

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
Факультет електроніки та інформаційних технологій

Кафедра наноелектроніки

## ДИПЛОМНА РОБОТА

Зі спеціальності 153 – «мікро та наносистемна техніка»

на тему:

«Дослідження електродинамічних властивостей багатозв'язних квазіоптичних систем з періодичними неоднорідностями»

Студент гр. ФЕ-61

Батіщев А.С.

Науковий керівник

доцент, канд. фіз.-мат. наук

Рубан А.І

Суми – 2020р

## РЕФЕРАТ

Робота викладена на 40 сторінках, в тому числі включає 10 малюнків, 1 таблицю та список літератури з 22 джерел.

Об'єктом дослідження дипломної роботи є багатозв'язні квазіоптичні системи з періодичними неоднорідностями.

Мета роботи полягає у вивченні електродинамічних властивостей багатозв'язних квазіоптичних систем з періодичними неоднорідностями.

Робота складається з 4-х розділів, де:

- в 1-му розділі описується стан проблеми та проводиться вибір напрямку досліджень;
- в 2-му розділі описуються теоретичні методи досліджень черенковського і дифракційного випромінювання, метод експериментального моделювання черенковського і дифракційного випромінювання та проводиться аналіз діаграм Бріллюена.
- в 3-му розділі проводиться чисельний аналіз взаємодії гармонік випромінювання черенковського і дифракційного випромінювання за певними параметрами.
- в 4-му розділі проведено аналіз небезпечних і шкідливих виробничих факторів, надзвичайних ситуацій на об'єкті, пожежної безпеки.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** ЛАМПА ЗВОРТНЬОЇ ХВИЛІ, ЛАМПА БІЖУЧОЇ ХВИЛІ, НАДВИСОКА ЧАСТОТА, ВИСОКА ЧАСТОТА, ЧЕРЕНКОВСЬКЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ, ДИФРАКЦІЙНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ, ЕЛЕКТРОННИЙ ПУЧОК, ДІЕЛЕКТРИЧНИЙ ХВИЛЕВІД, БАГАТОЗВ'ЯЗНА КВАЗІОПТИЧНА СИСТЕМА.

## ЗМІСТ

<b>ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ .....</b>	<b>4</b>
<b>ВСТУП.....</b>	<b>5</b>
<b>РОЗДІЛ 1 СТАН ПРОБЛЕМИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ .....</b>	<b>7</b>
1.1 Черенковське і дифракційне випромінювання в електроніці НВЧ.....	7
1.2 Пристрої дифракційної електроніки.....	9
1.3. Вибір напрямку досліджень.....	12
<b>РОЗДІЛ 2 МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ .....</b>	<b>16</b>
2.1 Теоретичні методи досліджень .....	16
2.2 Метод експериментального моделювання.....	17
2.3 Аналіз діаграм Бріллюена .....	20
2.4 Експериментальні установки та методики вимірювання.....	24
<b>РОЗДІЛ 3 ЧИСЕЛЬНИЙ АНАЛІЗ ВЗАЄМОДІЇ ГАРМОНІК ВИПРОМІНЮВАННЯ У БАГАТОЗВ'ЯЗНИХ КВАЗІОПТИЧНИХ СИСТЕМАХ З ПЕРІОДИЧНИМИ НЕОДНОРІДНОСТЯМИ .....</b>	<b>27</b>
3.1 Чисельний аналіз взаємодії гармонік випромінювання.....	27
<b>РОЗДІЛ 4. ОХОРОНА ПРАЦІ.....</b>	<b>35</b>
4.1 ТЕХНІКА БЕЗПЕКИ.....	35
<b>ВИСНОВКИ.....</b>	<b>37</b>
<b>СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ.....</b>	<b>38</b>

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

- ГДВ - генератор дифракційного випромінювання
- ДХ - діелектричний хвилевід
- ДВ - дифракційне випромінювання
- ДС - діаграма спрямованості
- ДП - діелектрична призма
- ДР - дифракційна решітка
- ДЧВ - дифракційно- черенковське випромінювання
- ЕВП - електровакуумний прилад
- НВЧ – надзвичайно висока частота
- КСХ - коефіцієнт стоячої хвилі
- КП - коефіцієнт передачі
- ЛП - лінії передачі
- ЛБХ - лампа біжучої хвилі
- ЛВЕ - лазер на вільних електронах
- БКС - багатозв'язні квазіоптичні системи
- ПХПЗ - повільна хвиля просторового заряду
- МСМ - міліметрові і субміліметрових хвилі
- ПЦХ - повільна циклотронна хвиля
- МДК – метало-діелектричний канал
- МДС – метало-діелектрична структура
- СВ - спрямований відгалужувач
- ВХ - відкритий хвилевід
- ВР - відкритий резонатор
- ПГДВ - пролітний генератор дифракційного випромінювання
- ЧВ - черенковське випромінювання
- ЕП - електронний потік

## ВСТУП

В даний час інтенсивно ведеться освоєння діапазону надзвичайно високих частот (НВЧ), до якого відносяться міліметрові хвилі, котрі широко використовуються в експериментальній фізиці, астрономії, дослідженні природних ресурсів, радіолокації, радіозв'язку та біології.

Основним вузлом систем НВЧ є джерела електромагнітних коливань, які в значній мірі визначають їх параметри. В даний час, поряд з твердотільними генераторами і підсилювачами НВЧ, широке застосування знаходять електровакуумні пристрої, які можуть бути побудовані на різних фізичних принципах.

Шляхом моделювання класичних приладів створені ЛБХ, клістри, магнетрони і ЛЗХ міліметрового діапазону. На основі радіаційних явищ побудовані мазери на циклотронному резонансі, лазери на вільних електронах, черенковські генератори і генератори дифракційного випромінювання.

Ці прилади, в порівнянні з класичними, в НВЧ діапазоні мають більш високі значення ККД, вихідної потужності і стабільності частоти.

З точки зору використання таких пристроїв в апаратурі і радіосистеми НВЧ більш перспективними є ГДВ, які в порівнянні з релятивістськими приладами працюють при значно менших прискорюючих напруженнях. Проведений комплекс досліджень в цьому напрямку привів до розвитку наукового напрямку - дифракційної електроніки.

Найбільш вивченими до теперішнього часу є ГДВ, електродинамічна система яких утворена відкритим резонатором (ВР), на одному з дзеркал якого розташована відбивна дифракційна решітка (ДР).

Одним із шляхів подальшого розвитку дифракційної електроніки є вдосконалення електродинамічних систем приладів цього класу, з метою підвищення ефективності перетворення енергії електронного потоку (ЕП) в енергію випромінювання.

Цій проблемі присвячено значну кількість робіт. Однак багато завдань залишаються невирішеними в плані дослідження взаємодії просторових гармонік

дифракційного випромінювання (ДВ) з полями електродинамічних систем різних модифікаційних приладів.

В останні роки значна увага приділяється питанням збудження дифракційного і черенковського випромінювання (ДЧВ) нерелятивістським ЕП.

Такі структури мають широкі функціональні можливості, як в плані побудови нових модифікаційних джерел коливань, так і в плані створення елементної бази радіосистем.

Енергетичні характеристики основної (черенковської) і мінус першої дифракційної просторової гармоніки випромінювання до теперішнього часу достатньо вивчені аналітичними, чисельними і експериментальними методами.

Однак для таких структур немає детального дослідження механізмів взаємодії просторових гармонік між собою, що ускладнює аналіз різних режимів збудження МДС. Недостатньо вивчені структури типу метало-діелектричний канал (МДК).

## РОЗДІЛ 1

### СТАН ПРОБЛЕМИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ

В останні роки значна увага приділяється питанням збудження дифракційного і черенковського випромінювання. Такі структури мають широкі функціональні можливості, як в плані побудови нових модифікацій джерел коливань НВЧ, так і в плані створення елементної бази радіосистем.

#### 1.1 Черенковське і дифракційне випромінювання в електроніці НВЧ

В даний час, з радіаційних ефектів, найбільш широке застосування в електроніці НВЧ знайшли черенковське (ЧВ), дифракційне, індуковане і перехідне випромінювання електронів.

Оскільки останні два види випромінювання застосовуються в релятивістській електроніці і в діагностиці ЕП, то зупинимося на основних результатах досліджень черенковського і дифракційного випромінювання .

Черенковське випромінювання виникає при русі електронів в середовищі зі швидкістю  $V_e$ , більшою за швидкість світла в цьому середовищі. Фазова швидкість світла в безмежному середовищі з діелектричною  $\epsilon$  і магнітною  $\mu$  відносними проникностями визначається співвідношенням  $V_\phi = c/\mu\epsilon$ .

Електромагнітне випромінювання утворює конус з кутом розкриття  $\gamma$ , що визначаються співвідношенням  $\cos\gamma = V_\phi / V_e$  . Оскільки  $\cos\gamma$  завжди менше одиниці, то черенковське випромінювання можливо при  $V_\phi < V_e$ .

Необхідність виконання цієї умови визначила використання ЧВ в релятивістських пристроях НВЧ, з гофрованими і дифрагмованими хвилеводами.

Запропоновані схеми черенковських генераторів НВЧ на базі діелектричних структур, що уповільнюють, не отримали подальшого розвитку в зв'язку з відсутністю, в той час, вакуумних діелектриків, що мають великі значення і малі втрати на високих частотах.

Так експериментально досліджені ефекти накопичення електричного заряду на поверхні ізотропного діелектрика в процесі збудження черенковського випромінювання міліметрового діапазону. Встановлено ступінь обмеження

ефектами тривалості імпульсів ЕП, що рухаються в метало-діелектричному каналі. Такі дослідження дозволяють дати практичні рекомендації щодо реалізації черенковських і дифракційних генераторів з МДС.

Дифракційне випромінювання за своєю природою є більш складним і багатим своїми особливостями, в порівнянні з іншими радіаційними ефектами, що виникають при рівномірному і прямолінійному русі частинок. У загальному випадку до ДВ можна віднести будь-який розсіювання власного поля рухомих заряджених частинок на неоднорідностях.

Якщо неоднорідності розташовані періодично, то інтенсивність і когерентність ДВ істотно зростають. Для нульової просторової гармоніки ДВ в середовищі умови і кут випромінювання збігаються з описаними вище умовами ЧВ. Тому черенковське випромінювання можна трактувати як нульову гармоніку ДВ в середовищі .

В.Л. Гінзбург і І.М. Франк вказали на можливість застосування ДВ для генерування електромагнітних хвиль. Надалі був вивчений електронно-хвильової механізм збудження ДВ релятивістським ЕП, котрий взаємодіє з дифрагмованим на решітці електромагнітним полем, який в подальшому і отримав назву ефекту Сміта-Парселла.

Мета даного ефекту полягає в тому, що при пропусканні добре сфокусованого електростатичним і магнітним полями релятивістського ЕП, поблизу плоскої оптичної відбивної ДР з певним періодом, спостерігається випромінювання оптичного діапазону, що розповсюджується під різними кутами.

У випромінюванні Сміта-Парселла, позитивний зворотний зв'язок реалізується власними хвилями ДР, які забезпечують фазу і участь у взаємодії помітно більшої кількості електронів на мінімальних від решітки відстанях.

Це повністю узгоджується з фізичними принципами виникнення ДВ на періодично розташованих в просторі неоднорідностях шляхом перетворення власного поля в однорідні плоскі хвилі випромінювання.

У реальних пристроях дифракційної електроніки ЕП, котрий збуджує дифракційне випромінювання, являє собою складну активну систему, яку в



лінійному наближенні можна описати у вигляді суперпозиції безлічі поздовжніх і поперечних електронних хвиль струму, які поширюються з різними фазовими швидкостями. Такі зміни структури ЕП призводять до ефектів розщеплення діаграм спрямованості випромінювання, зміни поляризаційних характеристик збуджується поля, побічного ДВ.

В теорії ДВ широкого поширення набуло концепція заданого струму. Її успіхи зумовлені розвитком нових методів вирішення завдань дифракції. Рішення задач щодо випромінювання необмеженого плоского монохроматичного електронного потоку, котрий рухається над необмеженими ґратками, дало можливість отримати результати, які істотно відрізняються від результатів теорії миготливого диполя.

Потужність дифракційного випромінювання залишається постійною зі скороченням довжини хвилі  $\lambda$ , якщо щільність струму в електронному потоці збільшується пропорційно  $\lambda^{-1}$ . Тому практичне використання явища ДВ стало не тільки можливим, але і перспективним в міліметровому діапазоні хвиль.

## **1.2 Пристрої дифракційної електроніки**

Успіхи у вивченні ефекту ДВ привели до створення принципово нових джерел висококогерентного випромінювання НВЧ - оротрона і генераторів дифракційного випромінювання.

Дані генератори, в порівнянні з класичними приладами (клістрон, магнетрон, ЛЗХ, ЛБХ), мають поліпшені вихідні характеристики: зменшення стартового струму, збільшена потужність генерації, висока якість спектра генерації.

Принцип дії пристроїв дифракційної електроніки заснований на ефекті випромінювання когерентних згустків щільності заряду електронів, які утворюють поздовжню електронну хвилю конвекційного струму, котра поширюється уздовж потоку поблизу ДР з постійною фазовою швидкістю, що задовольняє умові збудження ДВ.

Такі згустки утворюються в потоці електронів, взаємодіючому з полем повільної просторової дифракційної гармоніки, при дифракції електромагнітної хвилі на періодичній структурі. Оптимальну щільність енергії ДВ ЕП збуджує при синхронізмі повільної хвилі просторового заряду (ПХПЗ) з полем повільної дифракційної гармоніки. В цьому випадку при взаємодії з дифрагованим на решітці падаючим полем, реалізуються режими посилення і генерації електромагнітних хвиль.

Найбільш повні теоретичні та експериментальні дослідження проведені для ГДВ, електродинамічна система яких утворена напівсферичним або сфероциліндричним ВР.

Для таких пристроїв теоретично і експериментально досліджені різні режими збудження ДВ в ВР. Зокрема, пролітний режим ГДВ характеризується безперервним збудженням коливань ЕП, що рухається поблизу ДР, яка розташована на одному з дзеркал ВР.

Зв'язок ВР в таких пристроях реалізований або через дифраговане поле на краях дзеркал, шляхом послідовного розташування резонаторів уздовж осі ЕП, або через дифраговане поле на стрічкових ґратках, шляхом паралельного включення ВР щодо осі ЕП.

Значна увага приділяється побудові нових схем джерел коливань НВЧ з періодичними метало-діелектричними структурами типу діелектричний шар (резонатор) - стрічкова ДР, які мають широкі функціональні можливості.

Енергетичні характеристики найпростіших МДС для основної гармоніки випромінювання до теперішнього часу достатньо вивчені як аналітичними, так і чисельними методами. Шляхом експериментального моделювання якісно проаналізовані взаємодії черенковського та мінус перших дифракційних гармонік.

Показана можливість збудження черенковського випромінювання ЕП в метало-діелектричному каналі (МДК). Однак відсутність кількісних теоретичних і експериментальних оцінок електромагнітної взаємодії вищих просторових гармонік випромінювання з основою, ускладнюють практичну реалізацію таких систем.

Було висловлено припущення про можливість створення приладів типу ЛЗХ і ЛБХ у відкритому варіанті, зокрема на базі відкритого хвилеводу, що збуджується просторовими гармоніками ДВ.

У такій системі присутній енергообмін ЕП з полем ВХ за рахунок забезпечення синфазності випромінюваних хвиль. Це говорить про перспективність даного пристрою при розробці підсилювачів міліметрового діапазону хвиль. Однак відсутність теорії і недостатній обсяг експериментальних досліджень, таких підсилюючих систем, ускладнюють їх практичну реалізацію.

Недостатньо вивченими є пристрої дифракційної електроніки з відкритими електродинамічними системами типу МДС, пов'язаних ВР і відкритих хвилеводів (ВХ). Загальною ознакою таких пристроїв є наявність відкритої електродинамічної системи з періодичними неоднорідностями, виконаними у вигляді відбивних металевих ДР, або стрічкових ДР, нанесених на шар діелектрика, або з комбінації таких решіток.

У всіх випадках ЕП, що рухається уздовж ДР, збуджує просторові гармоніки ДВ, що надходять в обсяг відкритої електродинамічної системи заданого типу. Тому, дослідження електромагнітної взаємодії просторових гармонік випромінювання в відкритих електродинамічних системах пристроїв НВЧ є актуальними.

### 1.3. Вибір напрямку досліджень

Оскільки оптимізація описаних в 1.1 нових пристроїв електроніки шляхом створення макетів з ЕП вимагає великих трудовитрат і засобів, то на даному етапі дослідження доцільним є вивчення найпростіших теоретичних моделей з подальшим експериментальним "холодним" моделюванням процесів взаємодії просторових гармонік дифракційного випромінювання, шляхом заміни ЕП планарним діелектричним хвилеводом. Такий підхід дозволяє визначити та оптимізувати основні характеристики електродинамічних систем приладів при переході до макетних досліджень з ЕП.

На малюнку 1.1 представлені схеми досліджуваних в роботі структур і приладів: МДС типу діелектричний шар - стрічкова ДР (мал.1.1) і метало-діелектричний канал (мал.1.1б).

Їх загальною ознакою є наявність монохроматичного ЕП 1, що рухається поблизу стрічкової ДР 2, розташованої в площині  $Z = -1$  на поверхні діелектричного шару 3.

При русі ЕП уздовж такої МДС збуджується спектр просторових гармонік ДВ, випромінюваних в діелектрик і вакуум з різною щільністю енергії  $S_n$ .

Для довгохвильового наближення показано, що щільність енергії просторової гармоніки ДВ, випромінюваної в вакуум, можна підвищити шляхом введення відбиваючого екрану 4 (мал.1.1б), який в поєднанні з системою діелектричний шар - стрічкова ДР, утворює найпростіший тип багатозв'язної МДС.

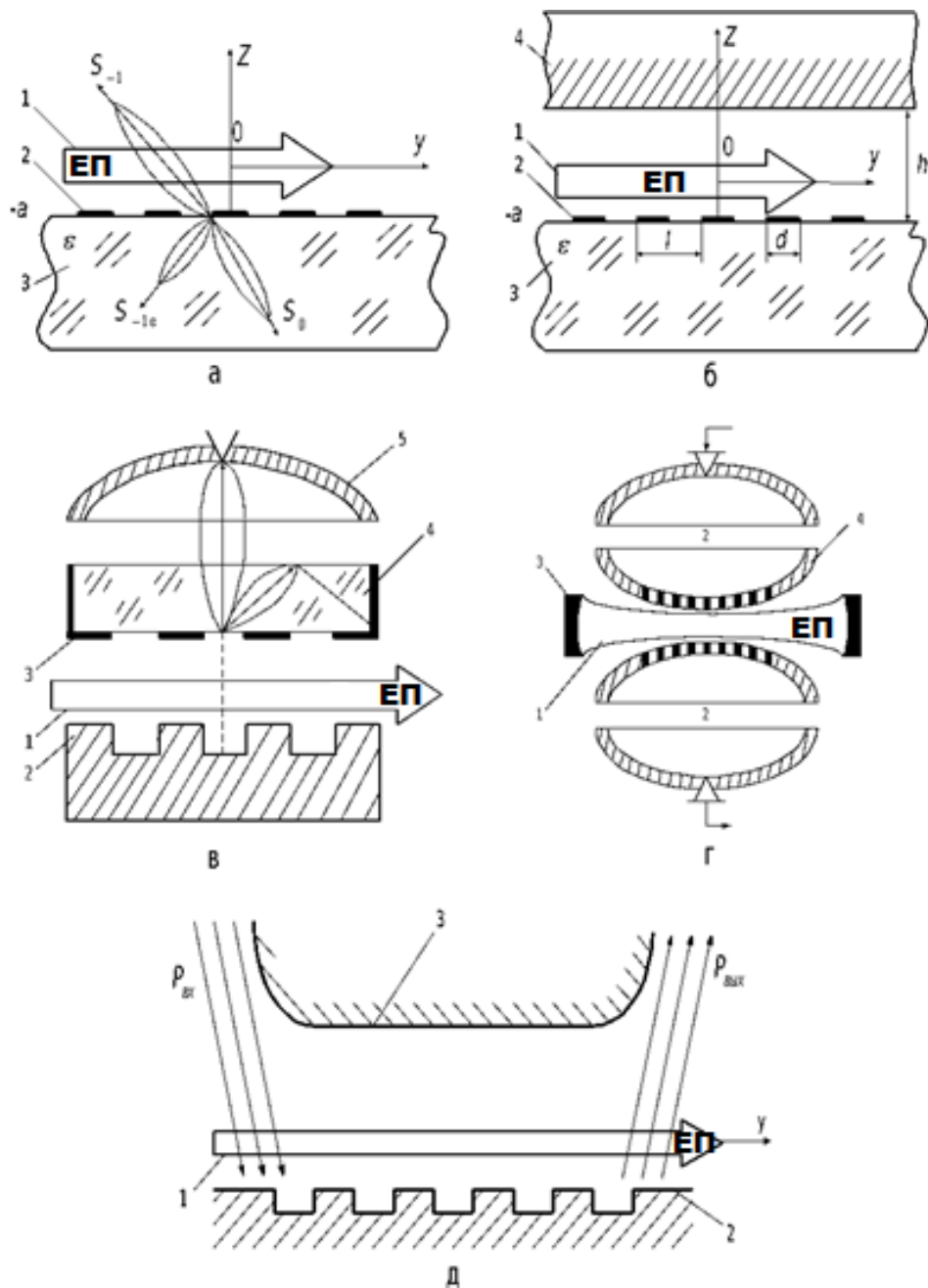
На базі таких систем можуть бути побудовані різні прилади і пристрої НВЧ з широкими функціональними можливостями. Актуальними, для такої системи, є питання кількісних теоретичних і експериментальних оцінок ступеня впливу вищих гармонік випромінювання на основну, і визначення оптимальних параметрів електродинамічної системи з точки зору посилення або зменшення окремих груп гармонік випромінювання.

Дифракційно-черенковський генератор, побудований на базі ГДВ, в якому використовується режим одночасного збудження ДВ і ЧВ, котрий показаний на малюнку 1.1в.

ЕП 1 потрапляє в МДК, утворений металевою періодичною структурою 2 і стрічкової ДР 3, котрий нанесений на бічну поверхню діелектричної призми 4.

При прольоті електронів в МДК одночасно виникають ДВ і ЧВ, які відповідно збуджують ВР ГДВ і модулюють ЕП по щільності заряду. Енергія з приладу може виводитися як через дзеркало 5, так і через діелектричну призму 4.

Даний прилад можна розглядати як багатозв'язну систему, що умовно складається з трьох областей: МДК - діелектрична призма - ВР.



Малюнок 1.1 - Схеми досліджуваних електродинамічних систем: а) МДС типу діелектричний шар - стрічкова ДР; б) МДС типу метало-діелектричний канал; в) дифракційно-черенковський генератор; г) ГДВ на пов'язаних ВР; д) підсилювач на об'ємних хвилях

До розряду багатозв'язної системи можна віднести варіант виконання ГДВ на пов'язаних ВР при їх паралельному вмиканні до осі ЕП 1 (мал.1.1г), де відкрита електродинамічна система виконана у вигляді двох зв'язаних через стрічкові ДР сферичних резонаторів 2. Тут використовується пучок електронів, який

формується гарматою 3 і суміжними параболічними дзеркалами 4, на яких розташовані стрічкові ДР.

Коли струм пучка перевищує пускове значення, в приладі збуджуються електромагнітні коливання. Такий прилад може виконувати функції підсилювача потужності і помножувача частоти. Багатозв'язна електродинамічна система такого ГДВ визначається також наявністю трьох умовних областей: каналу, утвореного ДР, і двох ВР. При нанесенні дзеркал 4 на діелектрик, властивості даної системи також в значній мірі будуть визначатися певним спектром гармонік.

З проведеного аналізу приладів дифракційної електроніки, представлених на малюнку 1.1в, г слід, що їх спільною ознакою є наявність каналу для прольоту ЕП, а також наявність зв'язку між електромагнітними полями, котрі формувались елементами приладів.

На малюнку 1.1д представлена найпростіша схема підсилювача на об'ємних хвилях. На ній на вхід ВХ, утвореного двома паралельно розташованими дзеркалами (нижнє дзеркало 2 - плоске, з нанесеною на нього періодичною структурою; верхнє дзеркало 3 - плоске або циліндричної форми, в поперечному перерізі), подається об'ємна хвиля вхідного сигналу. Частина її після віддзеркалення від нижнього дзеркала надходить в ВХ, друга частина збуджує на періодичній структурі спектр просторових гармонік випромінювання.

У разі синхронізації швидкості ЕП 1, що рухається уздовж періодичної структури, з однієї з поверхневих гармонік, формується випромінювання Сміта-Парселла (ДВ) і відбувається посилення сигналу.

## РОЗДІЛ 2

### МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ

#### 2.1 Теоретичні методи досліджень

При чисельному аналізі енергетичних характеристик ДЧВ в МДС, наведених на малюнках 1.1а, б, застосовувалися співвідношення, отримані в наближенні заданого струму. Цей метод ґрунтується на рішенні рівнянь Максвелла в наближенні заданого джерела (щільності заряду або конвекційного струму). Чим точніше теоретична модель описує реальне джерело в пристрої, тим більш достовірні данні отримуємо в наближенні заданого струму характеристики випромінювання.

Розглядаючи дифракцію власного електромагнітного поля ЕП на ДР з урахуванням відбивання екрану (мал.1.1б), то можна визначити з точністю до невідомих коефіцієнтів Фур'є електромагнітне поле всередині і поза каналом.

При спільному рішенні рівнянь руху і поля виходить система нелінійних нестационарних рівнянь, аналіз яких можливий лише в деяких граничних випадках. Якщо ж вирішувати завдання у низькосигнальному наближенні, то вихідну систему нелінійних диференціальних рівнянь електроніки в частинних похідних, вдається знайти і отримати лінійну систему рівнянь.

В рамках вищевикладеного підходу розглянемо модель взаємодії електронного пучка з полем періодичної структури ВХ (мал.1.1д). Періодична сповільнююча система являє собою нескінченну структуру типу "гребінка" з металевим екраном, розташованим паралельно до площині. Стрічковий пучок кінцевої товщини, нескінченний, як і уповільнююча система, в площині  $x$  поміщений в простір між "гребінкою" і екраном.

Електрони рухаються в одному напрямку, а саме вздовж осі  $y$  (мал.1.1д), таке припущення фізично відповідає нескінченно великому постійному магнітному полю, спрямованому вздовж траєкторії електронів. Електричне поле  $E$ , швидкість пучка  $V$ , та щільність заряду  $\rho$  представимо у вигляді суми постійних і малих змінних величин, котрі гармонійно залежать від часу. У пучку постійна щільність



заряду електронів  $\rho_0$  вважається компенсованою зовнішніми джерелами так, що обумовлена нею кулонівська частина поля буде рівною нулю  $E_0=0$ .

Вирішення електродинамічної задачі проводимо методом часткових областей. Поле в кожній області визначаємо, виходячи з системи рівнянь Максвелла і необхідних граничних умов. З огляду на вимоги безперервності компонент поля на кордонах областей, отримуємо самоузгоджену систему рівнянь, що дозволяє визначити дисперсійне рівняння, котре описує власні режими системи "гребінка" - пучок - екран.

## 2.2 Метод експериментального моделювання

Ефективним способом вирішення завдань дифракційної електроніки є метод експериментального моделювання, при якому випромінювання електронної хвилі струму просторового заряду ЕП моделюється випромінюванням поверхневої хвилі планарного діелектричного хвилеводу, розташованого поблизу дифракційної решітки. Так, наприклад, застосування даного методу дозволило вивчити основні властивості ДВ в електродинамічній системі ГДВ з напівсферичним ВР, відкритому хвилеводі з циліндричними дзеркалами і МДС типу діелектричний шар - стрічкова ДР.

Найбільш повне обґрунтування методу експериментального моделювання, шляхом заміни ЕП діелектричним хвилеводом і вирішенні завдання в наближенні заданого поля хвилеводу.

У таблиці 1.1 наведені основні співвідношення, що характеризують випромінювальну систему у випадках руху вздовж ДР електронного потоку (модель з ЕП) і поверхневої хвилі хвилеводу (модель з ДХ).

Співвідношення (1.1) - (1.4) визначають, відповідно, умови збудження об'ємних хвиль ДХ і ЕП. Ці співвідношення збігаються, якщо припустити, що фазова швидкість хвилі діелектричного хвилеводу ідентична швидкості електронів. Оскільки фазова швидкість хвилі  $V_\phi$  визначається діелектричною проникністю матеріалу хвилеводу і його поперечними розмірами, то доцільно ввести поняття ефективної діелектричної проникності хвилеводу  $\epsilon_\epsilon = c^2/v_\epsilon^2$ , тоді  $\beta_B = 1/\sqrt{\epsilon_B}$ .

Відповідно до цього співвідношення (1.3) і (1.4) для кутів випромінювання також збігаються в припущенні ідентифікації фазової швидкості ДВ і швидкості ЕП. Для заданих параметрів  $k$ ,  $\beta_e(\beta_v)$  та  $\varepsilon$  в вільному просторі збуджуються тільки негативні просторові гармоніки з  $n=-1, -2, -3, \dots$ , а в діелектричному середовищі - гармоніки з  $n=\pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ .

Випромінювання на нульовій ( $n=0$ ) просторової гармоніці відбувається при тих же умовах, що і черенковське випромінювання ЕП, що рухається поблизу не екранованого діелектрика, при швидкостях електронів  $\varepsilon\beta_e^2 > 1$  з кутом випромінювання  $\cos\gamma_{0\varepsilon} = 1/\beta_e(\sqrt{\varepsilon})$ . Таке випромінювання можна назвати черенковським, а ґратки розглядати як екрануючий фактор, що впливає на коефіцієнт зв'язку ЕП або ДХ з діелектричної середовищем.

Для довгохвильового наближення ( $k \leq 0.5$ ) щільність енергії основної (черенковської) гармоніки визначається співвідношеннями (1.5) і (1.6), що збігаються з точністю до позначень при заміні  $\varepsilon_v \rightarrow 1/\beta_e^2$ ,  $i\hbar\rho_A \rightarrow 2\pi\rho_0$ , а планарний діелектричний хвилевід - еквівалентний ЕП з фіктивною щільністю заряду  $\rho_0 = \frac{2\pi}{\lambda^2} A \sqrt{\varepsilon_v(\varepsilon_v - 1)}$ , що рухається з постійною швидкістю  $V_e = V_v$ .

При порушенні об'ємних хвиль ДХ, як і в випадку з ЕП, можливі різні режими випромінювання, найбільш характерні з яких можна наочно проаналізувати шляхом побудови діаграм Бріллюена для різних значень діелектричної проникності середовища.

Таблиця 2.1 - Основні співвідношення, що характеризують моделі з ЕП і з ДХ

Модель с ДХ	Модель с ЕП
Умови випромінювання електромагнітних хвиль	
$\frac{k}{ n  + k} \leq \beta_B \leq \frac{k}{ n  - k'};$ $z > -a \text{ (вакуум) (1.1)}$ $\frac{k}{ n  + k\sqrt{\varepsilon}} \leq \beta_B \leq \frac{k}{ n  - k\sqrt{\varepsilon}'};$ $-\delta < z < -a \text{ (діелектрик)}$ <p>Де <math>\beta_B = v_B/c</math> – відносна швидкість хвилі в хвилеводі</p> <p>(<math>k=I/\lambda</math>; <math>\varepsilon</math> - відносна діелектрична проникність середовища, <math>n</math>- номер випромінюваної просторової гармоніки; <math>I</math>- період решітки; <math>\lambda</math> - довжина хвилі випромінювання).</p>	$\frac{k}{ n  + k} \leq \beta_e \leq \frac{k}{ n  - k'};$ $z > -a \text{ (вакуум) (1.2)}$ $\frac{k}{ n  + k\sqrt{\varepsilon}} \leq \beta_e \leq \frac{k}{ n  - k\sqrt{\varepsilon}'};$ $z < -a \text{ (діелектрик)}$ <p>де <math>\beta_e = v_e/c</math> – відносна швидкість електронів,</p>
Кути випромінювання	
$\gamma_{nv} = \arccos(\sqrt{\varepsilon_B} + \frac{n}{k});$ $\gamma_{nv} = -\arccos\left(\frac{\sqrt{\varepsilon_B} + \frac{n}{k}}{\sqrt{\varepsilon}}\right); \quad (1.3)$	$\gamma_{nv} = \arccos\left(\frac{1}{\beta_B} + \frac{n}{k}\right);$ $\gamma_{nv} = \arccos\left(\frac{\frac{1}{\beta_e} + \frac{n}{k}}{\sqrt{\varepsilon}}\right); \quad (1.4)$
де $\varepsilon_B$ – ефективна діелектрична проникність	
Щільність енергії ДВ основної гармоніки	
$S_0 = S_e \frac{\varepsilon^2(\varepsilon_B - 1) + (\varepsilon - \varepsilon_B)}{\varepsilon^2(\varepsilon_B - 1) + (\varepsilon - \varepsilon_B) \left[1 - (1 + \sqrt{\varepsilon}) \sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon_B}} \Phi_G\right]^2} \quad (1.5)$ <p>де <math>S_e</math> – щільність енергії ЧВ без решітки;</p> $\theta = \sqrt{1 - \beta^2}; \quad \theta_{n\varepsilon} = \beta \sqrt{\varepsilon - \left[\left(\frac{k}{\beta} + n\right)k^{-1}\right]^2};$ $\Phi_G = \frac{(u - 1) \left(3 - \frac{2k}{\beta} - \left(\frac{k}{\beta} - 1\right) \ln \frac{1 + u}{2}\right)}{1 - u + 2u \left(\frac{k}{\beta}\right) - (1 + u) \left(\frac{k}{\beta} - 1\right) \ln \frac{1 + u}{2}}$ <p><math>u = \cos\left(\frac{\pi d}{l}\right)</math> - коефіцієнт заповнення решітки,</p> <p><math>d</math> – ширина стрічок решітки</p> $\beta = \beta_B = \beta_e$	$S_0 = S_e \frac{\varepsilon^2 \theta^2 + \theta_{0\varepsilon}^2}{\varepsilon^2 \theta^2 + \theta_{0\varepsilon}^2 \left[1 - (1 + \sqrt{\varepsilon}) \theta \Phi_G\right]^2} \quad (1.6)$

### 2.3 Аналіз діаграм Бріллюена

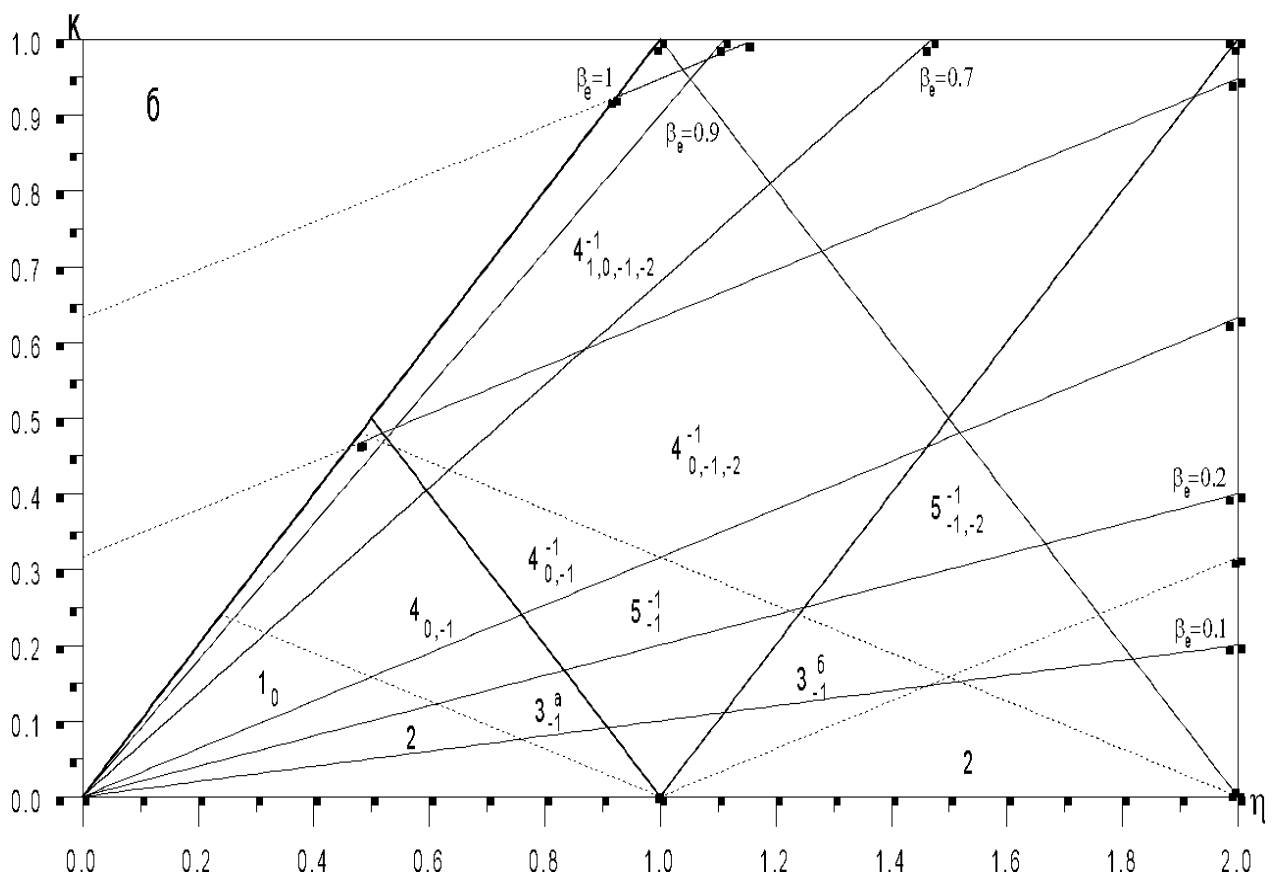
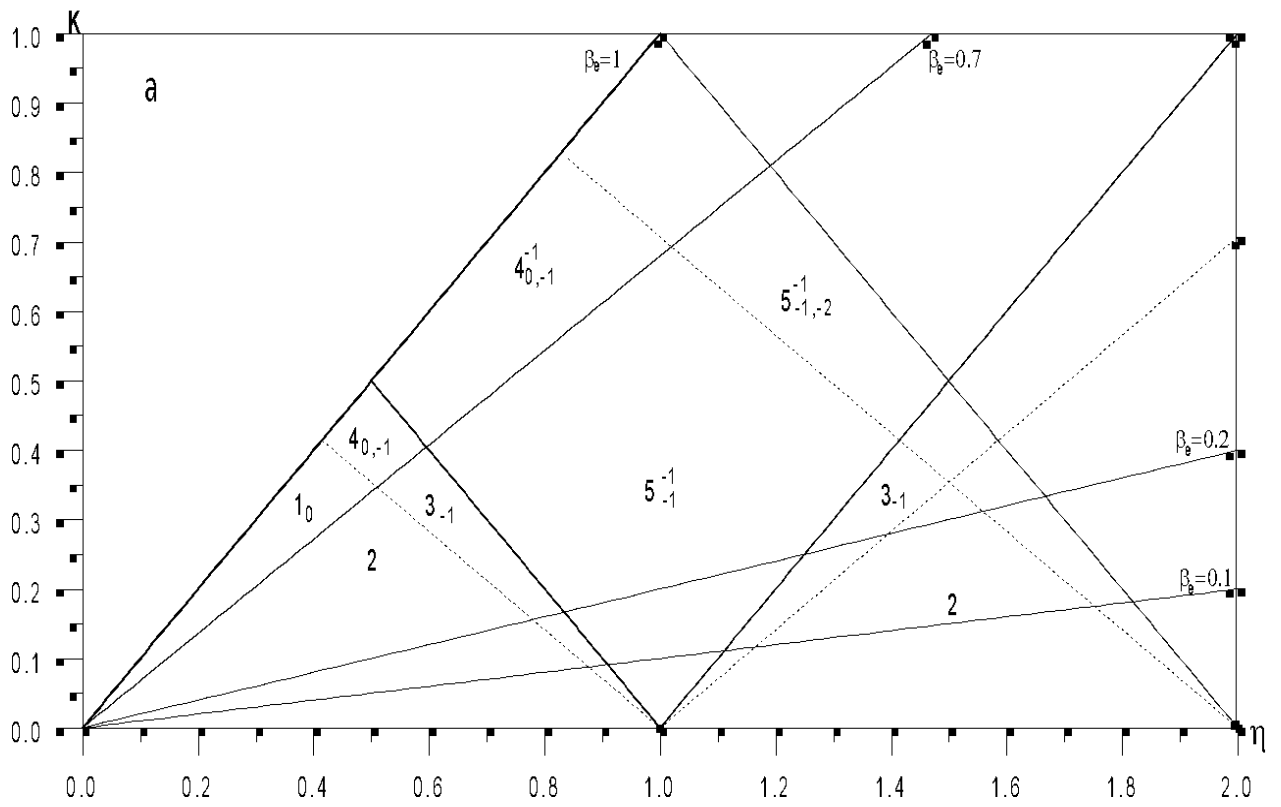
Області зміни параметрів, при яких реалізується збудження об'ємних і поверхневих хвиль, легко визначаються за діаграмами Бріллюена (мал.2.1, 2.2) для різних значень. Дані діаграми побудовані в координатних осях  $k$  і  $\eta = k/\beta_e$ .

Діаграма складається з дискретних областей, які позначені цифрами  $1_0-5_s^m$ , і визначає найбільш характерні випадки збудження електронним потоком електромагнітних хвиль: 1 - зона черенковського випромінювання; 2 - область поверхневих хвиль; 3 - зона дифракційного випромінювання тільки в діелектричне середовище; 4 - області черенковського і дифракційного випромінювання; 5 - зона дифракційного випромінювання в діелектрик і у вільний простір.

Нижні індекси  $S=0, \pm 1, \pm 2 \dots$  вказують номери просторових гармонік, котрі випромінюються в діелектрик, а верхні індекси  $m=-1, -2, \dots$  - в вакуум.

Так, наприклад,  $4_0^{-1, -2}$  область означає, що при всіх параметрах  $k$ ,  $\beta$ ,  $\varepsilon$  які потрапляють в неї, у вільний простір випромінюється тільки мінус перша гармоніка, а в діелектрику збуджуються три гармоніки з індексом  $n=-1, -2, -3, \dots$ .

З наведених діаграм видно, що при заданих параметрах  $\beta_e$  і  $k$  в залежності від  $\varepsilon$  можна реалізувати різні режими збудження ДЧВ.

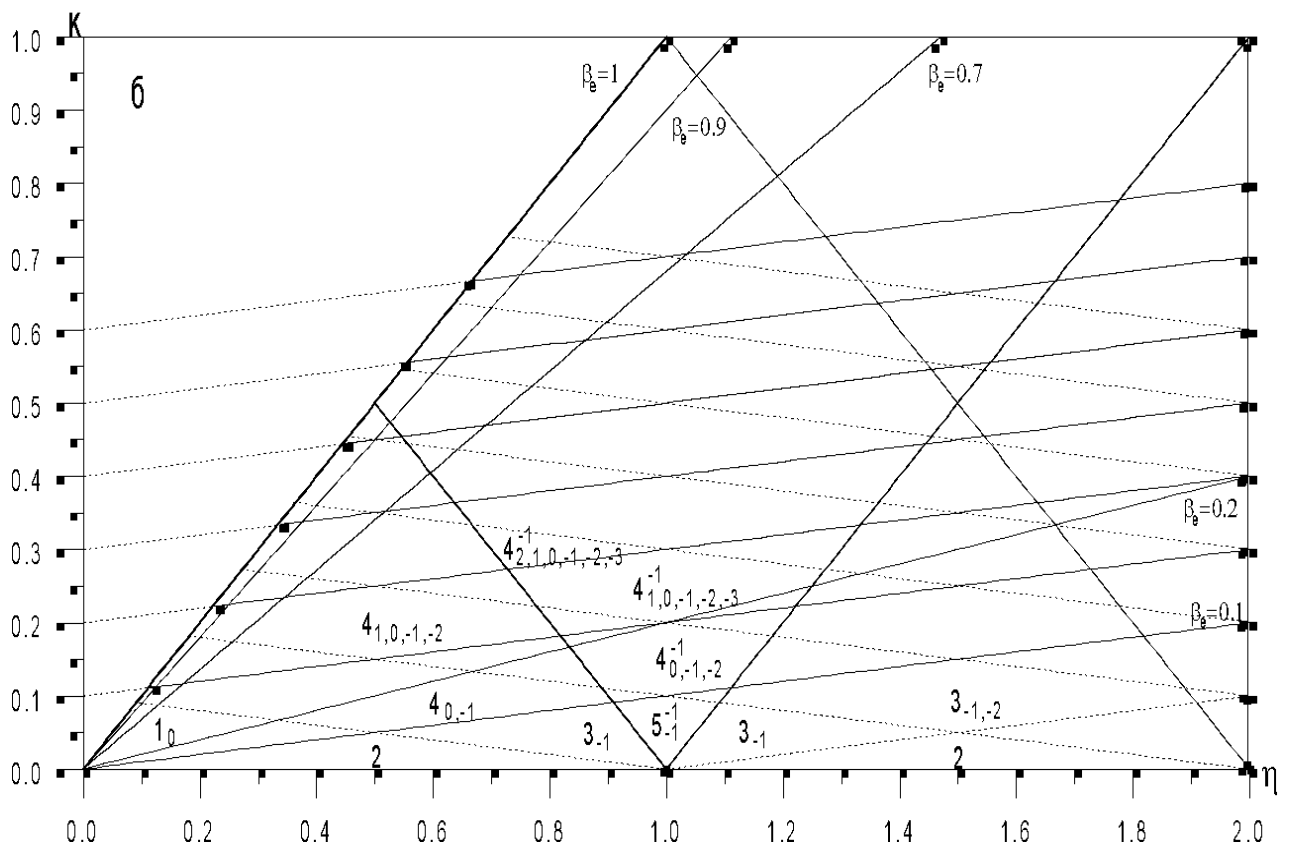
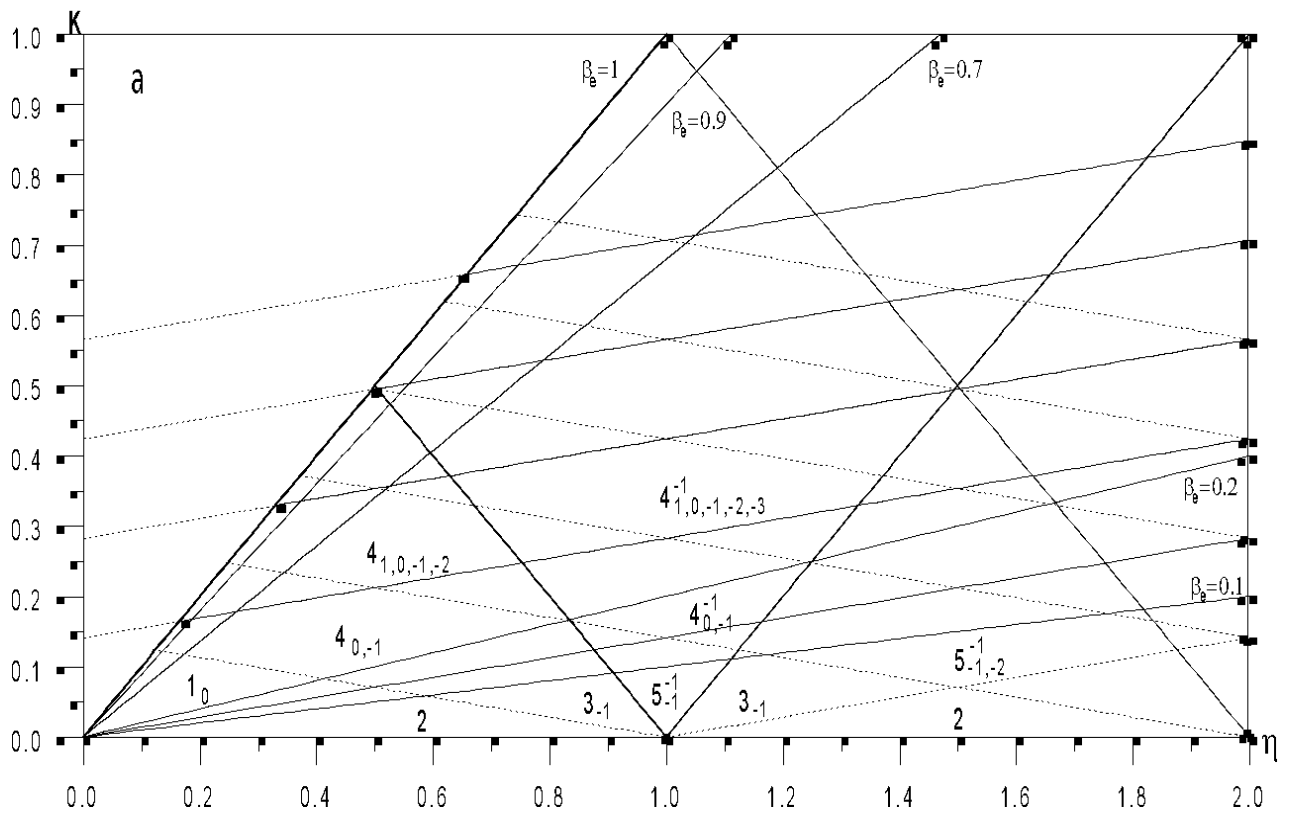


Малюнок 2.1 - Діаграми Бріллюена при збудженні ДЧВ монохроматичною хвилею струму просторового заряду: а)  $\epsilon=2.05$  б)  $\epsilon=10$

Видно, що в інтервалі зміни  $\beta_e = 0.06 \div 0.2$  можливе збудження тільки негативних дифракційних гармонік в вакуум і в діелектрик. Реалізація режимів випромінювання ЧВ можлива тільки в області релятивістських швидкостей електронів ( $\beta_e > 0.2$ ), або для режиму моделювання збудження об'ємних хвиль, оскільки відносна швидкість хвилі стандартних діелектричних хвилеводів міліметрового діапазону лежить в інтервалі  $\beta_e = 0.7 \div 0.9$ .

Зі збільшенням  $\varepsilon$  кількість зон Бріллюена зростає, а області інтервалів за параметрами  $\beta_e$  і  $k$ , в яких вони порушуються, звужуються.

При  $\varepsilon=50$  та  $\varepsilon=100$  (мал.2.2) для нерелятивістських ЕП з'являється можливість реалізації як режимів ЧВ, так і режимів ДЧВ (зони  $1_0, 4_{0,-1}, 4_0^{-1}$ ). При цьому виникає випромінювання на позитивних дифракційних гармоніках, що як і ЧВ направлено завжди під гострим кутом (зони  $4_{0,1,-1,-2}, 4_0^{-1}$ ).



Малюнок 2.2 - Діаграми Бріллюена при збудженні ДЧВ монохроматичної хвилею струму просторового заряду а)  $\epsilon=50$  б)  $\epsilon=100$

Однак реалізація таких зон для низьковольтних ЕП ( $\beta_e < 0.1$ ) неможлива, оскільки вони лежать вище ліній  $\beta_e = 0.1$ . Зі збільшенням діелектричної проникності при заданих значеннях  $\beta_e$  з'являються нові зони Бріллюена і збільшується кількість дифракційних гармонік.

Інтервали значень  $\beta_e$ , в яких існують задані гармоніки випромінювання, істотно зменшуються. Для даних умов з'являється можливість реалізації черенковських гармонік при малих швидкостях електронів (низьких прискорюючих напругах). З проведеного аналізу зон Бріллюена в широкому інтервалі змін  $\epsilon$  слід, що для реалізації режимів ДЧВ в експерименті з нерелятивістським ЕП кращими є значення  $\epsilon > 10$ , а для режиму моделювання збудження об'ємних хвиль – значення  $\epsilon \leq 10$ .

Чисельний рахунок енергетичних характеристик ДЧВ доцільно проводити для значень  $\epsilon > 50$ , що відповідають реальній можливості збудження випромінювання нерелятивістським ЕП, і для значень  $\epsilon < 10$ , що дозволяють реалізувати режим експериментального моделювання просторових гармонік дифракційного випромінювання на існуючих діелектриках з малими втратами в діапазоні НВЧ.

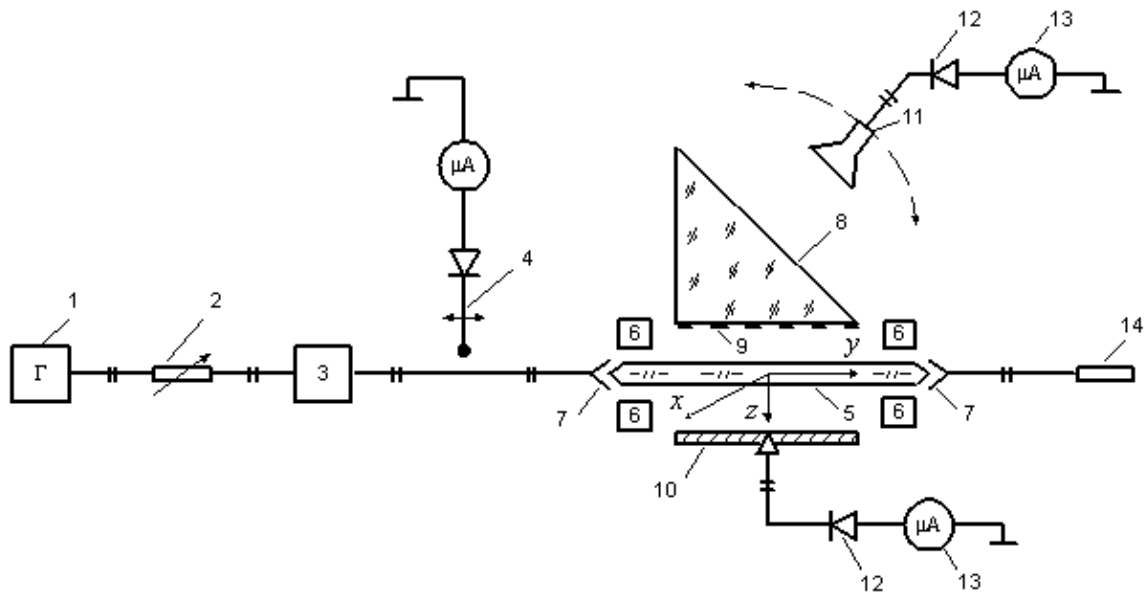
## **2.4 Експериментальні установки та методики вимірювання**

Методики вимірювань вихідних характеристик пристроїв дифракційної електроніки і електромагнітних властивостей їх електродинамічних систем до теперішнього часу досить розвинені і узагальнені в монографіях. Однак для кожного конкретного об'єкта вони мають свої особливості, які необхідно враховувати при розробці та реалізації вимірювальних установок. Схема експериментальної установки для дослідження енергетичних характеристик просторових гармонік випромінювання в МДС і її схема представлені, відповідно, на малюнку 2.3.

Високочастотний сигнал від генератора НВЧ коливань 1, пройшовши через розв'язуючий атенюатор 2, хвилемір 3, вимірювальну лінію 4, збуджує



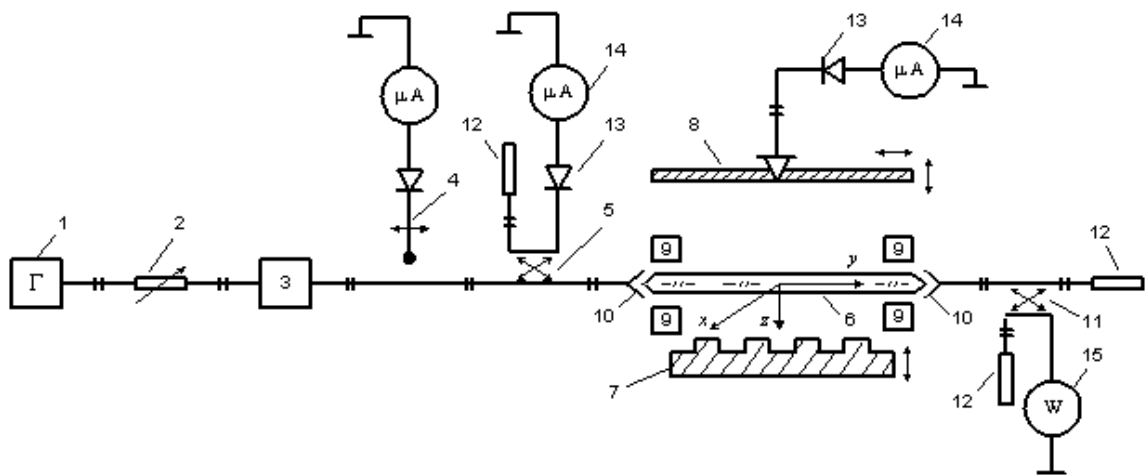
діелектричний хвилевід 5. На вході і виході ДХ встановлені поглиначі 6 для зниження впливу розсіяного паразитного поля від узгоджувальних пристроїв 7. Осі ДХ прямокутного перетину розташовані паралельно поверхням елементів досліджуваної електродинамічної системи. У загальному випадку елементи системи являють собою комбінацію діелектричної середовища 8, з нанесеною на неї ДР 9, і екраном 10.



Малюнок 2.3 - Схема експериментальної установки для дослідження енергетичних характеристик просторових гармонік випромінювання в МДС

На малюнку 2.4 приведена схема експериментальної установки для дослідження характеристик електродинамічної системи підсилювача на ефекті Сміта-Парселла.

Високочастотний сигнал від генератора НВЧ коливань 1, що перекриває діапазон частот  $f=25\div 37$  ГГц, через розв'язуючий атенюатор 2, хвилемір 3, вимірювальну лінію 4, спрямований розгалуджувач 5, діелектричний хвилевід 6, розташований між дзеркалами плоско-паралельного відкритого хвилеводу, утвореного відбивними дифракційними ґратками 7 і екраном 8.



Малюнок 2.4 - Схема експериментальної установки для дослідження характеристик електродинамічної системи підсилювача на ефекті Сміта-Парселла

На вході і виході ДВ встановлені поглиначі 9 для зниження впливу розсіяного паразитного поля від узгоджувального пристрою 10. Для отримання режиму біжучої хвилі (забезпечення мінімального коефіцієнта відображення в лінії передачі) протилежний кінець діелектричного з'єднується з узгоджувальним навантаженням 12.

Для визначення електродинамічних властивостей досліджуваного ВХ важливими є такі характеристики, як КСХ, коефіцієнт передачі ВХ і амплітудні розподіли полів по осях хвилеводу.

Контроль за частотою в тракті здійснюється хвилеміром 3, а за допомогою вимірювальної лінії 4 визначається коефіцієнт стоячої хвилі. Сигнал, що надходить в ВХ, контролюється через спрямований відгалужувач 5 детектором 13 і надходить на реєструючий пристрій 14. Контроль за потужністю на виході з ВХ здійснюється через спрямований відгалужувач 11 вимірником потужності 15 з блоком індикації.

Для дослідження амплітудних розподілів полів по осям хвилеводу використовується плоске дзеркало 8, в центральній частині якого розташовується зонд, пов'язаний з ОВ через отвір зв'язку. Сигнал з зонда перетворюється детектором 13 і надходить на реєструючий пристрій 14. Дзеркало з відбивною ґраткою і плоске дзеркало розташовується на спеціальних юстуючих пристроях, що дозволяють переміщати їх по осях  $x$  та  $z$  з точністю  $\pm 0.1$  мм.

# РОЗДІЛ 3

## ЧИСЕЛЬНИЙ АНАЛІЗ ВЗАЄМОДІЇ ГАРМОНІК ВИПРОМІНЮВАННЯ У БАГАТОЗВ'ЯЗНИХ КВАЗІОПТИЧНИХ СИСТЕМАХ З ПЕРІОДИЧНИМИ НЕОДНОРІДНОСТЯМИ

### 3.1 Чисельний аналіз взаємодії гармонік випромінювання

В даній частині роботи чисельний аналіз впливу коефіцієнта заповнення решітки  $U$  на густину енергії випромінювання при фіксованих значеннях параметрів  $k$ ,  $\beta_e$  та  $\varepsilon$ , а також порівняльний аналіз енергетичних характеристик ДВ та ЧВ при зміні параметрів  $k$  і  $\beta_e$  для  $\varepsilon=10$  та  $\varepsilon=100$ .

Тому доцільним є чисельний аналіз енергетичних характеристик випромінювання зі зміною відносної швидкості електронів  $\beta_e$  (або відносної фазової швидкості хвилі в діелектричному хвилеводі  $\beta_e$ ) при заданих значеннях  $k$  і  $U$  в межах існування зон Бріллюена. Це дозволяє дати кількісну оцінку ступеня впливу вищих гармонік випромінювання на основну, і оптимізувати параметри дифракційної решітки для заданих режимів збудження МДС.

При чисельному аналізі використовувалися вирази для щільності енергії ДЧВ, наведені в роботах. Для окремої просторової гармоніки щільність енергії випромінювання у вільний простір ( $S_n$ ) і діелектричне середовище ( $S_{n\varepsilon}$ ) обчислюються за формулами:

$$\begin{aligned} S_n &= \frac{c}{8\pi} |A_n|^2; \\ S_{n\varepsilon} &= \frac{c}{8\pi\sqrt{\varepsilon}} |B_n|^2; \end{aligned} \quad (3.1)$$

де

$$A_n = \frac{\theta_{n\varepsilon} X_n}{(\theta_{n\varepsilon} + \varepsilon\theta_n) \tau_n} + \delta_0^n \beta_e F\left(\frac{2\theta_{0\varepsilon}}{\theta_{0\varepsilon} + \varepsilon\theta_0} - 1\right) \exp(-p|a|);$$

$$B_n = \frac{\varepsilon\theta_n X_n}{(\theta_{n\varepsilon} + \varepsilon\theta_n) \tau_n} - \delta_0^n 2\beta_e F\left(\frac{\theta_{0\varepsilon}}{\theta_{0\varepsilon} + \varepsilon\theta_0}\right) \exp(-p|a|);$$

$$\theta_n = \beta_e \sqrt{1 - \left(\frac{1}{\beta_e} + \frac{n}{k}\right)^2};$$

$$\delta_0^n = \begin{cases} 1; n = m; \\ 0; n \neq m; \end{cases}$$

$$F = 2\pi\rho_0;$$

$$p = k\theta = \frac{2\pi}{\lambda\beta_e}\theta.$$

$a$  = прицільний параметр

Параметр  $X_n$  визначається в результаті чисельного рішення скороченої системи лінійних алгебраїчних рівнянь, отриманих методом Рімана-Гільберта при вирішенні граничної електродинамічної задачі Фур'є-амплітуд дифрагованого поля  $A_n$  і  $B_n$ :

$$\sum_n X_n \left[ \frac{|n|}{n} \chi_n (V_m^n R_\sigma - V_m^n R_m) - \delta_m^n R_\sigma \right] = i\alpha (V_m^n R_\sigma - V_m^n R_m)$$

$$m=0; \pm 1; \pm 2 \dots,$$

$$n=0; \pm 1; \pm 2 \dots,$$

де коефіцієнти рівнянь (3.2) мають такий вигляд:

$$R_\sigma = \frac{\pi}{2\sin\pi\eta} P_{\eta-1}(u); R_m = \frac{1}{2} P_m(u);$$

$$V_\sigma^n = \frac{\pi}{2\sin\pi\eta} \frac{n-1}{\eta+n} [P_{\eta-n} P_{n+1} - P_{\eta-2} P_n];$$

$$V_m^n \begin{cases} \frac{1}{2} \sum_{p=0}^{n+1} \mu_{n+1-p}(u) P_{p-m-1}(u), & n \geq 0 \\ -\frac{1}{2} \sum_{p=0}^{-n-1} \mu_{n-1-p}(u) P_{p+m+1}(u), & n < -1 \\ \frac{1}{2} [P_m(u) - P_{m+1}(u)], & n = -1 \end{cases}$$

$$\mu_0(u) = 1; \mu_1(u) = -u;$$

$$\mu_u = P_n(u) - 2uP_{n-1}(u) + P_{n-2}(u), \quad n \geq 2$$

$$\alpha = 2i\theta F Q_0 \exp(-p|a|)$$

$$\chi_n = 1 + i \frac{|n|}{n} \frac{\theta_n Q_n}{\beta_e \left(\frac{1}{\beta_e} + \frac{n}{k}\right)};$$

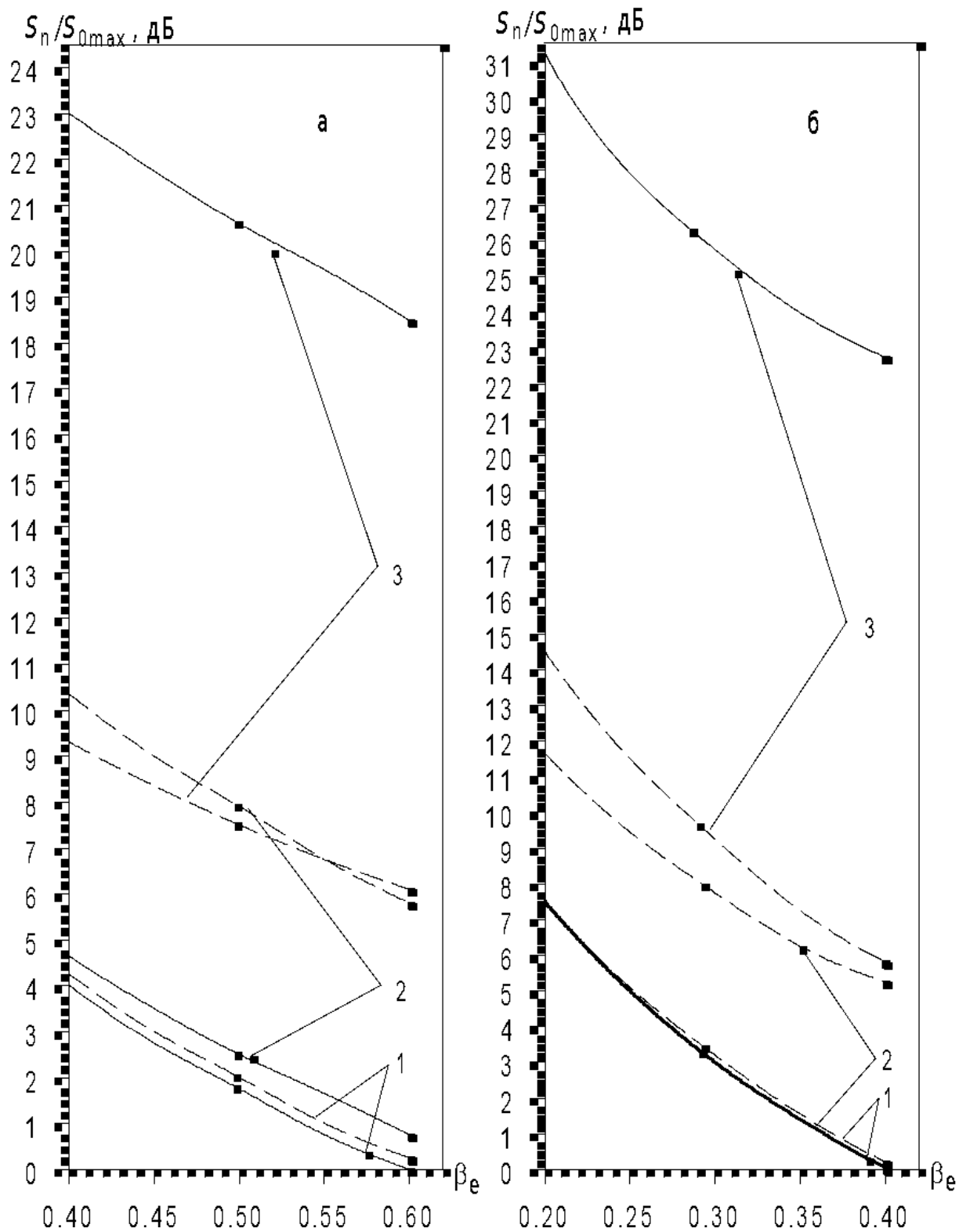
$$Q_n = \frac{\theta_{n\varepsilon}(1+\sqrt{\varepsilon})}{\theta_{n\varepsilon} + \varepsilon\theta_n}.$$

$P_n(u)$ - поліноми Лагранжа

Чисельний аналіз був проведений в інтервалі значень  $\varepsilon=50 \div 100$ , вибір якого був раніше обґрунтований шляхом розгляду діаграм Бріллюена.

На малюнку 3.1 (а) наведено залежності відносної потужності гармонік випромінювання від параметра  $\beta_e$  для зон Бріллюена  $1_0$  та  $4_{0,-1}$  при  $\varepsilon=50$  та двох значеннях параметра  $u$ , відповідних широким стрічок решітки ( $u=-0.3$ ) і вузьких стрічок решітки ( $u=0.5$ ).

Також, зараз і в подальшому, такі залежності побудовані в логарифмічному масштабі ( $|10 \times \lg(S_n/S_{0max})|$ ), що дозволяє оцінити в децибелах рівень потужності випромінюваних гармонік ( $S_n$ ), щодо максимального значення основної гармоніки ( $S_{0max}$ ). З графіків видно, що максимальну потужність має нульова гармоніка в зоні  $1_0$ , де вищі гармоніки при заданих значеннях  $k$  і  $\beta_e$  не збуджуються.



Малюнок 3.1 Залежності відносної інтенсивності гармонік випромінювання від відносної швидкості електронів для зон Бріллюена  $1_0$  та  $4_{0,-1}$  при а)  $\epsilon=50$ , б)  $\epsilon=100$ ;  $a/\lambda=0.01, u=-0.3$ : 1-  $S_{0\epsilon}(1_0)$ ; 2 -  $S_{0\epsilon}(4_{0,-1})$ ; 3- $S_{-1\epsilon}(4_{0,-1})$

Поява гармоніки з індексом  $n=-1$ , що випромінюється в діелектрик (зона  $4_{0,-1}$ ), призводить до незначного ослаблення рівня основної гармоніки, що обумовлено її малою інтенсивністю (різниця в рівнях гармонік з  $n=0$ ,  $n=-1$  близько 20 дБ).

Однак, перехід в область широких стрічок решітки ( $u=-0.3$ ) може істотно впливати на перерозподіл потужності випромінювання між гармоніками: посилювати рівень гармоніки з  $i$  і послаблювати потужність нульовий гармоніки  $n=1$  (пунктирні графіки 2, 3 на мал.3.1). При цьому явище спостерігається тільки при наявності вищої гармоніки, а в зоні  $1_0$ , де вони відсутні, зміна параметра  $u$  слабо впливає на інтенсивність випромінювання.

Збільшення діелектричної проникності ( $\varepsilon=100$ , мал.3.1 б) практично не змінює характер залежностей по  $\beta_e$ , а в основному зменшує інтенсивність випромінювання: гармоніки  $n=0$  з - на 3 дБ, а гармоніки з  $n=-1$  - на 7 дБ. При цьому для значень  $u=-0.3$  вплив діелектричної проникності на інтенсивність гармоніки з  $n=-1$  позначається в меншій мірі, ніж в області вузьких стрічок решітки.

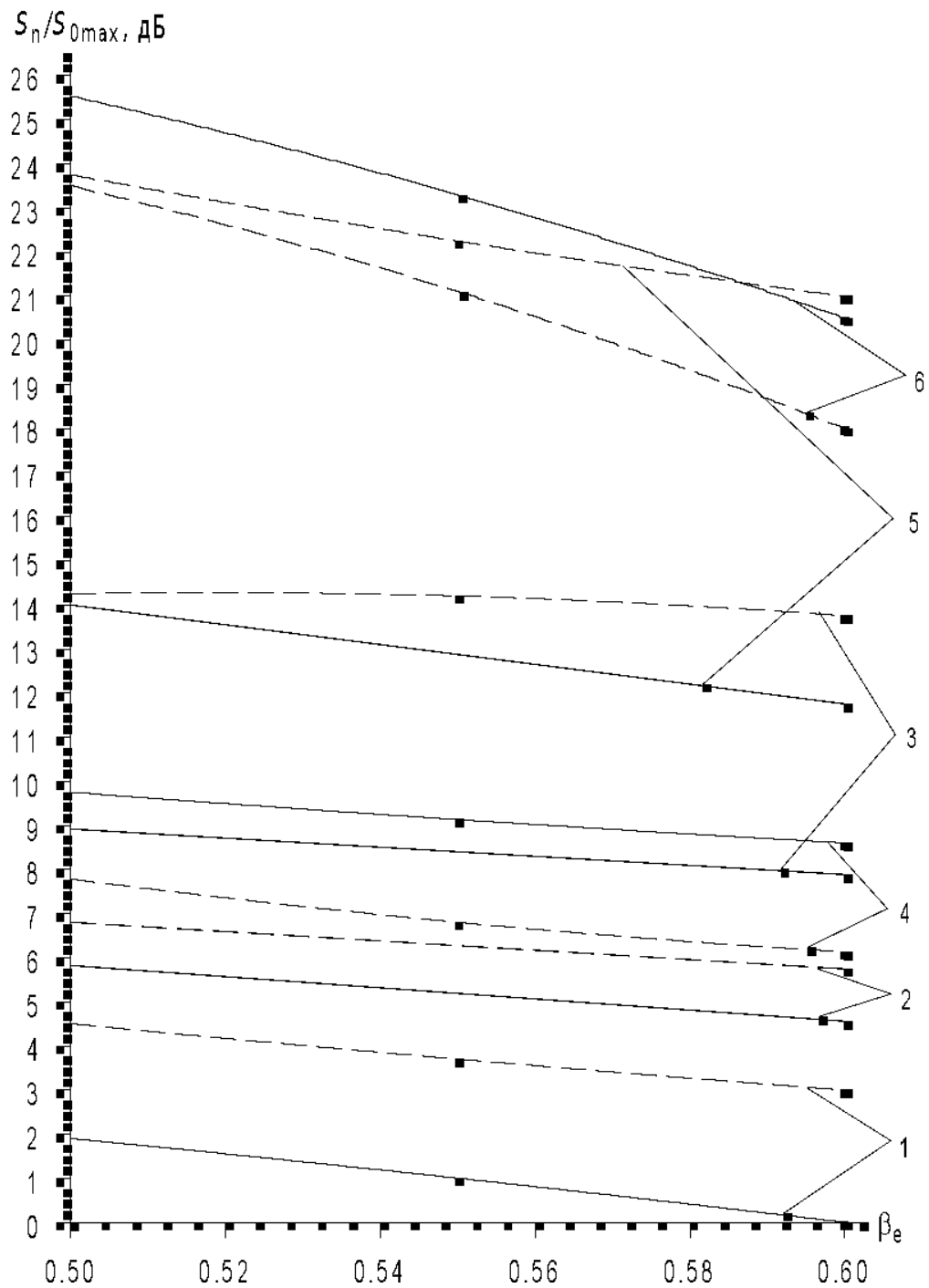
Ситуація змінюється при порушенні випромінювання в зонах Бріллюена з позитивними індексами гармонік, які за своїми властивостями ідентичні нульовій гармоніці.

Так, наприклад, на малюнку 3.2 представлені енергетичні характеристики для семипелюсткової діаграми спрямованості випромінювання при двох значеннях коефіцієнта заповнення решітки ( $u=-0.3$  і  $u=0.3$ ).

З графіків видно, що нульова і випромінювальна в діелектрик позитивна і негативна перші гармоніки - одного порядку (зміна  $S_n/S_{0max} \approx 2 \div 10$  дБ). Мінімальну інтенсивність має гармоніка, яку випромінює в вакуум (графік 6 на мал.3.2). При переході в область широких стрічок решітки ( $u=-0.3$ ) зростає потужність випромінювання мінус перших гармонік і зменшується інтенсивність інших гармонік.

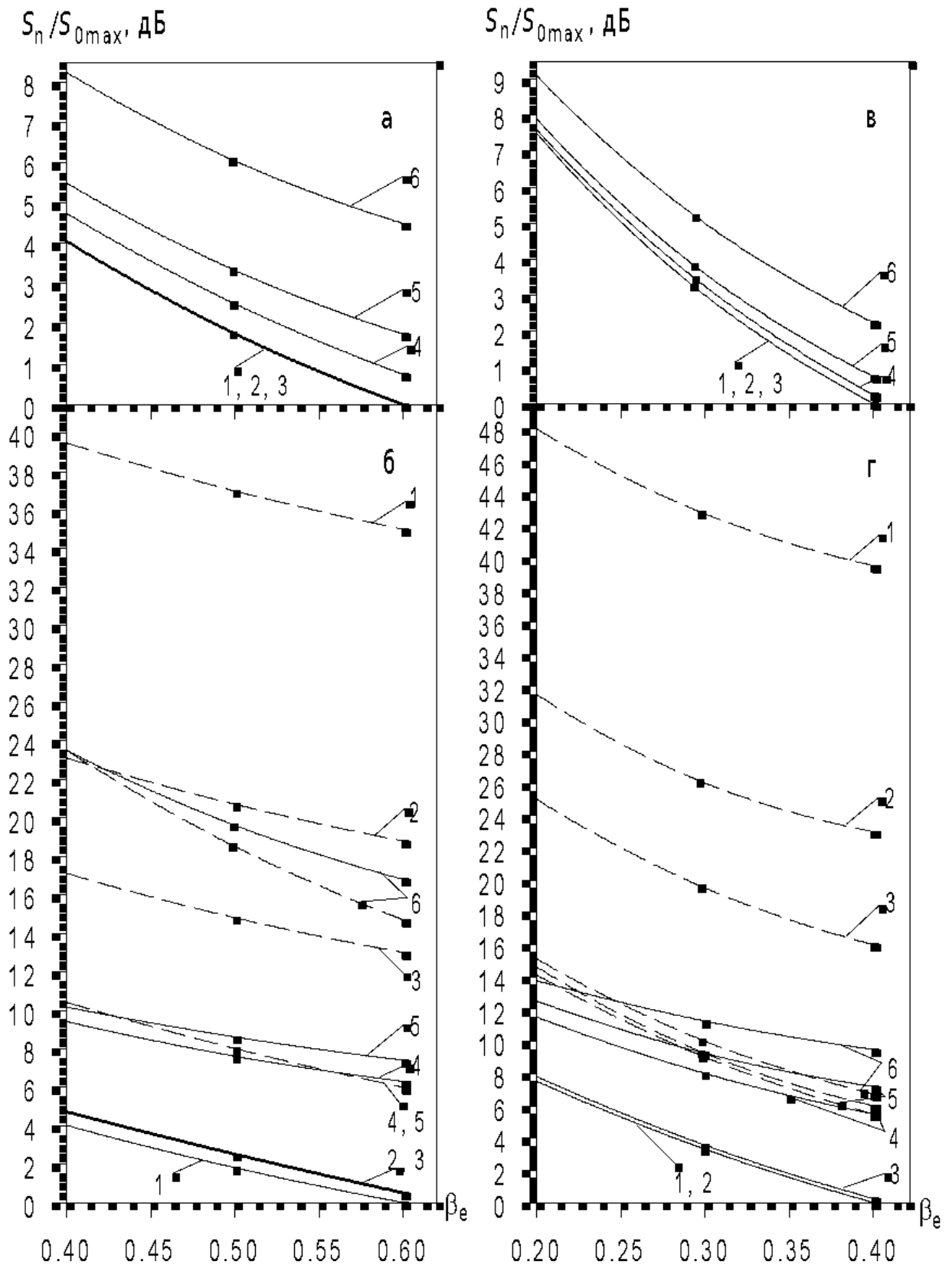
Найбільш сильно цей ефект проявляється для гармонік з індексом  $n=2$  (потужність випромінювання зменшується на  $5 \div 9$  дБ). Збільшення кількості

гармонік, як видно з графіків, не змінює загальної поведінки енергетичних залежностей від параметра  $\beta_e$ .



Малюнок 3.2 - Залежності відносної інтенсивності гармонік випромінювання від відносної швидкості електронів для зони Брілюена  $4_{1,2,0,-1,-2,-3}^{-1}$  ( $k=0.4$ ) при  $\varepsilon=50$ ,  $a/\lambda=0.01$ ,  $u=0.3$ ,  $u=-0.3$ : 1 –  $S_{0\varepsilon}$ ; 2 –  $S_{1\varepsilon}$ ; 3 –  $S_{2\varepsilon}$ ; 4 –  $S_{-1\varepsilon}$ , 5 –  $S_{-2\varepsilon}$ , 6 –  $S_{-1\nu}$ ,





Малюнок 3.3 - Вплив коефіцієнта заповнення решітки на інтенсивність гармонік випромінювання в зонах  $1_0$ , (а)  $-k=0.08$ , (в)  $-k=0.04$  і  $4_{0,-1}$  (б)  $-k=0.16$ , (г)  $-k=0.1$ ) при а, б)  $\epsilon=50$ ; в, г)  $\epsilon=100$ ,  $a/\lambda=0.01$ ,  $S_{0\epsilon}$ ,  $S_{-1\epsilon}$ : 1-  $u=0.85$ ; 2-  $u=0.5$ ; 3-  $u=0.3$ ; 4-  $u=-0.3$ ; 5-  $u=-0.5$ ; 6-  $u=-0.85$

Проведені вище дослідження вказують на сильну залежність інтенсивності гармонік випромінювання від параметра  $u$ .

У зв'язку з цим доцільним є питання про визначення конкретних інтервалів значень  $u$ , оптимальних з точки зору посилення або зменшення окремих груп гармонік випромінювання.

Зокрема, на малюнку 3.3 а, б представлені енергетичні характеристики випромінювання для зон  $1_0$  і  $4_{0,-1}$  при  $\varepsilon=50$  і шести значеннях параметра  $u$ . З графіків видно, що для зони (мал. 3.3 а) зміна коефіцієнта заповнення в інтервалі  $u=0.85\div 0.3$  практично не впливає на інтенсивність випромінювання.

З переходом в область широких стрічок решітки втрати випромінювання зростають і можуть становити 4 дБ ( $u=-0.85$ ). Більш сильний вплив величина коефіцієнта заповнення решітки надає при наявності двох гармонік випромінювання (наприклад, зона  $4_{0,-1}$ ).

Як і в попередньому випадку незначна зміна інтенсивності випромінювання в області вузьких стрічок решітки спостерігається для нульової гармоніки, проте при переході в область широких стрічок енергія випромінювання може зменшуватися на два порядки (графік 6, мал. 3.3 б) з одночасним збільшенням енергії гармоніки з  $n=-1$ , приблизно на таку ж величину.

В результаті нульова і мінус перша гармоніки стають рівними за потужністю. При цьому оптимальні значення коефіцієнта заповнення для гармоніки з  $n=-1$ , лежать в інтервалі  $u=-0.3\div -0.5$ .

Збільшення діелектричної проникності шару зменшує ступінь впливу параметра  $u$  на інтенсивність випромінювання нульовий гармоніки.

Так, наприклад, при значеннях  $\varepsilon=100$  в інтервалі зміни  $u=-0.85\div 0.85$  (мал.3.3в, г) інтенсивність нульовий гармоніки для зони  $1_0$  зменшується на 2 дБ, а для зони  $4_{0,-1}$ . - на 6 дБ (при - на 20 дБ).

Однак, загальний характер поведінки енергетичних характеристик від  $u$  зберігається, в області широких стрічок решітки інтенсивності гармонік з  $n= 0, -1$  порівняні, а в області вузьких стрічок домінує основна гармоніка.

## РОЗДІЛ 4. ОХОРОНА ПРАЦІ

### 4.1 ТЕХНІКА БЕЗПЕКИ

#### Аналіз небезпечних і шкідливих виробничих факторів

У процесі трудової діяльності кожна людина піддається впливу комплексу виробничих факторів, які мають шкідливий вплив на його працездатність і стан здоров'я.

Небезпечні і шкідливі виробничі фактори :

- виникнення на екрані монітора статистичних зарядів, які змушують частинки пилу рухатися до найближчого заземленого предмету, часто їм виявляється особа оператора;
- підвищена запиленість і загазованість повітря робочої зони;
- забруднення повітря шкідливими речовинами, пилом, мікроорганізмами і позитивними аероіонами;
- підвищена або знижена температура поверхонь обладнання, матеріалів і повітря робочої зони;
- небезпечний рівень напруги в електричному ланцюзі, замикання котре може пройти через тіло людини;
- підвищений рівень шуму на робочому місці, статичної електрики вібрацій і електромагнітних випромінювань;
- підвищена або знижена вологість і рухливість повітря;
- великий обсяг інформації, що переробляється призводить до значних навантажень на органи зору;
- монотонність праці, нервово-психічні навантаження, нервово-емоційні стресові навантаження;
- небезпека виникнення пожежі;
- відсутність або нестача природного світла, недостатнє освітлення робочого місця.

Постійний вплив опромінення і особливо надвисоких частот (НВЧ) може привести до стійких функціональних змін у центральній нервовій і серцево-судинній системах.

Коли людина потрапляє в зону випромінювання, енергія частково поглинається тілом людини

Поля НВЧ, особливо сантиметрового і міліметрового діапазонів, викликають також зміни у крові, помутніння кришталика (катаракта), погіршення нюху, а в окремих випадках - трофічні явища: випадання волосся, ламкість нігтів. Профілактика професійних захворювань повинна передбачати, поряд з розробкою технічних засобів захисту, організаційні заходи.

Нормування електромагнітних випромінювань радіочастотного діапазону. Стандартом ГОСТ 12.1.006-84 ССБТ «Електромагнітні поля радіочастот. Допустимі рівні на робочих місцях і вимоги до проведення контролю» встановлено допустимі рівні впливу ЕМП радіочастот.

Електромагнітні поля радіочастот варто оцінювати в діапазоні частот 60 КГц - 300 МГц - напруженістю електромагнітної складової поля; в діапазоні частот 300 МГц - 300 ГГц - поверхневою щільністю потоку енергії випромінювання (ПЕВ) і створюваного цим потоком енергетичного навантаження (ЕН).

## ВИСНОВКИ

У літературному огляді окреслено основні етапи розвитку досліджень пристроїв КВЧ, принцип дії яких заснований на використанні радіаційних ефектів: черенковського, дифракційного і індукованого випромінювання. Обґрунтовано необхідність проведення досліджень електромагнітної взаємодії просторових гармонік дифракційного випромінювання в відкритих метало-діелектричних, багатозв'язних і хвилеводних електродинамічних системах НВЧ.

Обрані теоретичні методи дослідження, засновані на раніше розвинених класичних задачах дифракційної електроніки в наближенні заданого струму, а також в низькосигнальній самоузгодженій постановці, а також експериментальному моделюванню просторових гармонік випромінювання заданим полем діелектричного хвилеводу.

Шляхом побудови діаграм Брілюена в інтервалі значень  $\varepsilon=2\div 100$ , проаналізовані характерні режими збудження просторових гармонік ДЧВ. Встановлено, що для збудження ЧВ нерелятивістським ЕП необхідні діелектрики з  $\varepsilon>50$ , при експериментальному моделюванні доцільно використання діелектриків з  $\varepsilon\leq 10$ .

Шляхом чисельного аналізу моделювання просторових гармонік ДЧВ в МДС з діелектричним середовищем встановлено, що максимальну інтенсивність випромінювання нульова (черенковська) гармоніка має в зоні Брілюена  $1_0$ , де вищі гармоніки не збуджуються.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Усіков А.Я. Сучасні досягнення радіофізики і електроніки. - К: Наукова думка, 1981. - 64 с.
2. Шестопалов В.П. Дифракційна електроніка. - Харків: Вид-во ХДУ, 1976. - 232 с.
3. Вайнштейн Л. А. Відкриті резонатори і відкриті хвилеводи / Вайнштейн Л. А. - М.: Сов. радіо, 1966. - 475 с.
4. Милованов О.С. Техніка надвисоких частот / О.С. Милованов, Н.П. Собенін. - М.: Атомиздат. - 1980. - 464 с.
5. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекції по надвисокочастотній електроніці. - М.: Сов. радіо, 1973. - 400 с.
6. Цвик О.І., Воробйов Г.С., Максимов П.П., Рубан А. І.. Хвилі просторового заряду в відбивних ГДВ // Науково-технічна конференція "Техніка і фізика електронних систем і пристроїв" .- Ч .1.- Суми: СумДУ, 1995.- С. 30-31.
7. Генератори дифракційного випромінювання / За ред. Шестопалова В.П. - К: Наукова думка, 1991. - 320 с.
8. Григор'єв А.Д. Електродинаміка і техніка НВЧ. - М.: Вища школа, 1990. - 335 с.
9. Воробйов Г.С. Макєєв О.С., Пушкарьов К.А., Цвик О.І. Застосування метало-діелектричні періодичні структури в електроніці КВЧ // Вісник Сумського державного університету, 1996.- №1 (5). - С. 17-22.
10. Електровакуумні прилади діапазону міліметрових хвиль / [Касаткін Л.В., Рукин В.П., Еремко В.Д.]; під ред. В.М. Яковенко, С.П. Ракітіна. - Севастополь: Вебер, 2007. - 252 с.
11. Кукарин С.В. Електронні СВЧ прилади. Характеристики, застосування, тенденції розвитку. -М.: Радио и связь, 1981.- 272 с.
12. Релятивістська високочастотна електроніка / За ред. А.В. Гапонова-Грехова. - Горький, 1979.- 248с.

13. Моделювання черенковського і дифракційного випромінювання на періодичних метало-діелектричних структурах (огляд) / Г. С. Воробйов, А. С. Кривець, М. В. Петровський. Вісник Сумського державного університету. - 2003. - № 10 (56) .- С. 110-130. - (Серія «Фізика, математика, механіка»).

14. Вайнштейн Л. А. Теорія дифракції. Електроніка НВЧ / Л. А Вайнштейн. - М.: Радио и связь, 1995. - 600 с.

15. Рубан А.І., Харченко В.В. Хвильова модель генератора дифракційного випромінювання на пов'язаних відкритих резонаторах // Науково-технічна конференція викладачів, співробітників, аспірантів і студентів.- Суми: СумДУ, 1998.- С. 77-79.

16. Джеллі Дж. Черенковського випромінювання і його застосування. – М. Вид. іноз. літ., 1960.- 334 с.

15. Генератор дифракційного випромінювання хвиль міліметрового і субміліметрового діапазонів / І.М. Балаклицький, Б.К. Скринник, О.А. Третьяков і ін Укр. фіз. журн., 1969.- Т.14, № 4.- С. 539-552.

16. Рубан А.І. Електромагнітні взаємодії просторових гармонік черенковського та дифракційного випромінювання в електродінамічних системах пристроїв надвисоких частот: автореф. дис. на здобуття наук, ступенів к.ф - м.н: спец. 01.04.01 «Фізика приладів, елементів і систем» / А.І. Рубан. - Суми.- 1999.

17. Вакуумна СВЧ електроніка: Збірник оглядів. - Нижній Новгород: Інститут прикладної фізики РАН, 2002. - 160 с.

18. «Охорона праці та безпека у питань надзвичайних ситуаціях»

19. Воробйов Г.С., Цвик О.І., Макєєв О.С. Про можливість створення електровакуумного підсилювача НВЧ-діапазону на об'ємних хвилях // Науково-технічна конференція "Техніка і фізика електронних систем і пристроїв" .- Ч.2.- Суми: СумДУ, 1995.- С.223.

20. Воробйов Г.С, Куц Р.І, Пушкарьов К.А, Рубан А.І Дослідження пов'язаних відкритих резонаторів зі зв'язком через дифракційні решітки // Матеріали науково-технічної конференції. Техніка і фізика електронних систем і пристроїв Суми, СумДУ-

21. Воробйов Г.С., Рубан А.І., Шматько О.О. Дослідження електродинамічної системи підсилювача НВЧ на ефекті Сміта-Парселла // Матеріали 8-ї Міжнародної Кримської конференції "НВЧ - техніка та телекомунікаційні технології" .- Т.1, 1998.- С. 214-216.

22. Воробйов Г.С., Рубан А.І., Кривець А.С., Шматько О.О. Теоретичний аналіз умов збудження коливань в підсилювачі з розподіленим взаємодією на ефекті Сміта-Парселла // Вісник Сумського державного університету, 1999.- №1 (12) .- С. 28-33.