення сигналу, частота якого змінюється з часом доволіно в широких межах.

Пропонуємий спосіб принципово відрізняється від існуючих, оскільки має іншу складну апаратну функцію перетворення вхідного сигналу. Спочатку сигнал перетворюють в пилкоподібний (трикутноподібний) і подають на вхід МОП, на виході якого відсутній фільтр для виділення сигналу з частотою Nf ($N = 2, 3, 4, \dots$).

Для покращення характеристик множення частоти сигналу покладено завдання розробки нового способу множення частоти f гармонічного сигналу на гармонічний сигнал з частотою Nf зі зменшенням перерахованих вище недоліків. Цей спосіб також дозволяє збільшити девіацію несучої частоти f до 100%, а також збільшити коефіцієнт множення частоти N .

Поставлене завдання вирішується шляхом перетворення гармонічного сигналу на періодичний пилкоподібний або трикутноподібний. Потім цей сигнал подається на магнітооптичний перетворювач спектра [108], на виході якого буде гармонічний сигнал частоти Nf із широким діапазоном девіації несучої частоти f . Цей спосіб дозволяє знизити вимоги до розкиду параметрів і характеристик транзисторів, оскільки не використовується двоплечева компенсаційна балансова схема.

Пропонуємий спосіб реалізується за рахунок використання МОП спектра [108], що має залежність вихідної напруги від вхідної (рис. 3.13а).

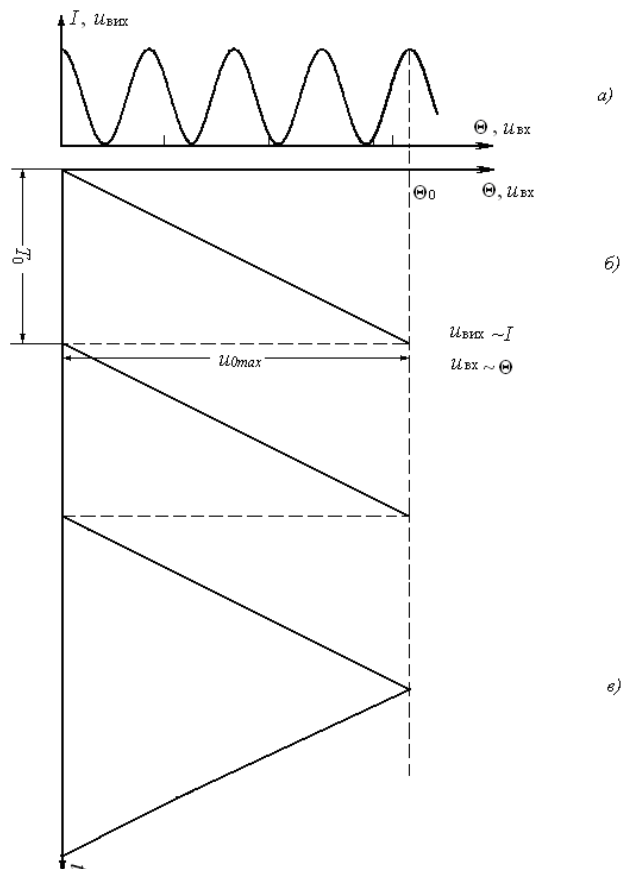


Рис. 3.13. Залежність вихідної напруги від вхідної МОП спектра

На вхід цього пристрою подається пилкоподібний (рис.3.13б) або трикутноподібний (рис. 3.13в) за формою сигнали, де T_0 – період пилкоподібного або трикутноподібного сигналу, Θ – кут повороту площини поляризації світла.

Максимум пилкоподібного або трикутноподібного сигналу повинен співпадати з максимумом вихідного сигналу з тим, щоб вихідний сигнал був гармонічним без розривів.

Проаналізуємо пропонований спосіб множення частоти за схемою, наведеною на (рис. 3.14). Блок-схема пристрою, що реалізує спосіб множення частоти, включає синхронізатор, генератор пилкоподібних або трикутноподібних імпульсів, світлодіод 1, поляризатор 2, магнітооптичний кристал ітрієвий феррит гранат ($Y_3Fe_5O_{12}$) 3, аналізатор 4, фотоприймач 5 та котушку підмагнічування 6.

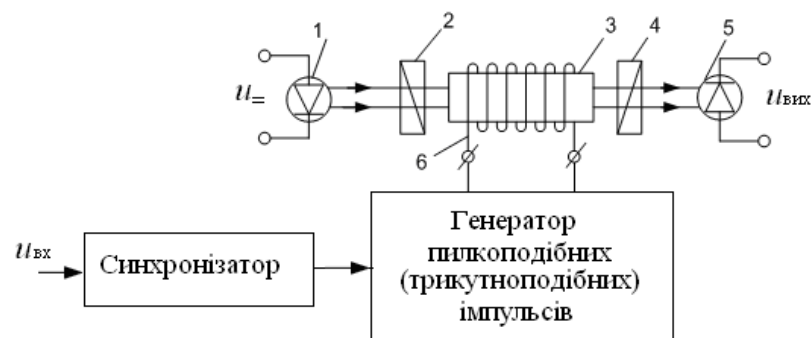


Рис. 3.14. Блок-схема пристрою множення частоти

Світловий промінь від світлодіода 1 проходить через поляризатор 2, магнітооптичний кристал ($Y_3Fe_5O_{12}$) 3, аналізатор 4 і перетворюється фотоприймачем 5 у вихідну напругу $u_{вих}$. Вхідна напруга $u_{вх}$ подається на підмагнічуючу котушку 6, що створює магнітне поле, яке керує намагніченістю зразка, а, отже, і кутом повороту площини поляризації світла.

Вхідний сигнал $u_{вх} = u_{0вх} \sin \omega_0 t$ подається на синхронізуючий пристрій 1, який виробляє імпульси запуску для генератора пилкоподібних (або трикутноподібних) імпульсів 2. Потім пилкоподібні (трикутноподібні) сигнали подаються на котушку підмагнічування магнітооптичного

перетворювача 3. На виході помножувача частоти вихідний сигнал дорівнює

$$u_{\text{вих}} = u_{0\text{вих}} \sin N\omega_0 t.$$

Більш докладно про роботу магнітооптичного перетворювача можна ознайомитися в [76, 108-110].

Слід відзначити, що, якщо на магнітооптичний перетворювач подавати не пилкоподібний сигнал, а гармонічний синусоїдальний, то вихідний сигнал перетвориться в цілий спектр сигналів, аж до 60-ї гармоніки [84].

При пилкоподібній (трикутноподібній) напрузі, що подається на магнітооптичний перетворювач, відношення амплітуд сусідніх гармонік до гармоніки, яка нас цікавить, наприклад шостої гармоніки, дорівнює 5%. При цьому нелінійність пилкоподібного або трикутноподібного сигналу складатиме 3%. Максимальна частота сигналу f визначається гістерезисом магнітооптичних зразків. Наприклад, для ітрій-галієвих зразків вона досягає 2 МГц [107].

Діапазон девіації частоти обмежений, у першу чергу, параметрами елементів радіотехнічної схеми і досягає $\Delta f / f \sim 0,5$. Немає необхідності встановлювати фільтр для виділення сигналу на частоті, яка нас цікавить, оскільки супутні гармоніки малі за амплітудою.

Принцип роботи пропонуємого нами способу наступний. Кут повороту площини поляризації світла при подачі на магнітооптичний перетворювач напруги, що змінюється за лінійним законом від часу, змінюється також за лінійним законом:

$$\Theta = \Theta_{\text{max}} \frac{t}{T},$$

де T – період коливачь множеного по частоті гармонічного вхідного сигналу

$$u_{\text{вх}} = u_{0\text{вх}} \sin \omega t \left(T = \frac{2\pi}{\omega} \right); \Theta_{\text{max}} - \text{максимальне значення кута повороту площини}$$

поляризації світла.

Гармонічна напруга $u_{\text{вх}}$ через синхронізатор 1 (за нульовим рівнем сигналу) запускає генератор пилкоподібних імпульсів напруги (струму) 2 і

подається на магнітооптичний перетворювач спектра 3. Напряга на виході фотоприймача буде змінюватися за законом Малюса [85, 108, 109]

$$u_{вих} = u_0 \cos^2\left(\Theta_{\max} \frac{t}{T}\right) = \frac{u_0}{2} \left[1 + \cos\left(2\Theta_{\max} \frac{t}{T}\right)\right]. \quad (3.53)$$

З (3.53) видно, що кругова частота вихідного сигналу дорівнює:

$$\omega_{вих} = \frac{2\Theta_{\max}}{T} \quad \text{або} \quad f_{вих} = \frac{\Theta_{\max}}{\pi} f_0. \quad (3.54)$$

Таким чином, коефіцієнт множення по частоті для пилкоподібного сигналу:

$$\text{– у радіанах} \quad N = \frac{\Theta_{\max}}{\pi}; \quad (3.55)$$

$$\text{– у градусах} \quad N = \frac{\Theta_{\max}}{180^\circ} \quad (3.56)$$

або для трикутноподібного різнополярного сигналу:

$$\text{– у радіанах} \quad N = \frac{2\Theta_{\max}}{\pi}; \quad (3.57)$$

$$\text{– у градусах} \quad N = \frac{\Theta_{\max}}{90^\circ}. \quad (3.58)$$

Якщо використовувати від'ємну частину характеристики $\Theta(I)$, зображеної на рис. 2.21, то для трикутноподібного за формою вхідного сигналу вирази (3.57 та 3.58) у два рази збільшаться [109]:

$$\text{– у радіанах} \quad N = \frac{4\Theta_{\max}}{\pi}; \quad (3.59)$$

$$\text{– у градусах} \quad N = \frac{\Theta_{\max}}{45^\circ}. \quad (3.60)$$

Якщо використовувати МОП з характеристикою, наведеною на рис. 2.21, де $\Theta \sim 45^\circ$, $N = 10$. Проте, характеристику необхідно перетворити в лінійну.

Структурна схема пристрою-помножувача частоти послідовного наближення (рис. 3.15) включає джерело світла (світлодіод) 1, поляризатор 2, МОП 3, аналізатор 4, фотоприймач 5, синхронізатор 6, генератор пилкоподібної або трикутноподібної напруги 7, яким керує мікроконтролер для реалізації кратності множення частоти сигналу.

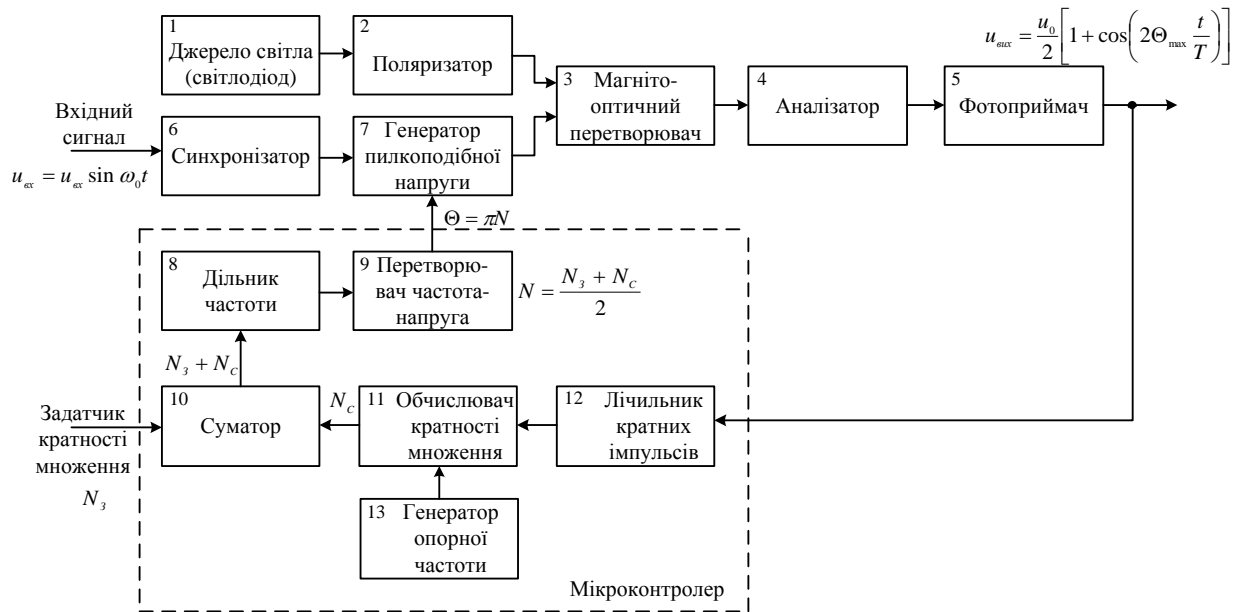


Рис. 3.15. Структурна схема пристрою-помножувача частоти послідовного наближення

Множення частоти f гармонічного сигналу на гармонічний сигнал з частотою Nf (N – коефіцієнт множення частоти) здійснюється за рахунок обертання площини поляризації променя світла у магнітооптичному перетворювачі 3, який надалі аналізатором 4 модулюється по інтенсивності за законом Малюса і фотоприймачем 5 перетворюється на вихідний електричний сигнал з частотою, кратною в N раз.

На рис. 3.16 наведено алгоритм роботи пристрою-помножувача частоти послідовного наближення, що здатний створити новий тип характеристики перетворення вхідного спектра сигналу у вихідний спектр сигналу (множення частоти).

Використання цього способу вимірювання дозволить створювати прилади дуже високої точності для вимірювання різниці фаз сигналів в інфра- і низькочастотному діапазонах, а також використовувати даний спосіб в радіотехнічних системах і комплексах, наприклад, в далекомірах, пеленгаторах, радіолокаційних і радіонавігаційних системах.

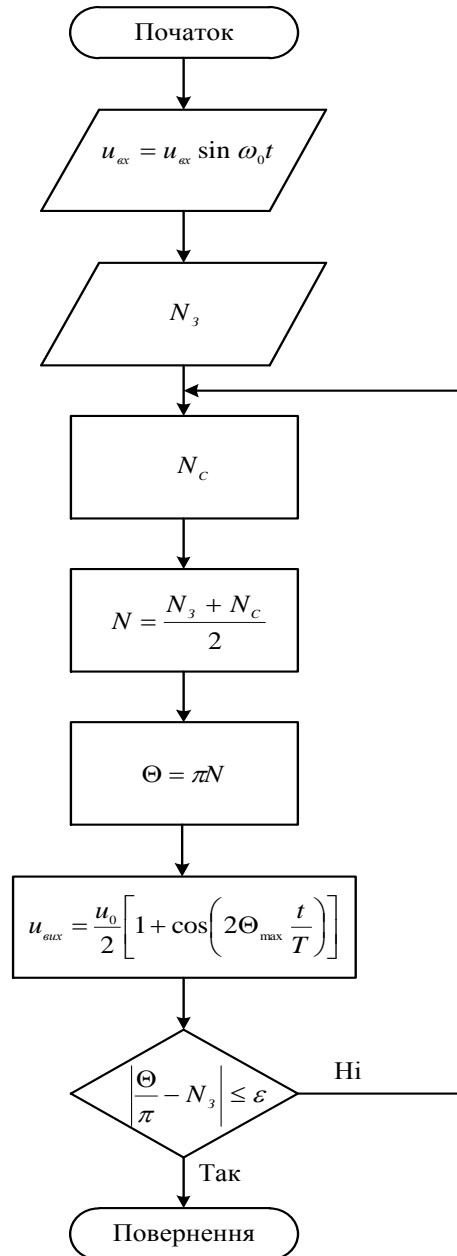


Рис. 3.16. Алгоритм роботи пристрою-помножувача частоти послідовного наближення

Пропонований спосіб також буде конкурентоздатний з відомими способами множення частоти за чутливістю і може широко використовуватися в цифровій і обчислювальній техніці [19, 59, 94, 95, 104-106].

РОЗДІЛ 4. ІДЕНТИФІКАЦІЯ ТА СИНТЕЗ СТАТИЧНИХ І ДИНАМІЧНИХ ВИХІДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК МОП

4.1. Конструктивні особливості побудови МОП

В роботі [116] проаналізовані конструкція і принцип дії магнітооптичного перетворювача (МОП) спектра радіосигналу на основі ітрієвого ферит-граната ($Y_3Fe_5O_{12}$) і проведена ідентифікація отриманих експериментальних характеристик перетворювача за допомогою апроксимації методом найменших квадратів, внаслідок чого отримані аналітичні вирази, що описують залежності кута повороту площини поляризації світла від величини підмагнічувального струму МОП.

У відомих технічних рішеннях підвищення рівня модуляції може бути досягнуто за рахунок багатократного відображення променя від торців оптичного елемента [111] або за рахунок збільшення довжини оптичного елемента [112]. В тому або іншому випадках є значні втрати оптичного випромінювання, крім того, струм, що пропускають крізь соленоїд, повинен бути достатньо великим.

Для того, щоб амплітуда N -ї гармоніки була максимальною, необхідно вибрати значення $\Theta_0 = \Theta_{0\max}$ при якому $J_N(\Theta_{0\max})$ досягає максимального значення. Наприклад, щоб 5-я гармоніка досягла максимуму, необхідно щоб $\Theta_{0\max} \approx 180^\circ$, для 10-ї гармоніки відповідно $\Theta_{0\max} \approx 430^\circ$.

Щоб отримати такі великі кути обертання площини поляризації світла, необхідно збільшити ефективну довжину активного кристала, наприклад, помістити його в резонатор Фабрі - Перо. На рис. 4.1, представлена конструкція МОП спектра радіосигналу. Промінь світла від джерела 1 проходить через фільтр 2, фокусується лінзою 3, поляризатор 4, і потім потрапляє в магнітооптичний активний зразок 5.

Лінійно поляризований промінь світла, багаторазово відбиваючись між дзеркалами 6, з напиленням сріблом, виходить з модулятора через другу діаграму, потім проходить через фокушуються лінзу 7, аналізатор 8 і перетворюється фотоприймачем 9 в електричний сигнал, N -а гармоніка якого виділяється вузькосмуговим підсилювачем 10. Корпус МОП 11, що виконує разом з активним кристалом функції замкнутого магнітопровода, виготовлений з полікристалічного фериту НМ-1500. Усередині нього розташована обмотка підмагнічування 12, виконана у вигляді безкаркасної котушки (100 витків, дротом ПЭВ, діаметром 0,2 мм). Магнітооптичний активний зразок 5 вирізаний з прозорого в ближній інфрачервоній області спектра монокристала ітрієвого ферит граната ($Y_3Fe_5O_{12}$) у формі циліндра 10 мм, довжиною 8,5 мм.

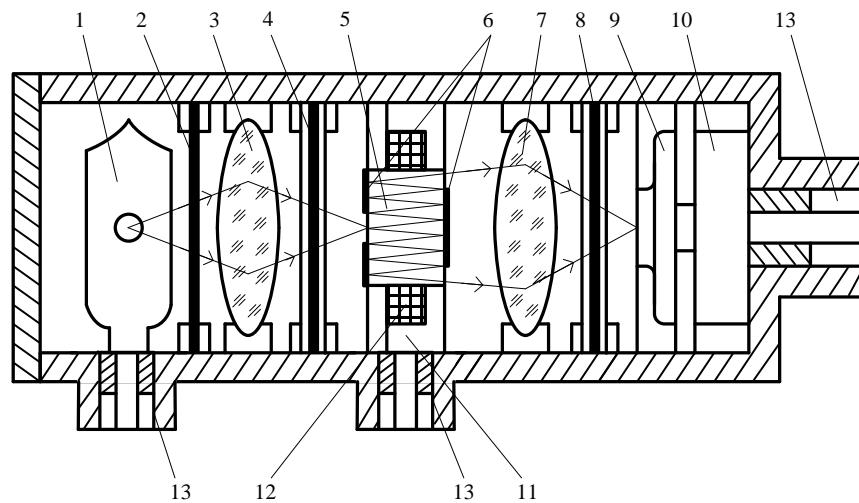


Рис. 4.1. Конструкція магнітооптичного перетворювача:

1 – лампа розжарювання КИМ-100; 2 – фільтр, кремнієва пластинка; 3, 7 – фокушуючі лінзи; 4, 8 – поляроїди ПТИ-2; 5 – активний зразок МОП; 6 – дзеркала; 9 – фотоприймач ФТГ-4; 10 – вузькосмуговий підсилювач з РС-фільтром, виконаний на інтегральній схемі К-1-УТ.401Б; 11 – корпус МОП; 12 – обмотка підмагнічування 12 з активним опором 10 Ом; 13 - роз'єми

Площини МОП можуть бути похилими відносно оптичного променю. У цьому випадку напилення дзеркал сріблом напиляють з двох сторін так, щоб

на першу грань лінійно поляризоване світло попадало знизу і виходило через другу грань зверху.

На рис. 4.2 представлена залежність кута повороту площини поляризації Θ від струму підмагнічування I в котушках 12. При струмах вище за 20 мА, залежність $\Theta(I)$ нелінійна. При струмах 180 ÷ 200 мА намагніченість активного кристала досягає максимального значення і поворот площини поляризації світла $\Theta\alpha_\phi/z$ залишається незмінним. Промінь світла багаторазово розповсюджується під кутом відносно намагніченості кристалу.

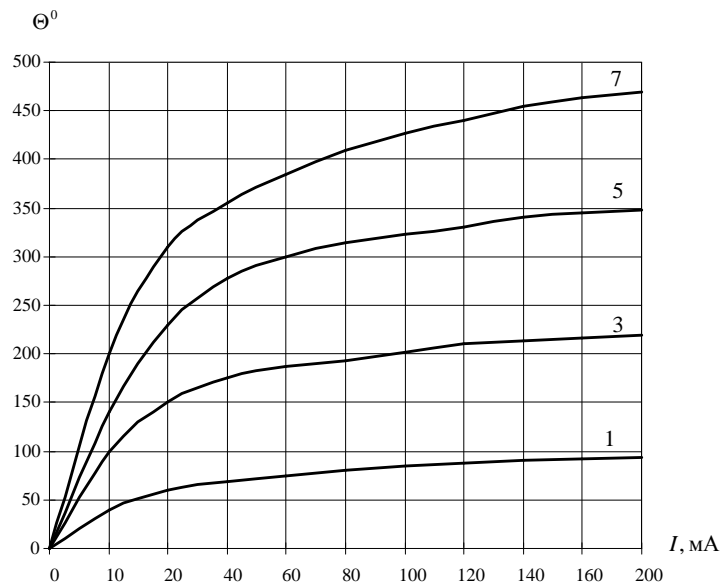


Рис. 4.2. Залежність кута повороту площини поляризації світла від величини струму підмагнічування I при однократному проходженні світла через зразок (1), три- (3), пяти- (5) и семиразовому (7) (кути падіння відповідно дорівнюють 0; 42; 23; і 16°)

Тому питоме обертання площини поляризації світла α_ϕ/z (z – ефективна товщина кристала) для такого променю трохи менше, ніж для одноразового проходження, не тільки за рахунок зменшення намагніченості на напрямком поширення променю світла, але і появи поперечного магнітооптичного ефекту. На рис. 4.3 показано спектральний розподіл гармонік на виході фотоприймача (а), п'яти- (б) і семиразового проходженні променю світла (в).

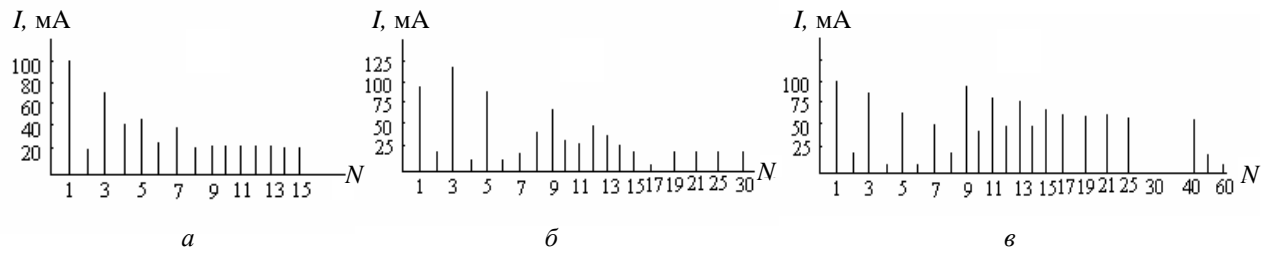


Рис. 4.3. Спектральний розподіл гармонік сигналу на виході фотоприймача (а), п'яти- (б) і семиразового променю світла (в)

Це визначається більш складною нелінійною залежністю кута повороту площини поляризації світла від часу $\Theta = \sum_{k=1}^{\infty} \Theta_{0k} \sin k\omega t$. З рис. 4.3 видно, що величина амплітуди гармонік з великим числом N на порядок більше, ніж при використанні нелінійних пристроїв, наприклад, на лампах або напівпровідниках.

Слід відзначити, що при зміні кута Θ за пилкоподібним законом відносно часу на виході фотоприймача буде тільки одна спектральна складова з частотою $N = 2n + 1$.

$$\Theta = \left(\frac{2}{\pi} + n \frac{\pi}{2} \right) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin(2k-1)\omega t}{(2k-1)^2} (-1)^{k+1}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

4.2. Методика ідентифікації характеристик МОП

Для ідентифікації використовуємо методику, запропоновану в [113,114], яка полягає в апроксимації нелінійних характеристик методом найменших квадратів. Для цього представимо статистичні характеристики МОП (рис.4.3) у вигляді таблиці відповідності входу I_i і виходу $\Theta(I_i)$. Апроксимуючу залежність задаємо у вигляді степеневого полінома:

$$\Theta_a(I) = k_0 + k_1 I + k_2 I^2 + \dots + k_m I^m, \quad (4.1)$$

де m – ступінь полінома; $k_0, k_1, k_2, \dots, k_m$ – коефіцієнти полінома; I - величина струму підмагнічування, mA ; Θ – кут повороту площини поляризації світла, град.

При відомому апроксимуючому поліномі (4.1), можна розрахувати значення вихідної величини $\Theta_a(I_i)$, для тих же значень вхідної величини, які

введені для апроксимації I_i , $i = \overline{1, n}$. Отже, для кожного I_i маємо два значення вихідної величини: експериментальне $\Theta(I_i)$ і розрахункове (апроксимуюче) $\Theta_a(I_i)$. Різниця між ними:

$$\delta_i = \Theta(I_i) - \Theta_a(I_i). \quad (4.2)$$

Розглянемо суму квадратів різниць (2), яка з урахуванням виразу (4.1), набуде вигляду:

$$\Delta(k) = \sum_{i=1}^n \left[\Theta(I_i) - \sum_{r=0}^m k_r I_i^r \right]^2$$

Визначаємо коефіцієнти k_r , $r = \overline{0, m}$ при яких $\Delta(k) = \min$. Для цього розглянемо невідомі k_r , як змінні. Отже, задачу оптимізації запишемо у вигляді:

$$\frac{\partial \Delta(k)}{\partial k_r} = 0, \quad r = \overline{0, m}.$$

При визначенні похідних для усіх невідомих k_r і прирівнюючи ці похідні до нуля, отримаємо $m+1$ рівнянь з $m+1$ невідомими k_r :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta(k)}{\partial k_r} &= \frac{\partial}{\partial k_r} \left[\sum_{i=1}^n \left[\Theta(I_i) - k_0 - k_1 I_i - k_2 I_i^2 - \dots - k_m I_i^m \right]^2 \right]^2 = \\ &= -2 \sum_{i=1}^n \left[\Theta(I_i) - k_0 - k_1 I_i - k_2 I_i^2 - \dots - k_m I_i^m \right] \cdot I_i^r = 0, \quad r = \overline{0, m}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

З урахуванням того, що вираз (4.3) є системою з $m+1$ рівнянь, його можна записати у вигляді:

$$k_0 \sum_{i=1}^n I_i^0 \cdot I_i^r + k_1 \sum_{i=1}^n I_i^1 \cdot I_i^r + \dots + k_m \sum_{i=1}^n I_i^m \cdot I_i^r = \sum_{i=1}^n \Theta(I_i) \cdot I_i^r, \quad r = \overline{0, m}. \quad (4.4)$$

Позначимо з урахуванням порядкового номеру k_r , за яким проводилося диференціювання:

$$\sum_{i=1}^n I_i^j \cdot I_i^r = b_{jr}, \quad r = \overline{0, m}; \quad j = \overline{0, m}; \quad (4.5)$$

$$\sum_{i=1}^n \Theta(I_i) \cdot I_i^r = \psi_r, \quad r = \overline{0, m}. \quad (4.6)$$

системи рівнянь (4.7), з якої визначаємо коефіцієнти апроксимуючих поліномів. Для розрахунку використовуємо прикладний програмний пакет символної математики MathCAD 14.

На рис. 4.4 і 4.5 відповідно представлені експериментальні і апроксимуючі залежності зовнішніх характеристик МОП для випадків апроксимуючих поліномів 3-го та 4-го порядків.

Результати розрахунків коефіцієнтів апроксимуючих поліномів 3-го ступеня:

– одноразове проходження променю:

$$\Theta_{a1}(I) = 13,76581 + 1,82132 \cdot I - 0,01448 \cdot I^2 + 3,7116 \cdot 10^{-5} \cdot I^3;$$

– триразове проходження променю:

$$\Theta_{a3}(I) = 37,61406 + 4,61679 \cdot I - 0,03906 \cdot I^2 + 1,03731 \cdot 10^{-4} \cdot I^3;$$

– п'ятиразове проходження променю:

$$\Theta_{a5}(I) = 50,01733 + 7,58652 \cdot I - 0,0635 \cdot I^2 + 1,6666 \cdot 10^{-4} \cdot I^3;$$

– семиразове проходження променю:

$$\Theta_{a7}(I) = 50,01733 + 7,58652 \cdot I - 0,0635 \cdot I^2 + 1,6666 \cdot 10^{-4} \cdot I^3.$$

Значення критеріїв адекватності:

$$K_1 = 7,002\%; \quad K_3 = 8,699\%; \quad K_5 = 8,064\%; \quad K_7 = 7,968\%.$$

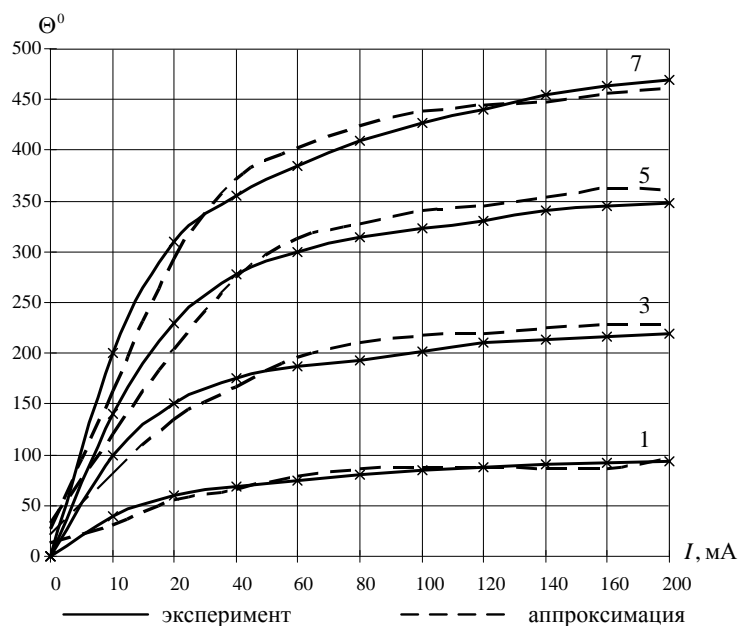


Рис. 4.4. Експериментальні та апроксимуючі залежності зовнішніх характеристик МОП для випадку апроксимуючого поліному 3-го порядку

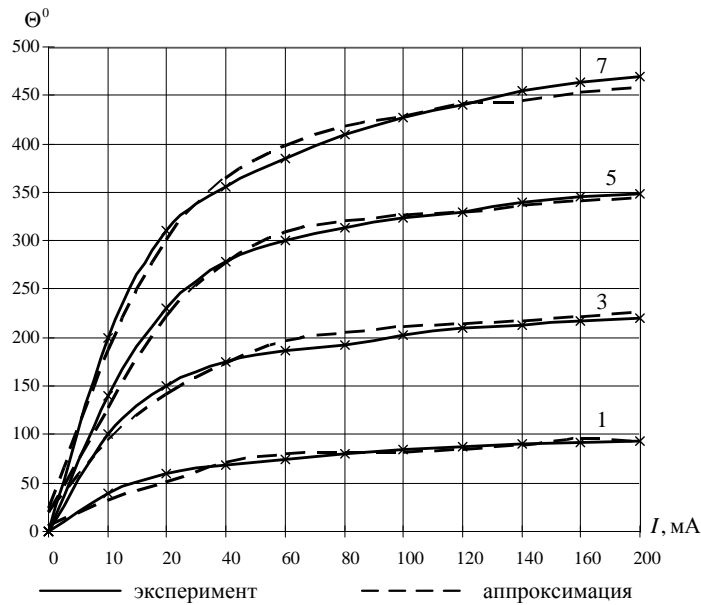


Рис. 4.5. Експериментальні та апроксимуючі залежності зовнішніх характеристик МОП для випадку апроксимуючого поліному 4-го порядку

Результати розрахунків коефіцієнтів апроксимуючих поліномів 4-го ступеня:

– одноразове проходження променю:

$$\Theta_{a1}(I) = 6,55277 + 2,98181 \cdot I - 0,04371 \cdot I^2 + 2,73315 \cdot 10^{-4} \cdot I^3 - 5,93029 \cdot 10^{-7} \cdot I^4;$$

– триразове проходження променю:

$$\Theta_{a3}(I) = 36,47097 + 4,8007 \cdot I - 0,04369 \cdot I^2 + 1,41163 \cdot 10^{-4} \cdot I^3 - 9,39803 \cdot 10^{-8} \cdot I^4$$

– п'ятиразове проходження променю:

$$\Theta_{a5}(I) = 18,46817 + 12,66241 \cdot I - 0,19136 \cdot I^2 + 1,19977 \cdot 10^{-3} \cdot I^3 - 2,59385 \cdot 10^{-6} \cdot I^4$$

– семиразове проходження променю:

$$\Theta_{a7}(I) = 32,30353 + 16,33022 \cdot I - 0,24894 \cdot I^2 + 1,5799 \cdot 10^{-3} \cdot I^3 - 3,44661 \cdot 10^{-6} \cdot I^4$$

Значення критеріїв адекватності: $K_1 = 4,616\%$; $K_3 = 4,245\%$; $K_5 = 4,692\%$; $K_7 = 4,385\%$.

Проведені розрахунки по визначенню аналітичних співвідношень залежності кута повороту площини поляризації від величини струму підмагнічування при багаторазовому відбитті променя в активному середовищі МОП, дозволяють вирішувати задачі визначення потрібного струму підмагнічування не графічним, а аналітичним методом, і автоматизувати завдання пошуку необхідної його величини для керування.

4.3. Синтез аналітичних залежностей статичних вихідних характеристик МОП

Проведемо розрахунок необхідного значення струму підмагнічування для заданого значення кута повороту площини поляризації світла, тобто отримати аналітичні залежності $I = I(\Theta)$ на основі експериментальних даних, за допомогою апроксимації методом найменших квадратів [113, 115]. Необхідно відзначити, що для завдань керування МОП більш важливо мати залежності $I = I(\Theta)$, оскільки керування спектральним перетворенням здійснюється шляхом зміни кута повороту площини поляризації світла Θ , величину якого можна вибирати, задаючи необхідні значення струму підмагнічування. Отримані аналітичні залежності будуть використані при синтезі динамічної моделі МОП [117].

На рис. 4.6 наведена залежність струму підмагнічування в обмотці підмагнічування котушки 12 від кута повороту площини поляризації, відповідність між параметрами I та Θ наведено в табл. 4.1.

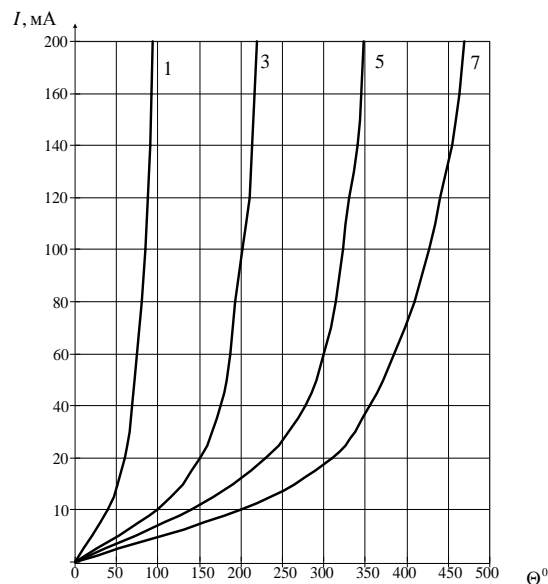


Рис. 4.6. Залежність величини струму підмагнічування I від кута повороту площини поляризації світла Θ при одно- (1), три- (3), п'яти- (5) і семи- (7) разовому проходженні світла через зразок.

За допомогою методу найменших квадратів отримані характеристики МОП у вигляді апроксимуючих поліномів 4-го ступеня, які виражають залежності кута повороту площини поляризації світла Θ від величини струму підмагнічування I . На практиці застосування МОП частіше виникає зворотне завдання: визначення величини необхідного струму підмагнічування для отримання необхідного кута повороту площини поляризації Θ . Можливе тільки чисельне рішення цієї задачі.

Тому скористаємося методикою апроксимації методом найменших квадратів, викладеною в [113, 115] і використаємо її для отримання аналітичних залежностей МОП $I = I(\Theta)$.

Апроксимуючу залежність задаємо у вигляді степеневого полінома:

$$I_a(\Theta) = k_0 + k_1\Theta + k_2\Theta^2 + \dots + k_m\Theta^m \quad (4.8)$$

де m – степінь полінома; $k_0, k_1, k_2, \dots, k_m$ – коефіцієнти полінома; I – величина струму підмагнічування, mA ; Θ – кут повороту площини поляризації світла, град.

При відомому апроксимуючому поліномі (4.8) можна розрахувати значення вихідної величини $I_a(\Theta_i)$ для тих же значень вхідної величини, які введені для апроксимації $\Theta_i, i = \overline{1, n}$. Таким чином, для кожного Θ_i маємо два значення вихідної величини: експериментальне $I(\Theta_i)$ і розрахункове (апроксимоване) $I_a(\Theta_i)$.

Для оцінки точності апроксимації, що проводиться, скористаємося критерієм адекватності [114], який стосовно цієї задачі прийме вигляд:

$$K = \frac{\sum_{i=0}^{n-1} |I(\Theta_i) - I_a(\Theta_i)| (\Theta_{i+1} - \Theta_i)}{\sum_{i=0}^{n-1} I(\Theta_i) \cdot (\Theta_{i+1} - \Theta_i)} \cdot 100\% . \quad (4.9)$$

З огляду на те, що розрахунок коефіцієнтів поліномів в [116] показав неадекватність апроксимуючої моделі у вигляді полінома 3-го ступеня, проведемо розрахунок коефіцієнтів полінома 4-го ступеня. Використовуючи

вирази (4.8) і (4.9), визначаємо параметри b_{jr} і ψ_r системи рівнянь (4.7), з якої також визначаємо коефіцієнти апроксимуючих поліномів. Для розрахунку використовуємо прикладний пакет символної математики MathCAD 14. Експериментальні та апроксимуючі залежності зовнішніх характеристик МОП для випадку апроксимуючого полінома 4-го порядку наведені на рис. 4.7.

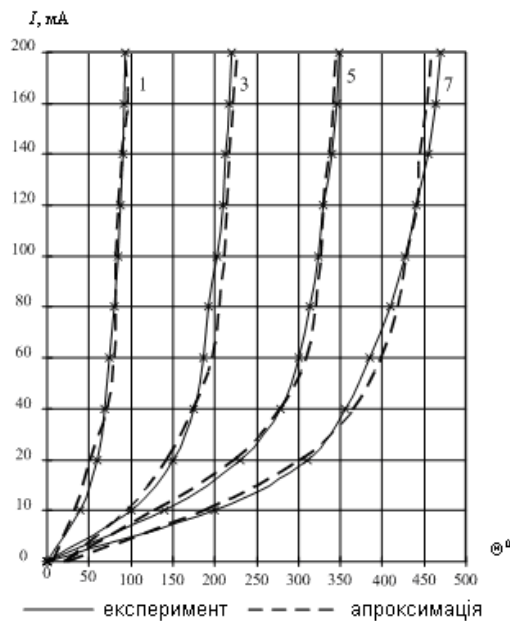


Рис. 4.7. Експериментальні та апроксимуючі залежності зовнішніх характеристик МОП для випадку апроксимуючого полінома 4-го порядку

Отримані такі результати розрахунків коефіцієнтів апроксимуючих поліномів 4-го степеня:

– при одноразовому проходженні променю:

$$I_{a1}(\Theta) = 0,08556 - 5,67093 \cdot \Theta + 0,30551 \cdot \Theta^2 - 5,15644 \cdot 10^{-3} \cdot \Theta^3 + 2,96194 \cdot 10^{-5} \cdot \Theta^4;$$

– при триразовому проходженні променю:

$$I_{a3}(\Theta) = 0,02831 - 2,03422 \cdot \Theta + 0,0488 \cdot \Theta^2 - 3,69375 \cdot 10^{-4} \cdot \Theta^3 + 9,41314 \cdot 10^{-7} \cdot \Theta^4;$$

– при п'ятиразовому проходженні променю:

$$I_{a5}(\Theta) = 0,05224 - 1,50972 \cdot \Theta + 0,02362 \cdot \Theta^2 - 1,13381 \cdot 10^{-4} \cdot \Theta^3 + 1,78923 \cdot 10^{-7} \cdot \Theta^4;$$

– при семиразовому проходженні променю:

$$I_{a7}(\Theta) = 0,05563 - 0,83156 \cdot \Theta + 9,50755 \cdot 10^{-3} \cdot \Theta^2 - 3,37514 \cdot 10^{-5} \cdot \Theta^3 + 4,0586 \cdot 10^{-8} \cdot \Theta^4$$

Значення критеріїв адекватності:

$$K_1 = 4,616\% ; K_3 = 4,245\% ; K_5 = 4,692\% ; K_7 = 4,385\% .$$

4.4. Дослідження властивостей динамічної моделі МОП в програмному пакеті Matlab/Simulink.

Аналіз статичних характеристик МОП показує, що досліджуваний перетворювач є нелінійним і лінеаризація його характеристики можлива тільки в невеликому околі робочої точки. Для дослідження динаміки МОП наведемо його структуру, що складається з двох ланок: аперіодичної, яка відображає інерційність наростання підмагнічувального струму в котушці, і нелінійного коефіцієнта підсилення $k(I)$, який відображає характер нелінійного зв'язку між підмагнічувальним струмом I та кутом повороту площини поляризації Θ . Simulink-модель даної структури зображена на рис. 4.8.

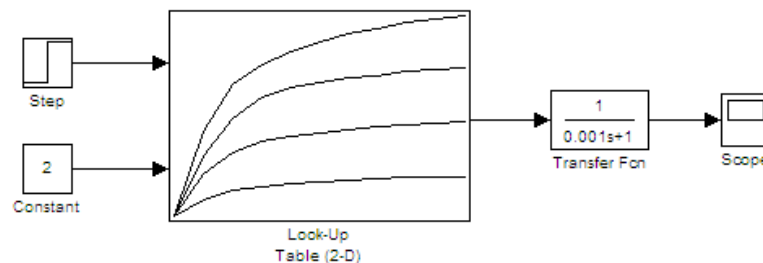


Рис. 4.8. Динамічна модель МОП в Simulink

На цій моделі аперіодична ланка Transfer Fcn зі сталою часу порядку 1 μ s являє собою підмагнічувальну обмотку, блок Look-up Table (2-d) – нелінійний коефіцієнт підсилення МОП, вікно налаштування цього блока наведено на рис. 4.9, де у вікні матриці вихідних величин задаються таблиці відповідності МОП (див. табл.). Блок Step призначений для завдання величини керувального струму, блок Constant – для вибору числа кратності проходження променя через активний зразок. На рис. 4.8 наведена модель для випадку триразового проходження променя, оскільки вибрана друга характеристика МОП.

Стрибкоподібна зміна струму в обмотці приводить до появи перехідного процесу (рис. 4.10).

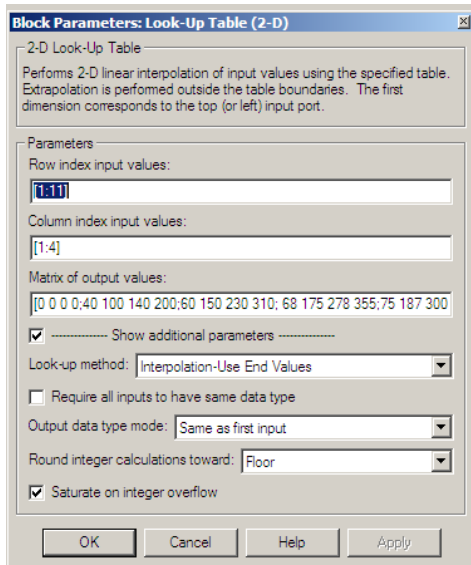


Рис. 4.9. Вікно налаштування блока Look-Up Table (2-d)

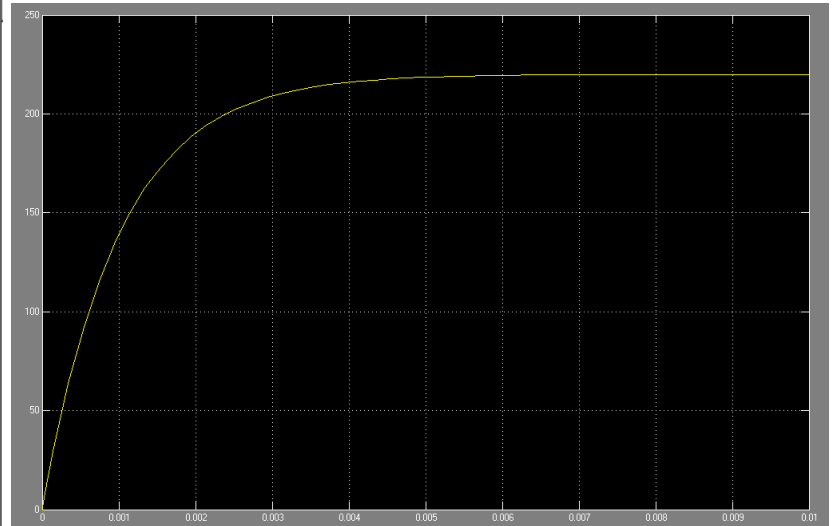


Рис. 4.10. Перехідний процес при триразовому проходженні променя

Проведені розрахунки за визначенням аналітичних співвідношень залежностей кута повороту площини поляризації від величини підмагнічувального струму при різних кратностях віддзеркалення променя в активній речовині МОП дозволяють вирішувати задачу визначення необхідного підмагнічувального струму не графічним, а аналітичним методом, і автоматизувати задачу пошуку необхідної величини керування. Динамічна модель МОП дозволяє проводити імітаційне моделювання, що значно спрощує задачу дослідження динаміки перетворювача спектра радіосигналів.

ВИСНОВКИ

1. У дисертації вирішена актуальна науково-прикладна задача підвищення ефективності спектральних перетворень сигналів у радіотехнічних системах на основі використання особливостей апаратної функції МОП та його вихідної нелінійної характеристики.

2. Наведені результати досліджень показують принципову можливість здійснювати перетворення спектра сигналу за допомогою МОП, а саме: множення та перетворення частоти сигналу, амплітудну і фазову модуляцію, ущільнення та розширення спектра сигналу.

3. На основі дослідженого методу із використанням МОП запропоновано конструктивні рішення для побудови функціональних вузлів радіотехнічних пристроїв. Розроблено блок-схему пристрою-помножувача частоти послідовного наближення з магнітооптичним перетворювачем та алгоритм роботи, які можуть бути використані у пристроях формування й обробки сигналів.

4. Запропоновано функціональну схему магнітооптичного фазометра та алгоритм функціонування, які дозволяють створювати прилади високої точності для вимірювання різниці фаз сигналів, а також використовувати даний спосіб побудови в радіотехнічних системах і комплексах, наприклад, спостереження та радіонавігації.

5. Отримано аналітичні співвідношення залежностей кута повороту площини поляризації від величини підмагнічувального струму за різної кількості відбиття променя в активній речовині МОП дозволяють автоматизувати задачу пошуку амплітуди підмагнічувального струму.

6. Створено комп'ютерну динамічну модель МОП, яка дозволяє проводити імітаційне моделювання вихідних характеристик перетворювача спектра радіосигналів та досліджувати перехідні режими у пристроях з МОП.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Баскаков С. И. Радиотехнические цепи и сигналы. Москва : Высшая школа, 2000. 462 с.
2. Радиотехнические цепи и сигналы / под ред. В. Н. Ушакова. Санкт-Петербург : Питер, 2014. 336 с.
3. Сергиенко А. Б. Цифровая обработка сигналов. Санкт-Петербург : 2003. 604 с.
4. Мандзій Б. А., Желяк Р. І. Основи теорії сигналів. Львів : Ініціатива, 2008. 240 с.
5. Зернов Н. В., Карпов В. Г. Теория радиотехнических цепей. Ленинград : Энергия, 1972. 816 с.
6. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. Москва : Радио и связь, 1986. 512 с.
7. Радиоэлектронные системы / под ред. Я. Д. Ширмана. Москва : Радиотехника, 2007. 512 с.
8. Levanon N., Mozeson E. Radar signals New Jersey, U.S. : John Wiley & Sons, Inc., 2004. 427 p.
9. Каганов В. И. Радиотехнические цепи и сигналы. Москва : Форум, 2018. 512 с.
10. Андреев Г. И., Созинов П. А., Тихомиров В. А. Управленческие решения при проектировании радиотехнических систем. Москва : Радиотехника, 2018. 559 с.
11. Погорелов А. И., Купченко Л. Ф. Общие вопросы построения сигналов измерительных радиосистем. *Пространственно-временная обработка сигналов*. 1986. С. 3–11.
12. Прикладные математические методы анализа в радиотехнике / Ю. А. Евсиков, Г. В. Обрезков, В. Д. Разевиг, В. В. Чапурский, В. М. Чиликин / под ред. Г. В. Обрезкова. Москва : Высшая школа, 1985. 343 с.

13. Тихонов В. И., Харисов В. Н. Статистический анализ и синтез радиотехнических устройств и систем. Москва : Горячая линия-Телеком, 2015. 608 с.

14. Ван Трис Г. Л. Синтез оптимальных нелинейных систем управления. Москва : Мир, 1964. 316 с.

15. Погорелов А. И. Анализ систем обработки сложных пространственно-временных сигналов. *Обработка сигналов в радиотехнических системах*. 1988. С. 164–173.

16. Shefer O. V., Dorohobid V. P. Investigation of nonlinear processes in radio devices as a guarantee of increase the quality functioning for radiolocation systems. *Modern methods, innovations and experience of practical application in the field of technical sciences: International Research and Practice Conference*. Republic of Poland, Radom, RAЕ. December, 27-28, 2017. pp. 48–52.

17. Финк Л. М. Сигналы, помехи, ошибки. Москва : Радио и связь, 1984. 216 с.

18. Радиоэлектронные системы : основы построения и теория / под ред. Я. Д. Ширмана. Москва : ЗАО МАКВИС, 1998. 828 с.

19. Радіотехніка : енциклопедичний навчальний довідник / за ред. Ю. Л. Мазора, Е. А. Мачуського, В. І. Правди. Київ : Вища школа, 1999. 838 с.

20. Справочник по спутниковой связи и вещанию / под ред. Л. Я. Кантора. Москва : Радио и связь, 1986. 356 с.

21. Чернега В. С., Василенко В. А., Бондарев В. Н. Расчет и проектирование технических средств обмена и передачи информации. Москва : Высшая школа, 1990. 224 с.

22. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Москва : Радио и связь, 1989. 656 с.

23. Перов А. И. Статистическая теория радиотехнических. Москва : Радиотехника, 2003. 400 с.

24. Статистические методы в проектировании нелинейных систем автоматического управления / под ред. Б. Г. Доступова. Москва : Машиностроение, 1970. 407 с.

25. Баскаков С. И. Радиотехнические цепи и сигналы. Москва : Высшая школа, 2005. 462 с.

26. Теоретичні основи електротехніки. Перехідні процеси в лінійних колах. Синтез лінійних кіл. Електричні та магнітні нелінійні кола: підручник / Ю. О. Карпов, Ю. Г. Ведміцький, В. В. Кухарчук, С. Ш. Кацев; за ред. проф. Ю. О. Карпова. Херсон : ОЛДІ-ПЛЮС, 2013. 530 с.

27. Перов А. И. Статистическая теория радиотехнических систем. Москва : Радиотехника, 2003. 400 с.

28. Денисенко А. Н. Сигналы. Теоретическая радиотехника. Москва : Горячая линия-Телеком, 2005. 704 с.

29. Заездный А. М. Гармонический синтез в радиотехнике и электросвязи. Москва : Энергия, 2012. 528 с.

30. Котельников В. А., Николаев А. М. Собрание трудов. В 5 томах. Том 4. Основы радиотехники. Часть 1. Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2015. 368 с.

31. Root D. E. A New Paradigm for Measurement, Modeling, and Simulation of Nonlinear Microwave and RF Components. Berkeley Wireless Research Center. Presentation. Agilent Technologies. Apr. 17, 2009.

32. Betts C., Gillese, J. Verspecht. *Microwave Engineering Europe*. 2008. P. 16-21.

33. Vye D. Fundamentally Changing Nonlinear Microwave Design. *Microwave Journal*. 2010. vol. 53. № 3. P. 22–38.

34. Simple Scalar Network Analysis of Frequency Converter Devices using the U2000 USB Power Sensor Series with the ENA Network Analyzer / Application Note 5989–8689EN. *Keysight Technologies*. 2014.

35. Dunsmore J. A New Method for Mixer Delay Measurements that Requires No Calibration Mixer. *41st European Microwave Conference*. IEEE. Manchester. 2011. P. 480–483.
36. Шахгильдян В. В. Радиопередающие устройства. Москва : Радио и связь, 2003. 560 с.
37. Гоноровский М. С. Радиотехнические цепи и сигналы. Москва : Советское радио, 1967. 328 с.
38. Тимофеев В. Н., Величко Л. М., Ткаченко В. А. Аналоговые перемножители сигналов в радиоэлектронной аппаратуре. Москва : Радио и связь, 1982. 112 с.
39. Колосовский Е. А. Устройства приема и обработки сигналов. Москва : Горячая линия-Телеком, 2007. 456 с.
40. Портала О. Н., Халоян А. А., Божко З. В. Справочник Радиоконпоненты и материалы / под ред. Н. М. Корнильева Киев : «Радиооматор», 1998. 720 с.
41. Мовшович М. Е. Полупроводниковые преобразователи частоты. Ленинград : Энергия, 1968. 264 с.
42. Радиоприемные устройства : учебник для вузов / Н. Н. Фомин. Н. Н. Буга. О. В. Головин и др.; под редакцией Н. Н. Фомина. Москва : Горячая линия-Телеком, 2007. 520 с.
43. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. Москва : Дрофа, 2006. 717 с.
44. Иванов М. Т., Сергиенко А. Б., Ушаков В. Н. Теоретические основы радиотехники. Москва : Высшая школа, 2002. 306 с.
45. Филиппов А. Ф. Дифференциальные уравнения с разрывной правой частью. Москва : Наука, 1985. 224 с.
46. Радиоприемные устройства / под ред. А. П. Жуковского. Москва : Высшая школа, 1989. 344 с.
47. Якубовский С. В., Баркалов И. А., Кудряшов Б. И. Аналоговые и цифровые интегральные схемы. Москва : Советское радио, 1979. 336 с.

48. Мовшович М. Е. Полупроводниковые преобразователи частоты. Ленинград : Энергия, 1974. 336 с.
49. Реншлер У., Вейсс К. Универсальная монолитная ИС аналогового перемножителя. *Электроника*. 1970. № 12. С. 19–20.
50. Зимин В. В. Идеальный умножитель частоты. *Радиотехника*, 1974, т. 29, №10. С. 91–92.
51. Махов М. Е. Умножитель частоты на полевых транзисторах. *Радиотехника*. 1974, № 9. С. 96–97.
52. Ризкин И. Х. Умножители и делители частоты. Москва : Связь, 1976. 296 с.
53. Аралов М. С. Оптимальные умножители частоты на транзисторах. *Радиотехника*. 1978, т. 33, № 6. С. 25–32.
54. Богданович Б. М. Радиоприемные устройства с большим динамическим диапазоном. Москва : Радио и связь, 1984. 176 с.
55. Мичуда З. Р. Логарифмічні аналого-цифрові перетворювачі – АЦП майбутнього. Львів : Простір, 2002. 242 с.
56. Ballo D. New Techniques Simplify Military Frequency–Converter Characterization. *Microwave Product Digest*. May 2012. pp. 52, 76-78, 80.
57. Денисов Б. Н., Беглов В. И., Нищев К. Н., Туришев В. Н. Передатчик с амплитудной модуляцией : пат. 39240 Россия, МПК-7 Н 03 С 5/02. Опубл. 20.07.2004 г, Бюл. № 20.
58. Шахгидьян В. В., Козырев В. Б., Ляховкин А. А., Нуянзин В. П., Розов В. М., Шумилин М. С. Радиопередающие устройства. Москва : Радио и связь, 2003. 560 с.
59. Кукуш В. Д. Электрорадиоизмерения. Москва : Радио и связь, 1985. 368 с.
60. Крымшамхалов Т., Солодовников В. Цифровой фазовращатель. *Радио*. 1977. № 6. С. 23.

61. Беркман Р. Я., Ицкович А. В. Фазовращатель. Описание изобретения к авторскому свидетельству SU №1149387 А, 4Н 03 Н 11/20, БИ 13 от 07.04.1985.

62. Боровский В. П., Нижегородский Б. А., Олигов Е. В., Петрунин С. И. Умножитель частоты. А. с. 1667217 СССР, МКИ 5Н03В19/00. № 4372697/09; заявл. 01.02.1988; опубл. 30.07.1991, Бюл. № 28.

63. Боровский В. П., Нижегородский Б. А., Олигов Е. В., Петрунин С. И. Умножитель частоты синусоидальных колебаний в четное число раз. А. с. 1345304 СССР, МКИ 4Н03В19/00. № 4004050/24-09; заявл. 06.01.1986; опубл. 15.10.1987, Бюл. № 38.

64. Ребрин Ю. К. Управление оптическим лучом в пространстве. Москва : Советское радио, 1977. 336 с.

65. Киселев Г. Л. Приборы квантовой электроники. Москва : Высшая школа, 1980. 236 с.

66. Пахомов И. И., Ролосов О. А., Ровдествин В. Н. Оптико-электронные квантовые приборы. Москва : Радио и связь, 1982. 456 с.

67. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. Москва : Наука, 1970. 270 с.

68. Смирнов Б. И., Канторович В. Л., Яковлев Г. Я. Широко-диапазонный умножитель частоты. А. с. 1136301 СССР, МКИ Н03В19/00. № 3482913/24 -09; заявл. 06.08.1982; опубл. 23.01.1985, Бюл. № 3.

69. Тимощук П. В., Григор'єв А. С. Помножувач частоти синусоїдальних коливань у парну кількість разів : пат. 68902 А Україна : МПК 7Н03В19/00. № 20031110346; заявл. 17.11.2003; опубл. 16.08.2004. Бюл. № 8.

70. Тронько В. Д., Шиманская Н. В. Оптрон. А. с. №531.031 от 12.02.1976.

71. Кузнецов Ю. А., Тронько В. Д. Фарадеевский умножитель частоты. *Приборы и техника эксперимента*. 1973. № 6. С. 104–106.

72. Скрипец А. В., Тронько В. Д., Слободян А. П., Єнчев С. В. Спектральное преобразование радиосигнала оптоэлектронным методом. *Електроніка та системи управління*. 2005. Вип. 4. С. 21–29.

73. Тронько В. Д., Скрипец А. В., Слободян А. П., Оптоелектронний перетворювач спектра радіосигналу інфра- та низькочастотного діапазону. *Автошляховик України*. Окремий випуск. *Вісник Північного наукового центру Транспортної академії України*, 2006. Вип. 9. С. 154–158.

74. Кукушкин М. И., Оржуховский В. З., Сабиров М. Г. Управляемый фазовращатель. Описание изобретения к авторскому свидетельству SU №1195419, Н 03 Н 11/20, БИ 44 от 30.11.85 г.

75. Якушенко С. А., Якушенко Е. Ю., Прасько А. Д., Прасько Г. Ю., Михайлов А. А., Михайлова Н. Н. Устройство управления фазой колебаний. Описание изобретения к патенту RU № 2273950 С 2, от 10.04.2006.

76. Тронько В. Д., Скрипец А. В., Слободян А. П., Оптоелектронний перетворювач спектра радіосигналу інфра- та низькочастотного діапазону. *Автошляховик України*. Окремий випуск. *Вісник Північного наукового центру Транспортної академії України*, 2006. Вип. 9. С. 154–158.

77. Ландсберг Г. С. Оптика. Москва : Наука, 1976. 928 с.

78. Шерклифф У. Поляризованный свет. Москва : Мир, 1965. 322 с.

79. Васильев Б. И. Оптика поляризационных приборов. Москва : Наука, 1969. 364 с.

80. Ландсберг Г. С. Оптика. Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2010. 848 с.

81. Хансперджер Р. Интегральная оптика : Теория и технология / пер. с англ. Москва : Мир, 1985. 379 с.

82. Васильев А. А., Касасент Д., Компанец И. Н., Парфенов А. В. Пространственные модуляторы света. Москва : Радио и связь, 1987. 320 с.

83. Семенов А. С., Смирнов В. Л., Шмалько А. В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. Москва : Радио и связь, 1990. 224 с.

84. Тронько В. Д., Кузнецов Ю. Л. Фарадеевский умножитель частоты. *Приборы и техника эксперимента*. 1973. № 6. С. 104–106.

85. Скрипец А. В., Тронько В. Д., Слободян А. П., Єнчев С. В. Спектральное преобразование радиосигнала оптоэлектронным методом. *Електроніка та системи управління*. 2005. Вип. 4. С. 21–29.
86. Анго Андре. Математика для электро- и радиоинженеров. Москва : Наука, 1964. 772 с.
87. Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферро-магнетики. Москва : Мир, 1965. 676 с.
88. Поль Р. В. Оптика и атомная физика. Москва : Наука, 1966. 552 с.
89. Бабак В. П., Хандецкий В. С., Шрюфер Е. Обробка сигналів. Київ : Либідь, 1996. 390 с.
90. Данилов В. В., Дерюгин И. А., Мелищук И. О., Тронько В. Д. Модулятор света на эффекте Фарадея с замкнутым магнитопроводом. *Радиотехника и электроника*. 1970, т.15, № 2. С. 362–364.
91. Смеляков В. В. Цифровая измерительная аппаратура инфранизких частот. Москва : Энергия, 1975. 168 с.
92. Грязнов М. И., Гуревич М. Л., Рябинин Ю. А. Измерение параметров импульсов. М. : Радио и связь, 1991. 216 с.
93. Беляевский Л. С., Черкашин В. Г. Точность радиоэлектронных измерительных систем. Київ : Техніка, 1981. 136 с.
94. Винокуров В. И., Каплин С. И., Петелин И. Г. Электро-радиоизмерения. Москва : Высшая школа, 1986. 351 с.
95. Мирский Г. Я. Электронные измерения. Москва : Радио и связь, 1986. 440 с.
96. Скрипник Ю. О., Яненко О. П., Скрипник І. Ю., Глазков Л. О. Автоматизація фазовимірювальних пристроїв і систем. Київ : 1992. 172 с.
97. Селибер А. Б., Соколов В. И., Ленцман В. Л., Ярошвили Р. В., Аксенов Ю. В. Цифровые измерительные приборы в технике связи. Ленинград : 1980. 32 с.
98. Захаров И. П., Кукуш В. Д. Теория неопределенности в измерениях. Харьков : Консум, 2002. 256 с.

99. Корндорф С. Ф. Цифровые методы измерения сдвига фаз. Новосибирск, 1979. 280 с.
100. Скрипець А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П. Фотополяриметричний спосіб вимірювання фази електричних сигналів інфра- та низькочастотного діапазонів. *Автошляховик. Вісник Північного наукового центру Транспортної академії України*. 2008. Вип. 11. С. 97–99.
101. Дерюгин И. А., Кузнецов Ю. А., Тронько В. Д. Фотоэлектрический поляриметр инфракрасного диапазона. *Оптика и спектроскопия*. 1970. Вып. 2. С. 415–418.
102. Ванюрихин А. И., Кузнецов Ю. А., Майстренко В. Ф., Тронько В. Д. Регистрация угла плоскости колебания линейно поляризованного инфракрасного излучения. *Оптико-механическая промышленность*. 1970. Вып. 8. С. 30–33.
103. Дьяконов В. П. MatLab 6.5 SP1/7+Simulink 5/6. Обработка сигналов и проектирование фильтров. Москва : СОЛОН-Пресс, 2005. 576 с.
104. Глинченко А. С., Кузнецкий С. С., Фиштейн А. М., Чмых М. К. Цифровые методы измерения сдвига фаз. Новосибирск : Наука, 1979. 280 с.
105. Гаврилов Ю. С., Еременко А. С., Зубилевич Л. Ю. Справочник по радиоизмерительным приборам. Москва : Энергия, 1976. 624 с.
106. Мирський Г. Я. Радиоэлектронные измерения. Москва : Энергия, 1975. 597 с.
107. Яковлев Ю. М., Генделев С. М. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. Москва : Советское радио, 1975 360 с.
108. Скрипець А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П., Лінчевський І. В. Спосіб множення частоти електричного сигналу : пат. 96807 Україна : МПК G01N 21/21, H03B 19/00. № а200912858; заявл. 11.12.2009; опубл. 12.12.2011, Бюл. №23.
109. Скрипець А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П. Оптоелектронний перетворювач спектра сигналу : пат. 95363 Україна : МПК G01N 21/21. № а 200912857; заявл. 11.12.2009; опубл. 25.07.2011, Бюл. №14.

110. Слободян О. П. Магнітооптичний спосіб множення частоти сигналу низькочастотного діапазону. *Наукоємні технології*. 2018. №2(38). С. 203–209.
111. Гонда С., Сэко Д. Оптоэлектроника в вопросах и ответах. Ленинград : Энергоатомиздат, 1989. 184 с.
112. Антонов С. Н., Булюк А. Н., Котов В. М. Фарадеевский волоконно-оптический датчик магнитного поля. *Квантовая электроника*. 1991. №1. С. 139–141.
113. Остапенко Ю. О. Ідентифікація та моделювання технологічних об'єктів керування. Київ : Задруга, 1999. 424 с.
114. Скурихин В. И., Шифрин В. Б., Дубровский В. В. Математическое моделирование. Киев : Техника, 1983. 270 с.
115. Дейч А. М. Методы идентификации объектов. Москва : Энергия, 1979. 302 с.
116. Скрипець А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П., Єнчев С. В. Ідентифікація зовнішніх характеристик оптоелектронного перетворювача спектра радіосигналу. *Автошляховик України*. Окремий випуск. *Вісник Центрального наукового центру Транспортної академії України*. 2007. Вип. 10. С. 81–84.
117. Скрипець А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П., Єнчев С. В. Динамічна модель магнітооптичного перетворювача спектра радіосигналу. *Вісник центрального наукового центру транспортної академії України*. 2009. № 12. С. 125–128.
118. Скрипець А. В., Тронько В. Д., Слободян О. П. Магнітооптичний спосіб зсуву фази електричного сигналу : пат. 94332 Україна : МПК G02F 1/01, H03H 11/16. № а200912856; заявл. 11.12.2009; опубл. 26.04.2011, Бюл. №8.
119. Бруевич А. Н., Евтянов С. И. Аппроксимация нелинейных характеристик и спектры при гармоническом воздействии. *Советское радио*. 1965. С. 284–296.

120. Бочаров М. И. Гармонический умножитель частоты. Описание изобретения к авторскому свидетельству. RU № 2257665, Н 03 В 19/06, от 27.07.2005.

121. Звездин А. К., Котов В. А. Магнитооптика тонких пленок. Москва: Наука, 1988. 192 с.

122. Физические величины. Справочник. А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др.; под редакцией И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова Москва: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

123. Четкин М. В., Шалыгин А. Н. Эффект Фарадея и модуляция инфракрасного света в ферритах гранатах. *Квантовая электроника*, 1978. т. 5. №1. С. 158–159.

124. Wettleing W. et al. Optical absorption and Faraday rotation in yttrium iron garnet. *Physica status solidi (b)*. 1973. т. 59. №. 1. P. 63–70.

125. Kajiwara Y. et al. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator. *Nature*. 2010. т. 464. №. 7286. P. 262.

126. J. F. Dillon, Jr. Bull. Substitution for Iron in Ferrimagnetic Yttrium-Iron Garnet. *Applied Physics*. 1957. ser. II (2). P. 238.

127. D. L. Wood, J. P. Remeika. Effect of impurities on the optical properties of yttrium iron garnet. *Applied Physics*. 1967. 38(3). P.1038–1045.

“ПОГОДЖЕНО”
 Проректор з навчальної роботи

 А. Полухін
 «26» травня 2021 р.

“ЗАТВЕРДЖУЮ”
 Проректор з наукової роботи

 С. Романенко
 «26» травня 2021 р.



АКТ

про впровадження результатів дисертаційної роботи Слободяна Олександра Петровича
«Спектральний метод перетворення сигналів у радіотехнічних системах на основі
 магнітооптичного перетворювача»
 в навчальний процес
 Національного авіаційного університету

Комісія у складі:

Голова комісії	Завгородній С.О.	к.т.н., доц., декан ФАЕТ
Члени:	Павлова С.В.	д.т.н., проф., завідувач кафедри авіоніки
	Тронько В.Д.	д.ф-м.н., проф., професор кафедри авіоніки
	Грищенко Ю.В.	к.т.н., доц., доцент кафедри авіоніки

встановила, що результати дисертаційної роботи *Слободяна Олександра Петровича* за темою
«Спектральний метод перетворення сигналів у радіотехнічних системах на основі
 магнітооптичного перетворювача» впроваджені у навчальний процес кафедри авіоніки ФАЕТ:
 - шляхом використання у курсах лекцій з дисциплін (Оптоелектронна та лазерна техніка і
 лінії зв'язку в авіоніці);
 - впроваджено методику, лабораторні роботи, у дипломних роботах.

Голова комісії


 підпис

С.О. Завгородній

Члени комісії:


 підпис

С.В. Павлова


 підпис

В.Д. Тронько


 підпис

Ю.В. Грищенко