

Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова
Національна академія наук України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Лихачов Олександр Олександрович

УДК 621.385.6

ДИСЕРТАЦІЯ

СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТА СТАБІЛЬНІСТЬ ВИПРОМІНЮВАННЯ КЛИНОТРОНІВ МІЛІМЕТРОВОГО ТА СУБМІЛІМЕТРОВОГО ДІАПАЗОНІВ З УРАХУВАННЯМ ОСОБЛИВОСТЕЙ ПРОЦЕСІВ ЕНЕРГООБМІНУ

104 – фізика та астрономія

10 – Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

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

_____ О. О. Лихачов

Науковий керівник: Кулешов Олексій Миколайович,

доктор фізико-математичних наук, професор

Харків – 2022

АНОТАЦІЯ

Лихачов О. О. Спектральні характеристики та стабільність випромінювання клинотронів міліметрового та субміліметрового діапазонів з урахуванням особливостей процесів енергообміну. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 “Фізика та астрономія” (10 – Природничі науки). – Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України, Харків 2022.

Роботу присвячено вирішенню важливого науково-прикладного питання у встановленні особливостей електронно-хвильової взаємодії у клинотронах міліметрового та субміліметрового діапазонів з урахуванням розкиду поздовжніх швидкостей електронів щільного пучка, що викликані пульсаціями прискорювальної напруги, а також резонансних властивостей електродинамічних систем клинотронів міліметрового та субміліметрового діапазонів, що впливають на частотні характеристики та стабільність випромінювання, з метою реалізації режимів частотної модуляції випромінювання за лінійним та ступеневим законами. В роботі з метою вивчення розподілу поздовжніх швидкостей електронів у щільних стрічкових пучках було проведено траєкторний аналіз руху електронів за допомогою ітераційного самоузгодженого розв’язання рівняння Пуассона, методом кінцевих різниць та рівняння руху заряджених часток, що дозволило враховувати вплив просторового заряду на розподіл поздовжньої компоненти швидкості електронів пучка, який формується у діодній гарматі клинотрона у присутності статичного магнітного поля.

Електромагнітне випромінювання міліметрового та субміліметрового діапазонів широко використовується у фундаментальних дослідженнях і практичних задачах у багатьох галузях, що робить вивчення та покращення характеристик компактних генераторів дуже перспективним. Клинотрони

мають переваги серед генераторів зазначених діапазонів завдяки достатньо високим рівням потужності випромінювання та широкому діапазону перестроювання частоти. В дисертаційній роботі проведено дослідження розкиду швидкостей електронів щільного стрічкового пучка, що викликано пульсаціями прискорювальної напруги, а також досліджено резонансні властивості електродинамічних систем клинотронів, що на частотах нижче за 150 ГГц в основному визначаються відбиттям поверхневої хвилі від неоднорідностей гребінки, у той час як у діапазонах частот вище за 150 ГГц резонанси зумовлено, в основному, ефектами відбиття та трансформації хвиль у надрозмірних електродинамічних системах. В результаті проведеного теоретичного моделювання електронно-хвильової взаємодії у електродинамічній системі клинотрона продемонстровано чітко розділені зони генерації, які мають різну крутизну частотної характеристики. У клинотронах субміліметрового діапазону крутизна становить від 10 МГц/В до 35 МГц/В, де мінімальне значення крутизни частотної характеристики відповідає центру зони генерації, а максимальні значення – краям.

Отримано теоретичні оцінки ширини спектральної лінії випромінювання клинотрона, що становить 100 кГц у випадку стабільності прискорювальної напруги 10^{-5} для клинотрона з центральною частотою у 300 ГГц. Для проведення експериментальних досліджень впливу пульсацій прискорювальної напруги на розподіл поздовжніх швидкостей потоку електронів та, відповідно, на спектральні характеристики випромінювання, було розроблено систему живлення, що має можливість регулювання рівня стабільності прискорювальної напруги в діапазоні від 10 мВ до 2 В. За результатами проведених експериментальних досліджень продемонстровано, що для клинотронів безперервної дії, які працюють в діапазоні частот 200–400 ГГц, стабільність напруги пучка у 10^{-5} забезпечує ширину спектральної лінії близько 1 МГц, а також виявлено рівень пульсації прискорювальної напруги, що не спотворює розподіл швидкостей електронів. Для моделювання частотних характеристик випромінювання в залежності від

розкиду поздовжніх швидкостей електронів пучка було досліджено залежності частоти й амплітуди вихідного випромінювання від напруги пучка електронів з урахуванням резонансних властивостей електродинамічних систем клинотронів, а також застосовувалась змінна складова реалізації пульсацій прискорювальної напруги під час роботи клинотрону. У теоретичному дослідженні, як фактор впливу на спектральні характеристики, було враховано лише вплив пульсацій прискорювальної напруги. В роботі показано, що експериментально отримані дані та результати моделювання значно відрізняються для рівня пульсацій менших за 500 мВ через переважний вклад інших ефектів, пов'язаних з шумами пучка електронів. В той же час за рівня пульсацій більших ніж 500 мВ результати експериментів і моделювання стають близькими, оскільки в цьому випадку переважає ефект пульсацій прискорювальної напруги.

Оскільки клинотрон належить до класу приладів з довготривалою взаємодією та не має сильних резонансних властивостей, для забезпечення стабільних параметрів випромінювання запропоновано застосування додаткових систем контролю. На сьогоднішній день найкращими методами, що дозволяють стабілізувати потужність і частоту вихідного випромінювання з мінімальним відхиленням для приладів електронним перестроюванням частоти, є частотне автопідстроювання за допомогою пропорційно-інтегрально-диференціального методу та фазового автопідстроювання частоти. Окрім експериментальних досліджень спектральних характеристик випромінювання від рівня пульсацій прискорювальної напруги, до розробленої системи живлення з додатковими високочастотними та швидкодіючими схемами стабілізації вихідних параметрів було впроваджено зовнішні кола зворотного зв'язку. Через наявність широкого діапазону електронного перестроювання за частотою показано, що резонансні властивості випромінювання клинотронів дозволяють створення систем безперервного режиму частотної модуляції на основі даного генератора у

межах окремих зон генерації, що для клинотронів субміліметрового діапазону забезпечує зазначений режим у полосі частот від 2 до 4 ГГц.

Досліджено режим частотної модуляції генераторної системи зі ступеневою зміною частоти, за допомогою розробленої системи живлення, що надає крутизну зміни прискорювальної напруги у 1 кВ за 0.4 мс. За результатами моделювання електронно-хвильової взаємодії було отримано час становлення коливань, що не перевищує десятку наносекунд. Отримані параметри часу дозволяють реалізацію режиму ступеневої зміни частоти, що для клинотронів субміліметрового діапазону становить полосу частот від 20 до 55 ГГц. **Наукова новизна** проведених досліджень полягає в тому, що: 1) за результатами моделювання та експериментального дослідження розкиду поздовжніх швидкостей стрічкового електронного пучка вперше встановлено рівень пульсації прискорювальної напруги, що не спотворює розподіл швидкостей електронів, який формується в діодній гарматі клинотрона в присутності статичного магнітного поля; 2) вперше отримано залежність ширини спектральної лінії випромінювання від резонансних властивостей електродинамічної системи клинотронів і продемонстровано, що у міліметровому діапазоні резонанси обумовлюються відбиттям поверхневої електромагнітної хвилі на границях гребінки, в той час як в субміліметровому діапазоні резонанси головним чином визначаються ефектом трансформації та відбиття мод у надрозмірному резонаторі; 3) у результаті моделювання електронно-хвильової взаємодії в електродинамічних системах клинотронів міліметрового та субміліметрового діапазонів вперше встановлено залежність ширини спектральної лінії випромінювання від крутизни функції, яка встановлює залежність частоти генерації від прискорювальної напруги; 4) вперше реалізовано частотну модуляцію як за законом лінійної зміни частоти в межах однієї зони генерації клинотронів міліметрового та субміліметрового діапазонів, так і з

використанням ступеневої зміни частоти за умови переходу між відокремленими зонами генерації в клинотроні міліметрового діапазону.

Ключові слова: клинотрон, випромінювання міліметрового та субміліметрового діапазонів, стрічковий потік електронів, розкид швидкостей електронів пучка, ширина спектральної лінії випромінювання, частотна модуляція електромагнітного випромінювання, багатоконтурні системи ПІД-контролю.

ANNOTATION

Likhachov O.O. Spectral characteristics and stability of clinotron radiation in the millimeter and submillimeter ranges taking into account the features of energy exchange processes. – Manuscript copyright.

Thesis for the Doctor of Philosophy, speciality 104 “Physics and Astronomy” (10 – Natural Sciences). – O. Ya. Usikov Institute for Radio Physics and Electronics of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv 2022.

The work is devoted to the solution of an important scientific and applied issue in establishing the features of beam-wave interaction in clinotrons in millimeter and submillimeter ranges, taking into account the distribution of the of electrons longitudinal velocities in a dense beam, caused by accelerating voltage ripples, as well as the clinotron electrodynamic system resonant properties in millimeter and submillimeter ranges, which affect on the radiation frequency characteristics and stability, in order to implement linear and step frequency modulation modes of the output radiation. In thesis. In order to study the distribution of electrons longitudinal velocities in dense sheet beams, a trajectory analysis of electron motion was carried out using the iterative self-consistent solution of Poisson's equation by the finite difference method and the equation of motion of charged particles. This made possible to take into account the influence of the space charge on the distribution of the longitudinal speed component of the

electrons in the thick sheet beam, which is formed by electron-optic system of the clinotron in a static magnetic field.

Terahertz radiation is widely used in fundamental research and practical tasks in many fields, which makes the study and improvement of compact generators characteristics very promising. Clinotrons have advantages among generators of the specified ranges due to sufficiently high levels of radiation power and a wide range of electron frequency tuning. In the thesis, a study of the electron velocities distribution in a dense sheet beam caused by accelerating voltage ripples the was carried out, as well as clinotrons electrodynamic system resonance properties, which at frequencies below 150 GHz are mainly determined by the reflection of the surface wave from the inhomogeneities of the slow wave system, while at frequencies higher than 150 GHz resonances are caused mainly by the effects of waves reflection and transformation in oversized electrodynamic systems. The theoretical modeling results of the beam-wave interaction in the clinotron electrodynamic system demonstrate separated generation zones that have different steepness. Submillimeter-range clinotrons provide a steepness from 10 MHz/V to 35 MHz/V, where the minimum value of the steepness corresponds to the center of the generation zone, and the maximum values correspond to the edges.

Theoretical estimates of the clinotron radiation spectral linewidth, which is 100 kHz in the case of accelerating voltage stability level 10^{-5} for a clinotron with a central frequency of 300 GHz, were obtained. In order to carry out experimental studies of the accelerating voltage ripples effect on the longitudinal velocities distribution of the electron beam, and, accordingly, on the spectral characteristics of radiation, a power supply system with the adjustable level of the accelerating voltage stability in the range from 10 mV to 2 V was developed. Experimental results demonstrate that for continuous wave clinotrons in the frequency range of 200–400 GHz, beam voltage stability level 10^{-5} provide a spectral linewidth of about 1 MHz. There is also a level of accelerating voltage ripple that does not

distort the distribution of electron velocities was revealed. To model the frequency characteristics of the radiation depending on the electron beam longitudinal velocities distribution, the dependences of the frequency and amplitude of the output radiation on the voltage of the electron beam were studied, taking into account the resonance properties of the resonant properties of the clinotrons electrodynamic systems, and the variable component of the accelerating voltage ripples during the operation of the clinotron was also used. In the theoretical study, only the effect of accelerating voltage ripples was taken into account as a factor influencing the spectral characteristics. The thesis shows that the experimentally obtained data and simulation results differ significantly for the level of ripples below 500 mV due to the prevailing contribution of other effects associated with electron beam noise. At the same time, at the level of ripples greater than 500 mV, the results of experiments and simulations become close, since in this case the effect of accelerating voltage ripples prevails. Since the clinotron belongs to the class of devices with long-term interaction and does not have strong resonance properties, the additional control systems are necessary to ensure stable radiation parameters. The best methods for stabilizing the power and frequency of output radiation with minimal deviation for devices with electronic frequency tuning are frequency auto-tuning using the proportional-integral-differential method and phase auto-frequency tuning. In addition to the radiation spectral characteristics from the level of accelerating voltage ripples, external feedback circuits were implemented with the developed power supply system which has additional high-precision and fast-acting stabilization schemes of the output parameters. Due to the clinotron has a wide range of electronic frequency tuning, it is shown that the properties of clinotron radiation allow the realization of frequency modulation continuous wave systems, based on this generator, within separate generation zones, which provides this mode in the frequency band from 2 to 4 GHz for clinotrons of the submillimeter range. The mode of step frequency modulation of the generator system was studied, using the developed power supply system, which provides a speed change in the accelerating voltage of 1 kV in 0.4 ms. According

to the results of the electron-wave interaction simulation, the oscillations excitation time does not exceed ten nanoseconds. The obtained time parameters allow the implementation of the step frequency modulation mode, which for submillimeter clinotrons is a frequency band from 20 to 55 GHz. The **scientific novelty** of the research consists in the fact that: 1) based on the results of modeling and experimental research of a sheet electron beam longitudinal velocities spread, the level of the accelerating voltage ripples was established for the first time, which does not distort the distribution of electron velocities, which is formed in the diode gun of the clinotron in the presence of a static magnetic field; 2) the dependence of the of the radiation spectral linewidth on the resonance properties of clinotrons electrodynamic system was obtained for the first time, and it was demonstrated that in the millimeter range, resonances are caused by the reflection of a surface electromagnetic wave at the edges of the grating, while in the submillimeter range, resonances are mainly determined by the effect of transformation and reflection of modes in the oversized electrodynamic system; 3) as a result of modeling the beam-wave interaction in clinotrons electrodynamic systems of the millimeter and submillimeter ranges, the dependence of the radiation spectral linewidth on the steepness of the function, which establishes the dependence of the generation frequency on the accelerating voltage, was established for the first time; 4) for the first time, frequency modulation was implemented both modulation modes, linear within one generation zone of clinotrons of the millimeter and submillimeter ranges, and using a step frequency modulation between separate zones of generation in the clinotron of the millimeter range.

Key words: clinotron, radiation of millimeter and submillimeter ranges, sheet electron beam, electron beam velocities distribution, radiation spectral linewidth, frequency modulation of electromagnetic radiation, multi-loop PID control systems.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Статті у виданнях, індексованих Scopus та/або Web of Science

1. **A. A. Likhachev**, A. A. Danik, Yu. S. Kovshov, S.A. Kishko, S. S. Ponomarenko, V N. Zheltov, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, “Effect of Electron Beam Velocity Spread in a Clinotron”, IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 66, № 3, pp. 1540 - 1544, 2019 (**Q1**).
2. S. S. Ponomarenko, **A. A. Likhachev**, V. V. Stoyanova, Yu. S. Kovshov, S. A. Vlasenko, S.A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, “Spectral Characteristics of THz CW Clinotrons”, IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 67, № 12, pp. 5766 – 5770, 2020 (**Q1**).
3. **A. A. Likhachev**, A. A. Danik, Yu. S. Kovshov, S.A. Kishko, S. S. Ponomarenko, O. Martseniak, E. M. Khutoryan, I. Ogawa, T. Idehara A. N. Kuleshov, “Compact radiation module for THz spectroscopy using 300 GHz continuous-wave clinotron”, The Review of scientific instruments, vol. 90, № 3, 034703, 2019 (**Q2**).
4. **A. A. Likhachev**, Yu. S. Kovshov, S.A. Kishko, S. S. Ponomarenko, S. A. Vlasenko, A. I. Ivanov, A. N. Kuleshov, “Supply voltage control for guaranteed performance of compact terahertz vacuum electron devices”, The Review of scientific instruments, vol. 92, № 12, 124704, 2021 (**Q2**).

Статті у фахових виданнях України

5. **A. A. Likhachev**, S.A. Kishko, Yu. S. Kovshov, A. A. Danik, S. S. Ponomarenko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, A. C. Tischenko, V. V. Zavertanniy, A. F. Zabrodskiy, S. M. Terekhin, T. V. Kudinova, L. A. Kirichenko, L. A. Galushko, Yu. S. Klescheva, G. S. Bezrodnaya, S. A. Vlasenko, "Development of compact generator complexes based on terahertz

clinotrons at O. Ya. Usikov IRE NAS of Ukraine," *RADIOFIZIKA I ELEKTRONIKA*, vol. 24, № 2, pp. 33-48, 2019.

Публікації, що засвідчують апробацію матеріалів дисертації

1. A. Danik, **A. A. Likhachev**, S. S. Ponomarenko, S.A. Kishko, Yu. S. Kovshov, V. V. Zavertanniy, S. A. Vlasenko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, "Compact THz Continuous-Wave Clinotron Oscillators", 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 1-6 Sept. 2019, Paris, France
2. S. S. Ponomarenko, **A. A. Likhachev**, S.A. Kishko, Yu. S. Kovshov, S. A. Vlasenko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, "THz Imaging System Based on Frequency-Tunable 140 GHz Clinotron and Quasi-Optical Antenna", IEEE Ukrainian Microwave Week, 21-25 Sept. 2020, Kharkiv, Ukraine
3. **A. A. Likhachev**, S. S. Ponomarenko, S.A. Kishko, Yu. S. Kovshov, V N. Zheltov, E. M. Khutoryan, D. Moseev, T. Stange, A. N. Kuleshov, "Development and Test of 175 GHz Clinotron Tube", 22nd International Vacuum Electronics Conference, 27-30 April 2021, Rotterdam, Netherlands
4. **A. A. Likhachev**, Yu. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S.A. Kishko, V. V. Stoyanova, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, "Effect of Grating Thermal Expansion on the THz Clinotron Operation", 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 29 Aug.-3 Sept. 2021, Chengdu, China (стендова доповідь).

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ І СИМВОЛІВ	14
ВСТУП	15
РОЗДІЛ 1 ПАРАМЕТРИ ВИПРОМІНЮВАННЯ КОМПАКТНИХ ВАКУУМНИХ ЕЛЕКТРОННИХ ПРИЛАДІВ ММ І СУБММ ДІАПАЗОНІВ ІЗ ЕЛЕКТРОННИМ ПЕРЕСТРЮВАННЯМ ЧАСТОТИ	22
1.1 Вакуумні електронні прилади мм та субмм діапазонів на ефектах Вавілова-Черенкова та Сміта-Парселла.....	22
1.2 Спектральні характеристики випромінювання вакуумних електронних приладів мм та субмм діапазонів.....	31
1.3 Частотна модуляція випромінювання генераторів мм та субмм діапазонів для практичних задач.....	34
Висновки до розділу 1	35
РОЗДІЛ 2 ВПЛИВ ЕНЕРГЕТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ПУЧКА ЕЛЕКТРОННІВ НА ВИХІДНІ ПАРАМЕТРИ ВИПРОМІНЮВАННЯ КЛИНОТРОНІВ ММ ТА СУБММ ДІАПАЗОНУ	36
2.1 Електронно-оптична система для формування стрічкового електронного потoku в клинотроні.....	36
2.2 Ефекти, що викликають нестабільність випромінювання ЕВП.....	42
2.3 Особливості систем живлення компактних електровакуумних приладів	45
2.4 Результати експериментальних досліджень параметрів стрічкових електронних потоків та їх впливу на характеристики випромінювання клинотрону.....	60
Висновки до розділу 2	64
РОЗДІЛ 3 СПЕКТРАЛЬНІ ПАРАМЕТРИ ВИПРОМІНЮВАННЯ ТГЦ КЛИНОТРОНІВ БЕЗПЕРЕРВНОЇ ДІЇ	66
3.1 Чисельне моделювання частотних характеристик клинотронів	67

3.2 Експериментальне дослідження спектральних параметрів випромінювання клинотронів мм та суб-мм діапазонів	76
3.3 Частотна нестабільність випромінювання, що викликана флуктуаціями струму пучка.....	87
3.4. Експериментальне дослідження ширини спектральної лінії випромінювання клинотрона від параметрів пучка електронів.....	91
Висновки до розділу 3	95
РОЗДІЛ 4 ВИКОРИСТАННЯ КЛИНОТРОНІВ У ЗАДАЧАХ ТГЦ ВІЗУАЛІЗАЦІЇ.....	
4.1 Обробка зображень отриманих у режимі випромінювання зі сталою частотою на основі вимірювання комплексної амплітуди.	103
4.2 Отримання тривимірних ТГц зображень за допомогою випромінювання у широкому діапазоні частот	106
4.3 Застосування методів частотної модуляції випромінювання у задачах візуалізації.....	108
4.4 Розробка та експериментальне дослідження системи ТГц візуалізації на основі клинотрону.....	119
Висновки до розділу 4	124
ВИСНОВКИ.....	126
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	129
Додаток А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ	140

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ І СИМВОЛІВ

ЕВП – електронно-вакуумний прилад

ЛЗХ – лампа зворотної хвилі

ГДВ – генератор дифракційного випромінювання

ДПЯ-ЯМР – динамічна поляризація ядер у ядерному магнітному резонансі

МЦР – мазер на циклотронному резонансі

ФАПЧ – фазове автопідстроювання частоти

ПІД – пропорційно-інтегрально-диференційно

ЕОС – електронно-оптична система

ШІМ – широтно імпульсна модуляція

ККД – коефіцієнт корисної дії

ЧАП – частотне автопідстроювання

РЕС – perfect electric conductor

НВЧ – надвисокочастотне випромінювання

ДЖР – джерело живлення розжарення

ЧМБС – частотна модуляція безперервних сигналів

БС – безперервний сигнал

ЛЧМ – лінійна частотна модуляція

ПЧБС – покрокова зміна частоти безперервних сигналів

ХПП – хвилевідно-променевий перехід

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. На сьогоднішній день електромагнітне випромінювання міліметрового та субміліметрового діапазонів знаходить застосування у різноманітних галузях прикладного і наукового характеру, таких як радіолокація та системи зв'язку, задачі візуалізації в біології та медицині, матеріалознавстві, спектроскопії та інших [1]. Найкомпактнішими генераторами є напівпровідникові прилади, однак рівні вихідної потужності з урахуванням підсилювачів [2] залишаються досі недостатніми для практичних задач, пов'язаних із матеріалами та середовищами, що мають суттєвий коефіцієнт поглинання в даному діапазоні.

Більші рівні вихідної потужності можна отримати за допомогою вакуумних електронних приладів, серед яких найбільші рівні потужності, у декілька МВт, мають прилади на циклотронному резонансі – гіротрони, що вкрай важливо в задачах керованого термоядерного синтезу. Для задач біології та медицини подібні рівні є надлишковими та можуть призвести до руйнування об'єкту. Окрім того, через резонансні властивості у гіротронів відсутнє плавне перестроювання частоти в широкому діапазоні, що також обмежує коло застосувань. З іншого боку – у короткохвильовій частині мм діапазону широко застосовуються генератори типу генератора дифракційного випромінювання (ГДВ), оротрони, клистриони з розподіленою взаємодією, лампи зворотної хвилі (ЛЗХ) та її модифікації. Головним фізичним принципом електронно-вакуумних приладів є перетворення кінетичної енергії електронів пучка в енергію високочастотного випромінювання за допомогою різноманітних електродинамічних систем. ЛЗХ генератори О-типу, що засновано на принципі випромінювання Вавілова-Черенкова, мають значно нижчі рівні вихідної потужності, однак також мають найширший діапазон плавного перестроювання частоти [3]. Однією з модифікацій ЛЗХ, що має підвищений рівень потужності, є

клинотрон, у якому транспортування щільного стрічкового потоку електронів відбувається під кутом до поверхні системи, що сповільнює рух хвилі.

Застосування електронно-вакуумних приладів у задачах комунікації [4], візуалізації [5-7], або спектроскопії [11] потребує високих вимог до частотних характеристик випромінювання. Однак, оскільки дані прилади належать до класу приладів із довготривалою взаємодією та не мають сильних резонансних властивостей, виникає необхідність у ретельному вивченні факторів, що мають вплив на спектральні характеристики та стабільність випромінювання. Одним із даних факторів є розкид поздовжніх швидкостей електронів пучка. Оскільки клинотрони не мають поглинача в колекторній частині, то при роботі з клинотронами ТГц діапазону крім дослідження процесу транспортування щільних стрічкових потоків електронів, є необхідним дослідження резонансних властивостей електродинамічних систем з метою вивчення розкиду поздовжніх швидкостей.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Дисертаційна робота виконана у відділі вакуумної електроніки Інституту радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України (ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України) і відповідає напрямку наукових досліджень (фізика та астрономія), затверджених постановою Міністерства освіти і науки України №502 від 30.05.2022 р. Дослідження за темою дисертації здійснювалися відповідно до плану наступних держбюджетних науково-дослідних робіт ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України:

1. «Генерація, посилення, детектування та розповсюдження терагерцевого випромінювання; електродинамічне моделювання та експеримент» (шифр «Старт-4», номер держреєстрації 0117U004034, термін виконання 2017–2019 роки);

2. «Розробка нових методів і засобів отримання інформації про фізичні характеристики природних середовищ, їх структурних неоднорідностей, поверхонь розподілу та окремих об'єктів за даними дистанційного зондування і радіолокації» (шифр «Сенсоріка-2», номер держреєстрації 0118U003035, термін виконання 2018–2020 роки);

3. «Нові теоретичні та експериментальні методи в електродинамічному моделюванні, генерації та випромінюванні електромагнітних хвиль гігагерцового та терагерцового діапазонів частот» (шифр «Старт-5», номер держреєстрації 0120U100980, термін виконання 2020–2024 роки).

Мета і завдання дослідження. Метою даної дисертаційної роботи є дослідження впливу розкиду поздовжніх швидкостей електронів у щільних стрічкових пучках, який виникає внаслідок наявності пульсацій прискорювальної напруги, на ефективність електронно-хвильової взаємодії в надрозмірних електродинамічних системах клинотронів міліметрового та субміліметрового діапазонів і на спектральні характеристики випромінювання для реалізації режимів модуляції частоти за лінійним і ступеневим законами.

Для досягнення поставленої мети було розв'язано такі наукові задачі:

1. Проведення траєкторного аналізу руху стрічкового пучка електронів для визначення розподілу повздовжніх швидкостей електронів пучка.
2. Дослідження впливу розкиду поздовжніх швидкостей електронів пучка та резонансних властивостей електродинамічної системи клинотронів на ширину спектральної лінії випромінювання.
3. Дослідження діапазону перестроювання частоти у клинотронах міліметрового та субміліметрового діапазонів для реалізації режиму частотної модуляції як з лінійною зміною частоти в межах однієї зони генерації, так і зі ступеневою зміною частоти за умови переходу між відокремленими зонами генерації в клинотроні міліметрового діапазону.

4. Розроблення системи живлення, що дозволяє реалізацію частотної модуляції випромінювання з урахуванням резонансних властивостей електродинамічних систем клинотронів безперервної дії міліметрового та субміліметрового діапазонів, а також стабілізацію вихідних параметрів випромінювання у режимі реального часу за допомогою багатоконтурного зворотного зв'язку з пропорційно-інтегрально-диференціальним керуванням.

Об'єкт дослідження – процеси формування та транспортування щільних стрічкових потоків електронів в слабо неоднорідному магнітному полі, а також процеси електронно-хвильової взаємодії в електродинамічних системах клинотронів.

Предмет дослідження – щільний стрічковий пучок електронів, що формується у діодній гарматі та транспортується в електродинамічній системі клинотронів міліметрового і субміліметрового діапазонів, та електромагнітне поле, що збуджується протягом руху пучка.

Методи дослідження. Траєкторний аналіз нерелятивістського щільного потоку електронів у присутності магнітостатичного поля проводився застосовуючи чисельне розв'язання рівняння Пуассона та руху заряджених часток методом Рунге-Кутти четвертого порядку. Дослідження електронно-хвильової взаємодії проводилось за допомогою самоузгодженого розв'язання рівняння збудження хвиль і руху потоку електронів методами крупних часток та кінцевих різниць. Експериментальна частина досліджень генерації випромінювання проводилась згідно з класичними методами вимірювання потужності та частоти для терагерцового діапазону.

Наукова новизна одержаних результатів

1. За результатами моделювання та експериментального дослідження розкиду поздовжніх швидкостей стрічкового електронного пучка вперше встановлено рівень пульсації прискорювальної напруги, що не спотворює

розподіл швидкостей електронів, який формується в діодній гарматі клинотрона в присутності статичного магнітного поля.

2. Вперше отримано залежність ширини спектральної лінії випромінювання від резонансних властивостей електродинамічної системи клинотронів і продемонстровано, що у міліметровому діапазоні резонанси обумовлюються відбиттям поверхневої електромагнітної хвилі на границях гребінки, в той час як в субміліметровому діапазоні резонанси головним чином визначаються ефектом трансформації та відбиття мод у надрозмірному резонаторі.

3. У результаті моделювання електронно-хвильової взаємодії в електродинамічних системах клинотронів міліметрового та субміліметрового діапазонів вперше встановлено залежність ширини спектральної лінії випромінювання від крутизни функції, яка встановлює залежність частоти генерації від прискорювальної напруги.

4. Вперше реалізовано частотну модуляцію як за законом лінійної зміни частоти в межах однієї зони генерації клинотронів міліметрового та субміліметрового діапазонів, так і з використанням ступеневої зміни частоти за умови переходу між відокремленими зонами генерації в клинотроні міліметрового діапазону.

Практичне значення одержаних результатів. Одержані в дисертаційній роботі теоретичні та експериментальні результати можуть бути використані при створенні ТГц систем візуалізації з модуляцією частоти, що дозволяють отримати в режимі лінійної зміни частоти перестроювання в діапазоні від 2 до 4 ГГц та від 20 до 55 ГГц у режимі ступеневої зміни частоти для клинотронів субміліметрового діапазону. Результати, які отримано у розрахунках електронно-хвильової взаємодії, що дозволяють враховувати резонансні властивості електродинамічних систем клинотронів міліметрового та субміліметрового діапазонів, а також встановлений вплив

розкиду швидкостей електронів пучка на спектральні характеристики випромінювання, можуть дозволити значно покращити параметри автоматизованих систем на основі клинотронів для задач візуалізації.

Особистий внесок здобувача. Представлені в дисертації результати отримано здобувачем особисто або за його безпосередньої участі. Аналіз отриманих даних, їхню інтерпретацію та узагальнення здобувач проводив спільно з науковим керівником та співавторами публікацій. У роботі [1] автор провів траєкторний аналіз руху електронів; у роботі [2] здійснив експериментальні вимірювання рівня пульсацій прискорювальної напруги та провів розрахунок спектральних характеристик, провів обробку отриманих результатів; у роботах [3, 4, 5] взяв участь у розробці систем живлення та зовнішніх кіл зворотного зв'язку з наступним експериментальним випробуванням джерела живлення, а також у експериментальному дослідженні випромінювання клинотронів безперервної дії ТГц діапазону.

Апробація матеріалів дисертації:

Представлені в дисертації результати доповідались та обговорювались на міжнародних конференціях:

1. A. Danik, **A. A. Likhachev**, S. S. Ponomarenko, S.A. Kishko, Yu. S. Kovshov, V. V. Zavertanniy, S. A. Vlasenko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, “Compact THz Continuous-Wave Clinotron Oscillators”, 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 1-6 Sept. 2019, Paris, France – усна доповідь.
2. S. S. Ponomarenko, **A. A. Likhachev**, S.A. Kishko, Yu. S. Kovshov, S. A. Vlasenko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, “THz Imaging System Based on Frequency-Tunable 140 GHz Clinotron and Quasi-Optical Antenna”, IEEE Ukrainian Microwave Week, 21-25 Sept. 2020, Kharkiv, Ukraine – усна доповідь.

3. **A. A. Likhachev**, S. S. Ponomarenko, S.A. Kishko, Yu. S. Kovshov, V N. Zheltov, E. M. Khutoryan, D. Moseev, T. Stange, A. N. Kuleshov, “Development and Test of 175 GHz Clinotron Tube”, 22nd International Vacuum Electronics Conference, 27-30 April 2021, Rotterdam, Netherlands – усна доповідь.

4. **A. A. Likhachev**, Yu. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S.A. Kishko, V. V. Stoyanova, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, “Effect of Grating Thermal Expansion on the THz Clinotron Operation”, 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 29 Aug.-3 Sept. 2021, Chengdu, China – стендова доповідь.

Публікації. За матеріалами дисертаційної роботи опубліковано 5 статей і 4 тези презентацій на конференціях.

Структура й обсяг дисертації. Дисертація складається з анотації, вступу, 4 розділів, висновків та переліку літературних джерел і 1 додатка. Загальний обсяг дисертаційної роботи становить 141 сторінку, включаючи 47 рисунків і 2 таблиці. У роботі використано 107 бібліографічних посилань.

РОЗДІЛ 1

ПАРАМЕТРИ ВИПРОМІНЮВАННЯ КОМПАКТНИХ ВАКУУМНИХ ЕЛЕКТРОННИХ ПРИЛАДІВ ММ І СУБММ ДІАПАЗОНІВ ІЗ ЕЛЕКТРОННИМ ПЕРЕСТРІЮВАННЯМ ЧАСТОТИ

1.1 Вакуумні електронні прилади мм та субмм діапазонів на ефектах Вавілова-Черенкова та Сміта-Парселла

На сьогоднішній день застосування електромагнітного випромінювання ТГц діапазону впроваджується у багатьох сферах, починаючи від прикладних завдань у сферах безпеки, комунікації, матеріалознавстві тощо, та закінчуючи галуззю фундаментальних досліджень, таких як ДПЯ-ЯМР спектроскопія. Однак досі залишається відкритим питання вибору джерела випромінювання для кожного випадку окремо. На даний момент відомо декілька типів генераторів, що працюють у ТГц діапазоні: напівпровідникові пристрої, лазери на вільних електронах та електронно-вакуумні прилади [1]. Багато груп вчених по всьому світу займаються як питаннями опанування ТГц діапазону, так й впровадженням випромінювання даного діапазону у наукові та прикладні сфери життя. Як приклад, можна навести дослідження щодо створення підсилювачів ТГц випромінювання [2], або ж методи комунікацій, як було продемонстровано у [4], що значно збільшує ширину каналу зв'язку у порівнянні із традиційними діапазонами радіо-комунікації. Також є велика кількість робіт у сфері ТГц візуалізації [5-7], у яких підіймається саме питання дослідження підповерхневого шару об'єкту, що досліджується. Зважаючи на відсутність руйнівного ефекту іонізації, такого як у рентгенівських променів, перелік об'єктів значно збільшується. Від найцінніших творів живопису [8], де за

допомогою використання випромінювання ТГц діапазону стає можливим визначення ескізів та первинних шарів, що є дуже цінною інформацією для мистецтва, до досліджень тваринних тканин -in vivo [9,10], що дозволяє неінвазійним шляхом виявляти наявність деяких порушень у роботі організму, як-то рак шкіри [5].

Зважаючи, що на теперішній час попит на джерела випромінювання діапазону 0,1-1 ТГц значно зріс, виникає потреба у генераторах означеного діапазону. Також слід зазначити, що окремі застосування висувають свої специфічні потреби до параметрів генератору. Подібні проблеми виникають не тільки у дослідженні тваринних тканин, але також у всіх речовин, що мають здатність до поглинання даного випромінювання, загалом кажучи – мають певний рівень вогкості. Як приклад, можна навести системи автоматичного контролю якості продукції на виробництві. Оскільки найважливішою рисою випромінювання ТГц діапазону є відсутність ефекту іонізації зразка що досліджується, а також можливість неінвазійного аналізу об'єкту – подібні заходи широко застосовуються як у харчовій, так і багато інших галузях промисловості [11,12]. Однак коло застосувань випромінювання ТГц діапазону у задачах комунікації та візуалізації обмежується коефіцієнтом поглинання речовини. Тобто можна сказати, що для вирішення більшого кола задач за допомогою даних методів необхідні більші рівні потужності ТГц випромінювання. У більшості випадків з дослідження матеріалів, що поглинають електромагнітне випромінювання даного діапазону, дуже гостро стає питання потужності для отримання коректних результатів [13]. Через те, що ТГц випромінювання поглинається водою, у випадку використання у комунікації у атмосфері питання потужності випромінювача також є важливим фактором через вогкість повітря. На сьогодні найпотужнішими генераторами у даному діапазоні є вакуумні електронні прилади [1]. Представниками цього типу приладів є лампа зворотної хвилі (ЛЗХ) з різними модифікаціями, генератори дифракційного випромінювання (ГДВ), клістрон з розповсюдженою

взаємодією, а також мазер на циклотронному резонансі (МЦР), як вказано на рис 1.1 [1], де продемонстровано досягнуті рівні потужності генераторів та частотний діапазон. Кожен з приладів має власні особливості. Наприклад, МЦР є найпотужнішим серед усіх наявних джерел ТГц випромінювання, але має певні габаритні обмеження та особливості живлення.

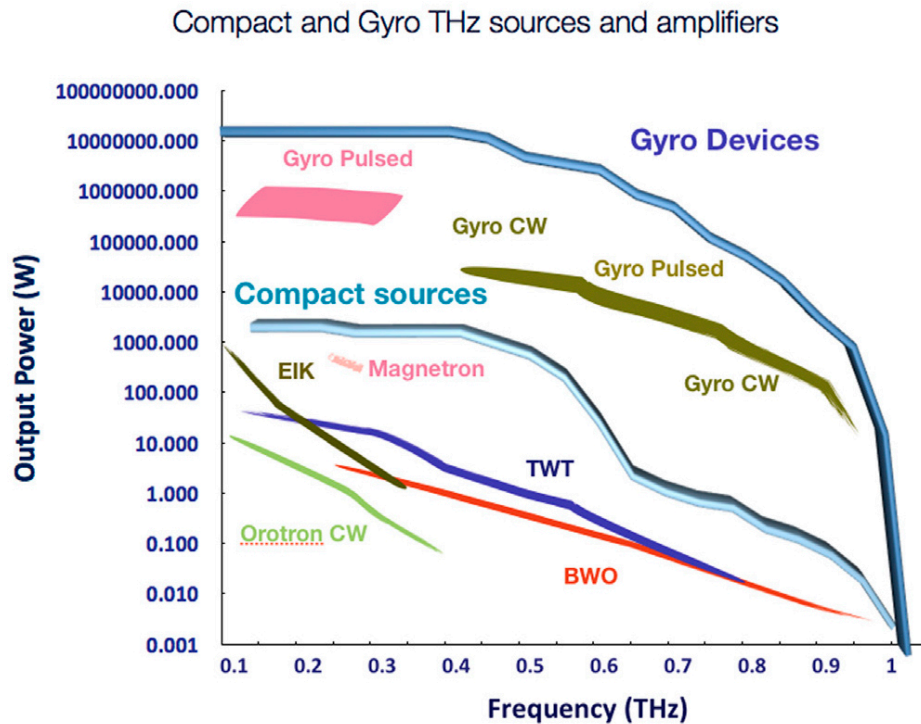


Рисунок 1.1 – Сучасні компактні та гіро пристрої

Однак, з іншого боку, через наявність резонатора у конструкції приладу ширина спектральної лінії електромагнітного випромінювання даного генератора дуже вузька і сягає одиниць МГц [14] за умови використання додаткової схеми стабілізації. Наявність резонатора у конструкції генератора також обмежує діапазон електронного перестроювання частоти. Інші перелічені генератори можна віднести до компактних електронно-вакуумних генераторів, серед яких можна відокремити магнетрон, як генератор, що працює у схрещених електричному та магнітних полях. Магнетрони отримали широке поширення через високі рівні вихідної потужності та особливості виробництва. Однак саме технічні моменти виготовлення

анодного блока з резонаторами стали перепоною під час опанування ТГц діапазону через суттєві зменшення розмірів резонаторів анодного блоку. Ще один різновид сучасних компактних вакуумних генераторів ТГц діапазону – генератори дифракційного випромінювання. Даний тип генераторів має електродинамічну систему, що сповільнює рух електромагнітної хвилі, яка являє собою дифракційну решітку, але окрім того має й відкритий резонатор, елементами якого виступають верхнє та нижнє дзеркала, що може мати різну форму, як показано у роботах [15]. Основний принцип роботи ГДВ (рис 1.2) [16] полягає у ефекті випромінювання Сміта-Парселла, що забезпечує фазування потоку електронів, у результаті чого отримується когерентне випромінювання.

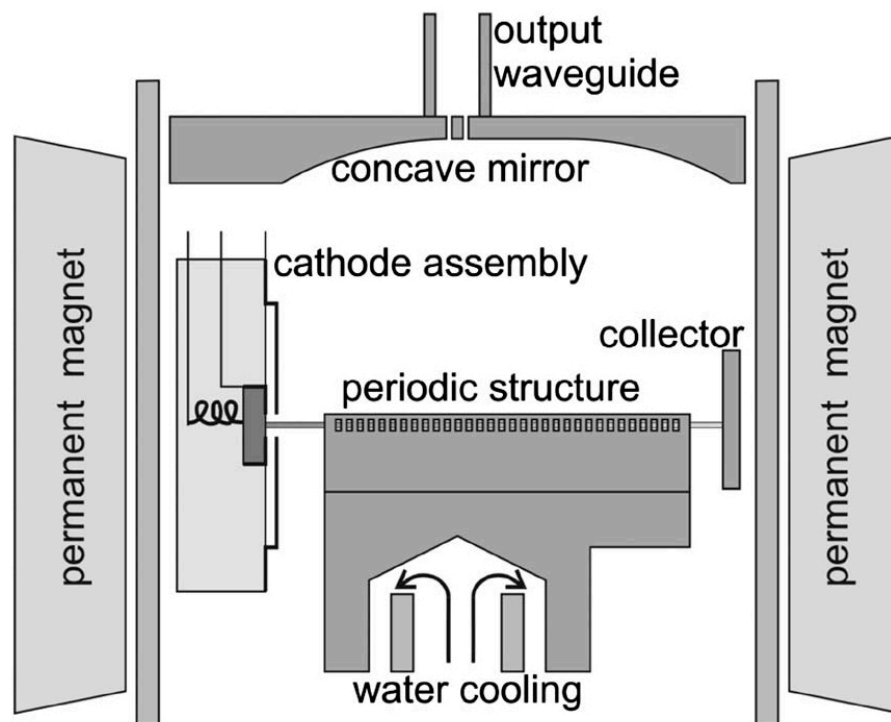


Рисунок 1.2 – Схематичне зображення генератора дифракційного випромінювання (оротрона)

Даний принцип роботи та наявність відкритого резонатора забезпечують стабільність частоти генератора та чистоту спектральної лінії

випромінювання, однак обмежують можливість регулювання частоти генерації у широкому діапазоні.

ЛЗХ зазвичай мають найширший діапазон електронного перестроювання частоти, що доходить до однієї октави. Завдяки їх модифікаціям, таким як резонансний тип ЛЗХ, або клинотрон, можна отримати підвищені рівні потужності. Таким чином, вибір джерела засновано на вимогах, що визначає сфера використання. Як приклад, можна навести застосування у ТГц-візуалізації для середовищ із значним показником поглинання, або ж реалізація динамічної поляризації ядер для підсилення сигналу ЯМР.

Ефект Вавілова-Черенкова вперше було описано [17] майже сто років тому, у тридцятих роках минулого сторіччя. Цей принцип використовується й у ЛЗХ, де потік електронів взаємодіє з сповільненою хвилею. Таким чином електрони виступають як джерело енергії так й для позитивного зворотного зв'язку. Для формування певного розподілу електромагнітного поля, що буде взаємодіяти з потоком, використовуються системи, що сповільнюють рух хвилі. Необхідною умовою синхронізму для взаємодії хвилі з потоком електронів є рівність їх швидкостей, що можна досягти як сповільненням хвилі так і значним пришвидшуванням електронів до релятивістських швидкостей. У контексті ЛЗХ – сповільнення хвилі є зручнішим методом через можливість мініатюризації генератора та мінімізації потенціалу пробую у приладі, а також дозволяє знехтувати релятивістськими ефектами у роботі. Сповільнення хвилі відбувається завдяки системі, що сповільнює рух поверхневої хвилі.

Дуже перспективним приладом для використання у настільки різних задачах є клинотрон – компактний та потужний генератор електромагнітного випромінювання міліметрового та ТГц діапазонів. Клинотрон являє собою електронно-вакуумній прилад, що засновано на ефекті Вавілова-Черенкова, та є модифікацією ЛЗХ, головною особливістю якого є використання

товстого пучка електронів та його нахил до системи, що сповільнює рух електромагнітної хвилі (рис 1.3) [18], що дозволяє отримувати на порядок більші рівні потужності [18,19].

Основні принципи роботи генератора було розроблено в ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАНУ ще у 1950-х роках. Але у зв'язку із недостатнім рівнем розвитку чисельних методів та обладнання того часу для детального вивчення усіх аспектів роботи генератора, можливість дослідження різного роду ефектів, таких як трансформація та відбиття хвиль, що взаємодіють із стрічковим пучком [20], вплив омічних втрат [21], профілювання електронів пучка за швидкістю завдяки зсуву катоду відносно осі анодної планки [22] та ін., з'явилася нещодавно. Крім цього, також дуже важливим є дослідження взаємодії похилого потоку електронів із полем над системою, що сповільнює рух електромагнітної хвилі. Тому важливо враховувати, що у сформованому потоці електронів наявний розкид електронів за позовжніми швидкостями [23], оскільки цей ефект може мати вплив на параметри електромагнітного випромінювання генератора. Частотні характеристики генератора – одна з найважливіших його характеристик, тож виявлення факторів, що мають на них вплив, має дуже важливе значення.

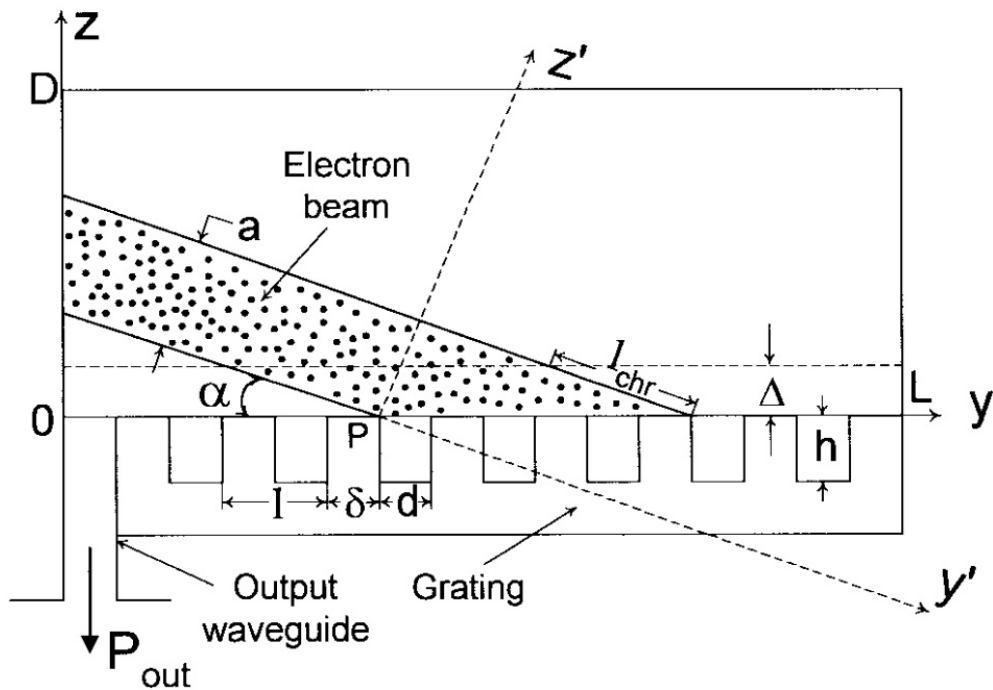


Рисунок 1.3 – Схематичне зображення простору взаємодії клинотрону

Оскільки ключовим елементом є система, що сповільнює рух хвилі, прилад має дисперсійні характеристики, що зумовлюють ширину діапазону електронного перестроювання частоти – залежність частоти випромінювання від кінетичної енергії електронів у пучку. Традиційно у генераторах даного типу використовується система з резистивним розжарюванням, що складається у гармату типу плоский діод. Потрапляння потоку з області гармати до простору взаємодії відбувається через отвір у аноді, який також зветься анодною лінзою, через викривлення ліній еквіпотенціалів поля напруги, що прискорює електрони, за наявності неоднорідності у конструкції. Незважаючи на відносно невеликі розміри системи, що сповільнює електромагнітну хвилю у клинотроні, діакотронні коливання також вносять свій вклад у суцільну картину профілю потоку та розподілу швидкостей електронів [24].

Зважаючи на оглянуті аспекти, що пов'язані з емісією та транспортуванням пучка електронів у системі приладу, виникає питання у з'ясуванні доцільних рівнів пульсації джерела живлення, що не буде

погіршувати власні параметри генератора. Проведений аналіз наявних на даний момент у вільному доступі джерел живлення виявив, що багато джерел відповідають вимогам до певних режимів роботи генератора. Для прикладу можна навести порівняльну таблицю виробників (таблиця 1), що спеціалізуються на джерелах живлення ЕВП, із порівнянням окремих спільних параметрів.

Але для проведення всебічного дослідження впливу кожного параметру окремо, необхідно мати можливість змінювати як режим роботи, так й самі параметри живлення, що потребує втручання у внутрішню роботу джерела живлення, або ж розробку індивідуальної системи, що враховує особливості використання саме цього типу генераторів. Найбільшим питанням залишається досягнення необхідної стабільності напруги, що прискорює електрони, для оптимальної роботи генератора. Оскільки навіть у лабораторних умовах комплекс ТГц випромінювання не є ізольованим від зовнішнього середовища, його поєднано як із системою живлення так й заземлення, що має значний вклад на стабільність напруги.

Створення експериментального джерела живлення для системи випромінювання ТГц діапазону складає не тільки схематехнічну та проектувальну задачу, а також потребує знання особливостей роботи ТГц генератора та його експлуатації. Подібні системи як було продемонстровано у працях [25, 26].

Таблиця 1 – Порівняння наявних джерел живлення ЕВП

Виробник	Модель	Діапазон напруги	Потужність	Пульсації	Керування	Наявні системи захисту
Advanced Energy	OLS10k	0-100кВ	10kW	0.05% від максимальної напруги +2 V, peak to peak	Аналогове, 25 та 9 D-типе підключення	Перевищення рівню напруги, температури, струму. Резистивне обмеження струму.
Matsusada	AK-5*600	0-5кВ	3kW	0.1 %p-p +1 Vrms	Аналогове потенціометри, або керування від 0 до 10В	Перевищення рівню напруги, перевищення температури повітря, перевищення максимального струму. Із необхідністю ручного вимикання системи захисту.
Genvolt	P1800/10	0-10кВ	1.8kW	0.1% peak to peak із частотою інвертора	Аналогове (опціонально) D-Sub коннектор. для дистанційної консолі.	Перевищення максимального струму. А також захист по перевищенню струму у первинних колах живлення.
Spellman	STA-6*4	0-6кВ	4kW	0.1% p-p +1Vrms.	Аналогове та дистанційне через UBS інтерфейс	За вимогами замовника
XPPower	KR5R600	0-5кV	3kW	Краще ніж 0.05% від максимальної + 1 V RMS at full load.	аналогове дистанційне RS232/USB/Ethernet	Перевищення рівню напруги, перевищення температури повітря, перевищення максимального струму. Резистивне обмеження струму.

Яскравим прикладом необхідних знань про роботу приладу є система живлення для блоку розжарення електронної гармати. А саме – основні принципи, що має бути покладено у систему щодо режиму роботи розжарення, тобто швидкість встановлення та зняття рівню напруги, а також алгоритми, що забезпечують цілісність емітера у разі виникнення різних проблем протягом роботи генератора. При розробці також необхідно

врахувати та забезпечити гальванічне розв'язування певних елементів системи, котрі знаходяться під потенціалом, що прискорює. Також важливим питанням при створенні системи живлення є мета використання комплексу: дослідження параметрів роботи різних генераторів у всьому діапазоні напруги, що прискорює, або ж стаціонарний режим із завданими параметрами. Особливості побудови та обґрунтування вибору того чи іншого рішення розгорнуто продемонстровано у другому розділі. Також проведено вказаний вище аналіз самого приладу, за результатами якого було з'ясовано рівні пульсацій напруги необхідні для роботи генератору, що не будуть погіршувати його власні параметри. Тож можна підсумувати, що розробка необхідної системи живлення потребує як знання принципу роботи ЕВП у цілому, так і ефектів, що мають вплив на вихідні параметри генератора. Що також є комплексною задачею, для розв'язання якої необхідно розуміння протікання процесів не тільки у плані фізики приладу, а й особливостей схемотехнічних рішень та алгоритмів програмування.

1.2 Спектральні характеристики випромінювання вакуумних електронних приладів мм та субмм діапазонів

Для вакуумних електронних приладів, що мають резонатор, таких як гіротрони, оротрони, ГДВ, клистри, – питання спектральних характеристик випромінювання не стоїть дуже гостро через селективність резонатору. На відміну від цього, спектральні характеристики генераторів черенковського типу сильно залежать від виконання умов синхронізму. Вивчення як самих характеристик випромінювання так й умов їх формування є важливою задачею що може дозволити розширити сфери застосування прибору.

У інституті радіофізики та електроніки імені О.Я. Усикова НАН України було проведено фундаментальні роботи щодо вивчення

спектральних характеристик ГДВ [25], де було проведено дослідження як власної ширини спектральної лінії генератора, так і її поведінка за умов зміни параметрів живлення. Подібні дослідження принесли значний вклад у розвиток як методології вимірювання, так й у розуміння принципів формування спектральних характеристик генераторів. Параметри випромінювання клинотрону, такі як потужність та діапазон електронного перестроювання частоти, є придатними для багатьох застосувань, однак деякі з них мають також вимоги до ширини спектральної лінії випромінювання генератора, такі як ТГц спектроскопія [27] або ДПЯ-ЯМР спектроскопія [28]. У другому розділі даної роботи розглянуто саме теоретичні та експериментальні дослідження спектральних характеристик клинотронів.

На сьогоднішній день відомі роботи щодо дослідження стабілізації частоти випромінювання клинотрону [29, 30], але форма та ширина спектральної лінії досі залишаються недостатньо вивченими. Оскільки через дисперсійні параметри системи, що сповільнює електромагнітні хвилі, центральна частота генератора залежить від значення прискорювальної напруги – великий вплив на ширину спектральної лінії генератора мають пульсації даної напруги. Однак окрім впливу пульсацій напруги, що прискорює, слід також враховувати й збільшену товщину пучка електронів у порівнянні з ЛЗХ, а також нахил пучка до системи, що сповільнює рух хвилі. Більші енергетичні параметри потоку електронів у поєднанні з компактністю генератора можуть призводити також до термічних ефектів, що впливають на роботу прибору.

Слід зазначити, що для деяких застосувань, таких як ДПЯ-ЯМР спектроскопія, дуже важливим є параметр довготривалої стабільності частоти протягом усього часу експерименту [31]. Навіть у генераторах, що мають резонатор та високе значення Q фактору, у процесі роботи спостерігається відхилення частоти [32]. На відміну від ГДВ, клинотрон не є резонансним генератором, хоч має власну добротність порядку сотень одиниць [19], що дозволяє отримати як достатньо вузьку лінію спектру

випромінювання, так й значно ширший діапазон електронного перестроювання частоти порядку 10-20% [22]. На сьогоднішній день існує дві основних системи стабілізації частоти автогенераторів, це: фазове автопідстроювання частоти (ФАПЧ) [33], а також пропорційно-інтегрально-диференційне корегування (ПІД контроль) [34].

Ці методи принципово відрізняються у виборі вхідних даних для аналізу. Якщо у разі використання ПІД-керування можна використовувати велике різноманіття як побічних показників (залежність струму пучка електронів, напругу розжарення та напругу, що прискорює електрони, у сумісності з показниками температури генератору) так й прямих вимірювань частоти, що зумовлює прецизійне корегування бажаного робочого режиму генератора. Метод ФАПЧ широко застосовується для контролю частоти випромінювання як напівпровідникових генераторів так й ЕВП, як продемонстровано у роботах [33, 35, 36]. Також метод ФАПЧ потребує додаткових генераторів випромінювання з частотою, рівною до бажаної, з мінімальними похибками та абсолютними значеннями стабільності у часі. Адже від стабільності генератора, що задає еталонну частоту, і відбувається підстроювання частоти. Стабільність генератора, що задає частоту, є найважливішим фактором у ФАПЧ керуванні. Наприклад, використання ЛЗХ дуже поширено у якості стабільного джерела. Але сам генератор має власні параметри, що також змінюються у часі залежно від режиму роботи [33,36], як і було зазначено вище. Окрім того, у клинотронах субмм діапазону застосування даного методу ускладняється через наявність вищих типів коливань.

1.3 Частотна модуляція випромінювання генераторів мм та субмм діапазонів для практичних задач

Одним з найсучасніших застосувань ТГц випромінювання на зараз є ТГц візуалізація. Великий інтерес до цього діапазону можна пов'язати із появою більшого різноманіття напівпровідникових генераторів випромінювання протягом останнього часу [37]. Тому у третьому розділі роботи розглянуто можливість використання клинотрону для задач візуалізації. Подібне використання є перспективним через більшу потужність вихідного випромінювання та компактність генератора, що дозволяє значно розширити сфери впровадження при роботі із середовищами, що поглинають електромагнітні хвилі ТГц діапазону, як було вказано вище. Розглянуто та проаналізовано багато клинотронів від 30 до 400 ГГц, їх характеристики випромінювання за частотою та потужністю. Оскільки клинотрон – модифікація ЛЗХ, однією з переваг даного генератора є широкий діапазон електронного перестроювання частоти. Але через резонансні властивості електродинамічної системи клинотрона частотна залежність від прискорювальної напруги має не безперервний характер, на цих залежностях виділяються окремі зони генерації [22], у межах котрих можна проводити прецизійне налаштування частоти. Окрім того, дані зони генерації можна використовувати для візуалізації за допомогою модульованої зміни частоти, шляхом модуляції напруги, що прискорює. У другому розділі розібрано технічні параметри джерела живлення, що було розроблено, завдяки якому стає можливим реалізація даного режиму роботи. Крім безперервної зміни частоти у межах однієї зони генерації, також розповсюдженим різновидом частотної модуляції є ступенева зміна частоти, у разі якої значно розширюється різниця між нижньою та верхньою частотами до декількох десятків ГГц [38]. Дуже поширеним є застосування ТГц випромінювання для тривимірної візуалізації [39-41], що може бути засновано як на принципах томографії, так й частотної модуляції випромінюваних безперервних

сигналів. Використання клинотронів у подібних методах візуалізації є доцільним як через широкий діапазон перестроювання частоти, що дозволить застосовувати менше генераторів для перекриття широкого діапазону частот, так і завдяки значенням потужності [19], що дозволяють розширити вибір матеріалів для дослідження.

Висновки до розділу 1

Як можна побачити з великої кількості наукових досліджень, що стосуються ТГц випромінювання – вирішення проблеми «ТГц провалу» залишається актуальною. Однак також слід зазначити, що вимоги до генераторів випромінювання також значно уточнюються, як-то необхідна ширина спектральної лінії, стабільність частоти та потужності випромінювання. Незважаючи на те, що вакуумні електронні прилади почали вивчатись теоретично та експериментально набагато раніше напівпровідникових, залишається відкритою низка питань пов'язаних з експлуатацією даних генераторів. Електровакуумний прилад являє собою багатоваріативну систему, основною частиною якої є потік електронів, що збуджує коливання у електродинамічній системі та слугує елементом зворотного зв'язку. Таким чином, важливим питанням є вимоги стабільності системи живлення. В ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України було досліджено багато клинотронів міліметрового та субміліметрового діапазонів, були отримані рекордні рівні потужності, однак дотепер не було проведено ретельних досліджень частотних характеристик випромінювання з урахуванням зміни властивостей електродинамічних систем, що дозволить розширити сферу практичного застосування клинотронів мм та субмм діапазону.

РОЗДІЛ 2

ВПЛИВ ЕНЕРГЕТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ПУЧКА ЕЛЕКТРОНІВ НА ВИХІДНІ ПАРАМЕТРИ ВИПРОМІНЮВАННЯ КЛИНОТРОНІВ ММ ТА СУБММ ДІАПАЗОНУ

2.1 Електронно-оптична система для формування стрічкового електронного потоку в клинотроні

Принцип роботи електровакуумних пристроїв полягає у взаємодії потоку електронів з електромагнітним полем, таким чином дослідження процесів формування та транспортування електронних пучків з оптимальними параметрами є дуже важливою задачею, оскільки існує багато ефектів що можуть впливати на якість пучка електронів таких як: емісійні властивості матеріалу катоду, вплив неоднорідності магнітного поля що фокусує, обрана конфігурація електронно-оптичної системи(ЕОС) прибору, наявність додаткового електростатичного фокусування потоку, а також параметри джерела живлення блоку розжарювання електронної гармати та напруги що прискорює.

Виходячи з фундаментальних принципів роботи електровакуумних приборів Черенковського типу, параметри вихідного випромінювання визначаються умовами синхронізму між електромагнітною хвилею та електронним пучком. У приборі типу клинотрон, для формування стрічкового потоку електронів, застосовується електронна гармата типу плоский діод у магнітному полі, у аноді якого знаходиться отвір, що зветься анодною апертурою, для прольоту електронів (рис. 2.1) [42].

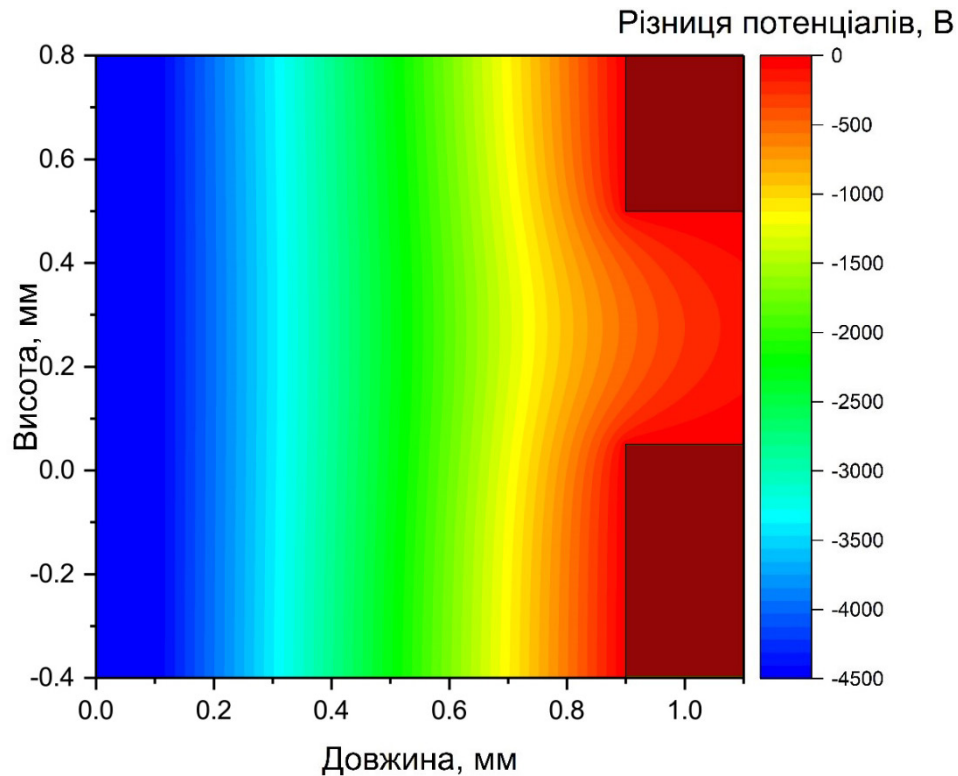


Рисунок 2.1 – Схематичне зображення електронно-оптичної системи клинотрона та розподіл потенціалу

Оскільки поширення електромагнітної хвилі вздовж системи що сповільнює рух хвилі супроводжується протіканням струму високої частоти через систему, у випадку роботи з довжинами хвиль міліметрового та субміліметрового діапазону, через збільшення частоти генерації, зменшується величина скін-шару, що призводить до збільшення омичних втрат [21]. Також з підвищенням частоти генерації приладів черенковського типу висота ефективного шару для взаємодії електромагнітного поля над системою що сповільнює з потоком електронів стрімко зменшується.

Ці ефекти змушують використовувати тонкі стрічкові пучки електронів з високою щільністю струму, близько 160 А/см^2 як вказано у [43], або використовувати похилий потік електронів щільністю струму близько 75 А/см^2 та мікропервіансом $0,1-0,6 \text{ А/В}^{3/2}$ [22]. Використання подібних пучків також призводить до збільшення величини пульсацій потоку (рис 2.2) через

дію просторового заряду і потребує більшої величини магнітного поля, що фокусує.

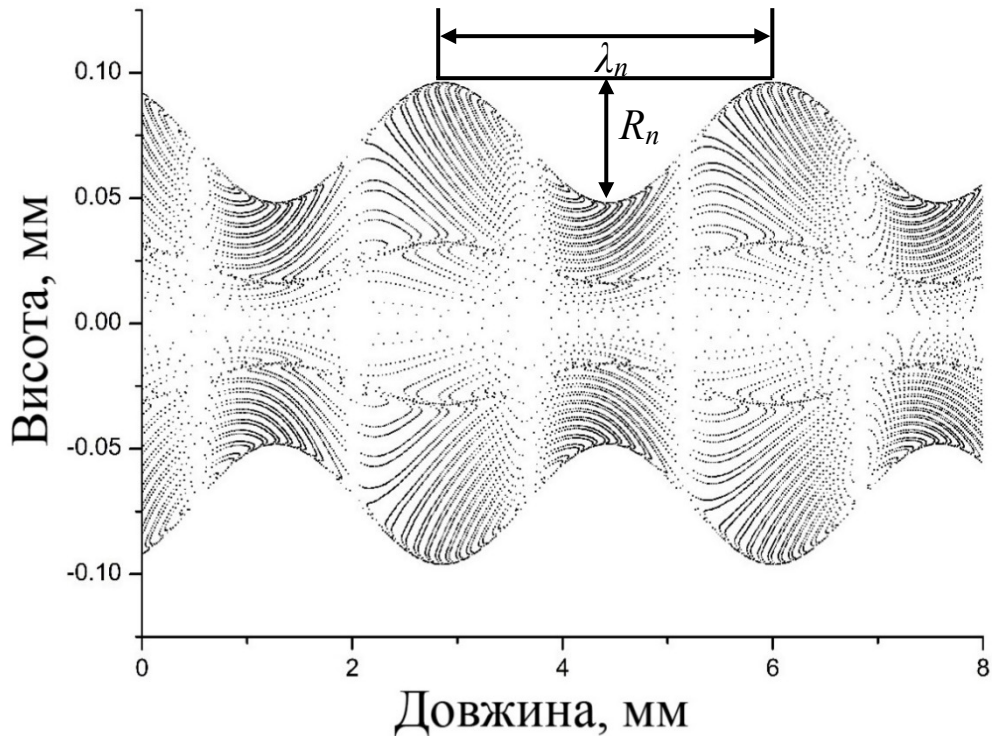


Рисунок 2.2 – Поздовжній профіль потоку електронів

Для компактних пакетованих приборів використовуються магнітні системи з постійних магнітів що мають величину поля між полюсів у 0,3-1,1 Тл [22]. Однією з особливостей цих генераторів є компактність пристрою, що спрощує їх інтеграцію, та виключає необхідність використання додаткових трактів передачі випромінювання, яке має місце при проведенні ДПЯ-ЯМР досліджень з використанням габаритних генераторів [44]. Оскільки отримання рівномірного розподілу магнітного поля на усій довжині прольоту пучка неможливе через розміри системи що фокусує, виникає ефект, пов'язаний з неоднорідністю поля, який було продемонстровано у роботі [45], У якій продемонстровано що у клинотронному режимі неоднорідність магнітного поля може бути використана для подовження довжини прольоту електронів в ефективному шарі електромагнітного поля над системою що

сповільнює. Таким чином, оскільки електронний потік у клинотронному режимі [22] осаджується на систему (рис 2.3), що сповільнює рух хвиль, з'являється можливість використовувати пучки значно більшої товщини, при тому що усі електрони якого можуть взаємодіяти з електромагнітним полем.

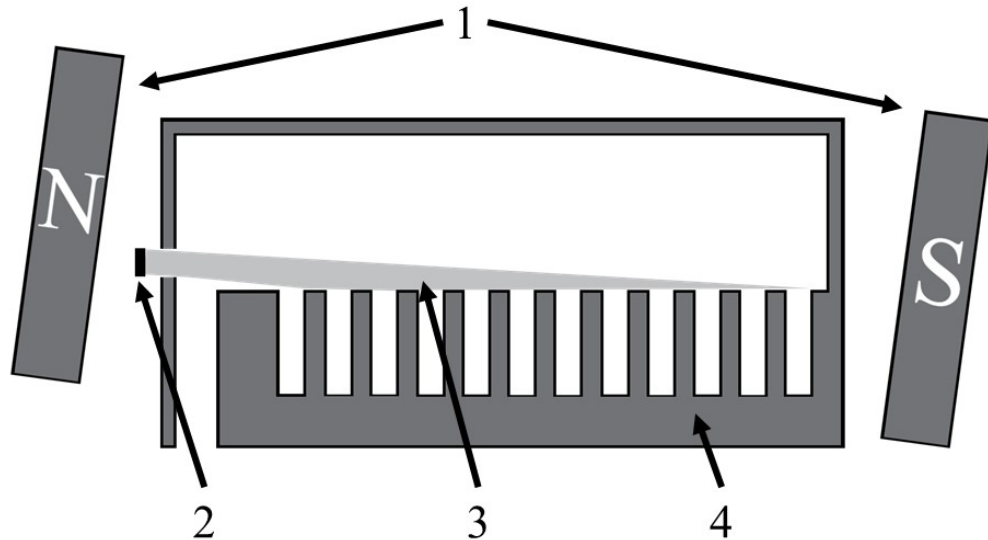


Рисунок 2.3 – Схематичне зображення системи клинотрона у магнітному полі що фокусує. 1 – магнітна система що фокусує, 2 – термоелектронний емітер, 3 – потік електронів що осаджується, 4 – система що сповільнює

Величина та розподіл силових ліній магнітного поля, що фокусує, також значним чином впливає на параметри пучка, як-то величина пульсацій та їх довжина хвилі. Оцінний аналіз форми та рівня пульсацій потоку електронів можна отримати як використовуючи відомі аналітичні вираження, через розв'язання рівняння руху крайового електрона [42] так й у результаті чисельних методів траєкторного аналізу, як було продемонстровано у [46] – самоузгодженого ітераційного рішення рівняння Пуассона та рівнянь руху заряджених частинок, результати котрого використовуються для розрахунку розподілу електричного потенціалу у моделі за допомогою методу кінцевих різниць [47]. Електростатичне поле у вакуумі з урахуванням об'ємного

заряду можна описати за допомогою рівняння Пуассона, що у декартовій системі координат має наступне вираження:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

Дане рівняння розраховувалось методом кінцевих різниць, суть якого у заміні диференційного рівняння – рівнянням вираженим у кінцевих різницях, де похідні замінені на наближені значення із кінцевих різниць. Для цього досліджуваній об'єм розбивався на гексагональну сітку із координат i, j, k з шагом h , у вузлах якої розраховувався потенціал, у такому разі рівняння для однієї з координат певного вузла виглядає як $\frac{\partial^2}{\partial x^2} U_{i,j,k} = \frac{(U_{i+1,j,k} - 2U_{i,j,k} + U_{i-1,j,k})}{h^2}$. Система подібних рівнянь пов'язує значення потенціалів у дискретних точках. Для кожного вузла складається рівняння що пов'язує його потенціал із шістьма сусідніми. При цьому необхідно враховувати граничні умови для вузлів, що співпадають із границею області. Отримані рівняння створюють систему рівнянь, число яких дорівнює кількості невідомих. Для розрахунку потенціалу методом ітерації з релаксацією необхідно завдати початкові умови у вузлах сітки. Затим послідовно у кожному вузлі відбувається розрахунок нових значень за допомогою різностного рівняння, де w – параметр релаксації:

$$U_{i,j,k}^n = \frac{w}{6} \left\{ \frac{h^2 \rho_{i,j,k}^n}{\varepsilon_0} + U_{i-1,j,k}^n + U_{i+1,j,k}^{n-1} + U_{i,j-1,k}^n + U_{i,j+1,k}^{n-1} + U_{i,j,k-1}^n + U_{i,j,k+1}^{n-1} \right\} + (1-w)U_{i,j,k}^{n-1}$$

Взаємодія частинок потоку у даному випадку описується процесами колективної взаємодії, через врахування створеного частинками сумарного поля, яке являє собою суперпозицію полів зарядів окремих часток. Оскільки дане поле, з одного боку, визначається характером руху часток, а з другого визначає цей рух – задачі даного типу називаються самоузгодженими. Для рішення подібних задач застосовується метод послідовних наближень. У

якості полів першого наближення рахується поле без врахування полів часток. Поля та траєкторії наступних наближень обчислюються з врахуванням попередніх результатів. При рішенні задач даним методом використовується дискретна модель потоку часток у вигляді траєкторій – ліній току. Для цього на вході в систему потік часток розбивається на елементарні елементи – лінії струму. Парціальний струм кожної лінії ΔI_k розраховується виходячи з площі перерізу лінії та розподілу щільності струму по перерізу пучка. Однак у даному випадку використовується дискретна модель – модель крупних часток. Що реалізується, у разі входження заряду у досліджувану область дискретними порціями, із інтервалом Δt . Значення кожного окремого заряду визначається через струм трубки ΔI_k та інтервал часу Δt як $q_k = \Delta I_k \Delta t$. При обчислюванні руху дискретних зарядів вважається, що воно відбувається у полі, що існує у системі на момент інтервалу Δt_n . По розподілу дискретних зарядів у кінці проміжку часу відбувається обчислення нового поля, що необхідно для розрахунку руху зарядів у наступний проміжок часу.

Проведені розрахунки для термоемісійної електронної гармати типу плоский діод з відстанню між катодом та анодом 0.8 мм та площею поверхні емітера у $0,14 \times 2,5 \text{ мм}^2$ показують що величина пульсацій отримана у результаті чисельного моделювання траєкторного аналізу співпадає з розрахунковими: $R_n = \sqrt{\frac{2\sqrt{U}}{\eta B}} \cdot \text{tg} \gamma_0$ [42], де η – співвідношення маси електрону до його заряду, а γ_0 – кут із яким електрони потрапляють у поле що фокусує. При параметрах електронного потоку що має наступні дані: напруга що прискорює $U = 4,5 \text{ кВ}$, струм пучка $I = 150 \text{ мА}$ та магнітне поле $B = 1 \text{ Тл}$. Отриманий результат складає 0,02мм та майже точно збігається з даними чисельного моделювання [46], які продемонстровано на рис 2.

Окрім впливу просторового заряду, дія анодної лінзи електронної гармати призводить до набуття поперечної компоненти швидкості

електронів, що рухаються на відстані від осі лінзи, що в свою чергу призводить до додаткової деформації, що значно впливає на зазначені пучки більшої товщини.

2.2 Ефекти, що викликають нестабільність випромінювання ЕВП

Існує багато факторів, що впливають на якість випромінювання електровакуумних приборів з безперервною взаємодією, таких як пульсації напруги, що прискорює електрони пучка, накопичення іонів та наступні їх коливання в середині електронного пучка, зміна форми пучка електронів, небажане збудження вищих мод коливань у генераторі за рахунок спотворень геометричних та енергетичних параметрів електронних пучків, та інші. Ці процеси можуть мати як періодичний так й випадковий характер. Спектральна лінія генерації на основній частоті може бути істотно розширеною, що викликано природними і технічними шумами. Основною причиною усіх видів періодичних коливань височастотного випромінювання є періодичні флуктуації швидкості електронів, щільності заряду й форми потоку електронів, що зумовлено періодичними пульсаціями напруги, що прискорює електрони, а також поперечними коливаннями пучка. Причина виникнення поперечних коливань безпосередньо пов'язані з іонною нейтралізацією просторового заряду потоку електронів. Окрім того, внаслідок руху потоку електронів під кутом до поверхні електромагнітної системи типу гребінка, вклад у спотворення параметрів вихідного випромінювання також вносить вторинна емісія електронів, внаслідок їх вибивання з поверхні системи що сповільнює рух хвилі, що призводить до розфокусування потоку.

У роботах [22, 48] було розглянуто можливі використання несиметричної ЕОС для отримання пучка з необхідним профілем поздовжніх швидкостей за висотою пучка. Оптимальний профіль швидкостей електронів

за висотою товстого електронного пучка у клинотроні досягається з використанням несиметричної ЕОС, в якій ось емітера зсунуто відносно до осі анодної лінзи таким чином, щоб електрони шарів пучка, що рухаються ближче до поверхні гребінки, мали більші поздовжні швидкості відносно до наступних за висотою пучка шарів. Але вплив розкиду поздовжніх швидкостей, який створює анодна лінза [49], на енергетичні параметри потоку електронів у даній роботі не розглядався [50, 51].

Окрім розташування пучка слід враховувати вплив пульсацій напруги що прискорює на пучок електронів, що також впливає на випромінювання прибору [52].

У результаті проведених досліджень траєкторій руху електронних пучків у електродинамічній системі клинотрона розраховано величину яку вносить ефект розсіювання анодної лінзи що призводить до розкиду поздовжніх швидкостей електронів за висотою пучка у разі відсутності зовнішнього впливу. За даними аналізу можна оцінити мінімальне значення розкиду швидкості у подібній конфігурації електронної гармати без впливу пульсацій напруги що прискорює, який складає 0.01%, що продемонстровано на рис 2.4, що відповідає розрахункам за формулою яка пов'язує енергію електрона з його швидкістю: $eU=(mV^2)/2$.

Слід зазначити що у рамках даного моделювання враховувався лише вплив просторового заряду. Однак у реальному приборі мають місце додаткові параметри що впливають на якість потоку. Наприклад як початковий розкид електронів при вильоті з катоду, вплив наведеного потенціалу на системі що сповільнює, наявність іонів залишкових газів, а також вибивання іонів з металу. Як відомо з попередніх робіт у приборі із подібною системою електронної гармати було експериментально зафіксовано розкид швидкості до 3% [53], а також у клинотронах було розраховано розкид близько 1,2% [23].

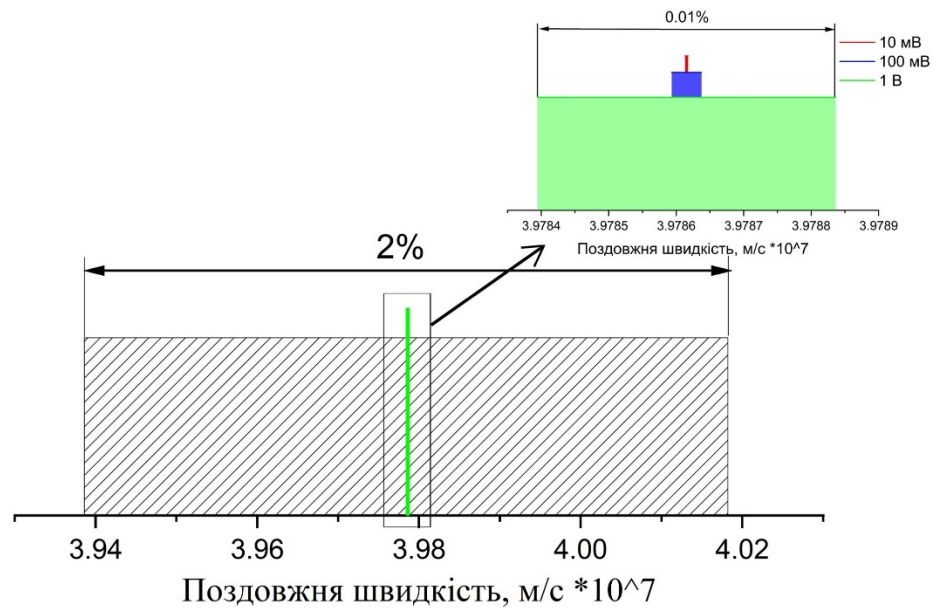


Рисунок 2.4 – Розподіл щільності потоку електронів за швидкістю

Таким чином – вплив зміни напруги має менший вплив ніж власний розкид анодної лінзи. Генератор має різні режими роботи що характеризуються різними значеннями мікропервіансу пучка. У разі використання несиметричної оптичної системи швидкість електронів за шарами розподілена нерівномірно. Це може призвести як до генерації декількох частот або підвищення рівня вихідної потужності, так й ще декількох ефектів [23].

Усі вищезазначені особливості електровакуумних генераторів призводять до того, що задля роботи прибору у стаціонарному режимі з певними параметрами електромагнітного випромінювання та можливістю електронної перебудови частоти, або зміни рівню потужності потребує спеціалізованого живлення. Яке враховує такі деталі роботи приладу, як особливості формування, транспортування пучка електронів та взаємодії з електромагнітною системою, що сповільнює рух хвилі. Задля прецизійного налаштування електронно-вакуумного приладу було розроблено джерело живлення з додатковими можливостями та покращеними вихідними параметрами [54].

2.3 Особливості систем живлення компактних електровакуумних приладів

Найголовнішою частиною системи живлення електровакуумних приладів є схема формування високовольтної напруги. Ця задача може бути розв'язана декількома шляхами: конструювання трансформатора, що підвищує напругу до необхідного значення, або використання трансформатора разом зі схемою множення напруги. Напруга у мережі для живлення джерела напруги, що прискорює рух пучка електронів, складає 220 В з частотою 50 Гц. Оскільки перетворення змінної напруги у постійну з можливістю регулювання величина вихідної напруги потребує проміжного етапу перетворення, з міркувань ефективності було запропоновано використовувати АС-DC перетворення напруги мережі для створення вхідної ємності, що попереджає вплив коливань напруги мережі на результуючу напругу, що прискорює. Наступним етапом, незалежно від обраного методу є DC-АС перетворення для живлення трансформатора, що підвищує напругу. На сьогодні основний механізм імпульсного регулювання напруги, Широтно Імпульсна Модуляція (ШІМ), у сукупності з застосуванням швидких транзисторів дозволяє проводити перетворення на високих частотах, що призводить до мініатюризації пристроїв. Кожен метод підвищення напруги має свої особливості, недоліки та переваги, які розглянуті нижче.

Для тестування концепції джерела живлення, заснованої на трансформаторі, що підвищує, було сконструйовано трансформатор з коефіцієнтом перетворення 20. У цьому випадку частота змінної напруги залишалася сталою, та регулювання рівня напруги відбувається за допомогою зміни коефіцієнта заповнення імпульсів ШІМ схеми перетворення випрямленої мережевої напруги з топологією повний міст. Мостова схема дозволяє роботу з великою потужністю, більшою за 1 кВт з ефективністю більше за 90% [55]. Через необхідність широкого діапазону

регулювання від 0 до 6 кВ, для даної топології було обрано режим жорсткого перемикання силових *incapsulated gate bipolar transistors*(IGBT). Особливість подібної задачі складається у динамічному навантаженні, що у сукупності з діапазоном регулювання значно ускладнює можливість застосування резонансного кола. У традиційних схемах силові транзистори працюють у жорсткому режимі, переходячи у відкрите положення за наявності напруги на колекторі, що імпульсно може сягати сотень вольт. Під час відкриття транзистора відбувається розрядження паразитної вихідної ємності, що призводить до додаткового нагріву кристалу. Через ці втрати необхідно зменшувати робочу частоту перетворювача, що передбачає значне збільшення розмірів, або впроваджувати примусові системи охолодження. Як один із способів рішення цієї проблеми було запропоновано впровадження квазирезонансної схеми перетворення для повномостової топології (рис. 2.5). Подібне рішення дозволить зменшити втрати на перемиканні транзисторів за рахунок резонансних ємностей, покращити ККД перетворення та виключає можливість виникнення наскрізного струму. Окремою частиною, що потребує ретельної уваги, є розрахунок трансформатора, що підвищує, а також додаткових снаберних кіл та кіл для реалізації квазирезонансної схеми. Власне розрахунок трансформатора проводився наступним чином: відомі вхідна та вихідна напруги, а також обрана частота перетворення можуть бути перераховані у співвідношення обмоток як

$$\frac{N_1}{N_2} = \left(\frac{V_{in_min}}{V_{out} + 2V_F} \right) * 0.95 \quad (1)$$

Фактор 0,95 береться у розрахунок через той факт, що робочий цикл не може сягати $t_1/T = 1$. У цьому разі

$$L = \left(\frac{1}{2f} \right) (V_{in_max} - V_{out}) \left(\frac{V_{out} + 2V_F}{V_{in_max} + 2V_F} \right) \left(\frac{1}{\Delta I_L} \right) \quad (2)$$

Де: $V_{in_max}^* = \frac{V_{in_max}}{(N_1/N_2) - 2V_F}$, у якому $V_F=0.7$, падіння напруги на діоді при

прямому протіканні струму, а $\Delta I_L=0.4I_{out}$. При розрахунках слід враховувати, щоб рівень пульсацій струму був задовільним, при тому, щоб отримані значення індуктивності були у адекватних межах за фізичними розмірами, так й брати частоту перетворення, за якої задовольняються параметри індуктора та враховуються втрати на перемиканні. Отриманні значення необхідної індуктивності та обраної частоти слід враховувати при підборі матеріалу, марки та розміру феритового осереддя. Кожен з яких має власні параметри щодо проникності у залежності від частоти, а також певні умови насичення, які впливають на максимально допустимі режими роботи трансформатора. У розрахунку також слід брати до уваги втрати що виникають у самому матеріалі осереддя під час роботи, та вплив потужності що виділяється у тепло на нагрів та нелінійну залежність температури на проникність. Окрім того слід витримувати умови щодо максимально припустимі значень потоку індуктивності, габаритної потужності та ін.

У цьому випадку проблемою стає велика різниця потенціалів між первинною та вторинними обмотками. Що можна подолати додатковою ізоляцією, яка також погіршує коефіцієнт зв'язку, а також додає небажаних паразитних параметрів, як індуктивність та ємність. Або розділити на декілька трансформаторів та скласти вихідну напругу після випрямлення, що також вносить додаткові паразитні параметри у коло. Як результат підходу з розділенням на декілька трансформаторів у паралель, було отримано спотворення форми сигналу при неповному заповненні імпульсу ШІМ через додаткові резонансні властивості коливального контуру, який складається з первинної обмотки трансформатора, що підвищує, снаберного кола та зустрічно намотаного дроселя, а також паразитної ємності та індуктивності, що виникає під час роботи. Таке коло не має гарного узгодження в усьому діапазоні – від мінімального до максимального значення коефіцієнта заповнення імпульсів Однак разі режимів роботи

ближче до розрахункових параметрів, коефіцієнт корисної дії у перетворенні напруги збільшується.

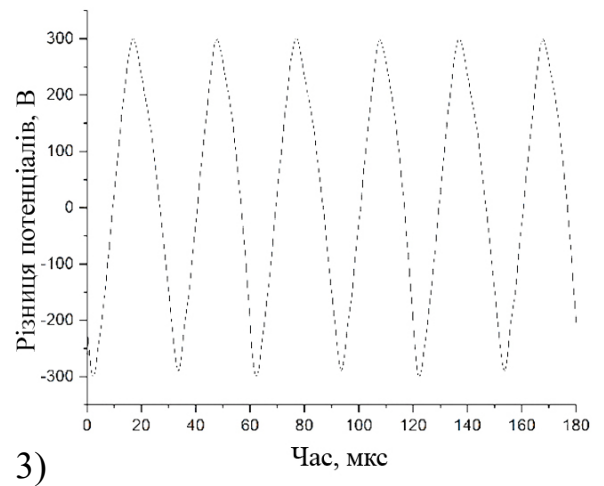
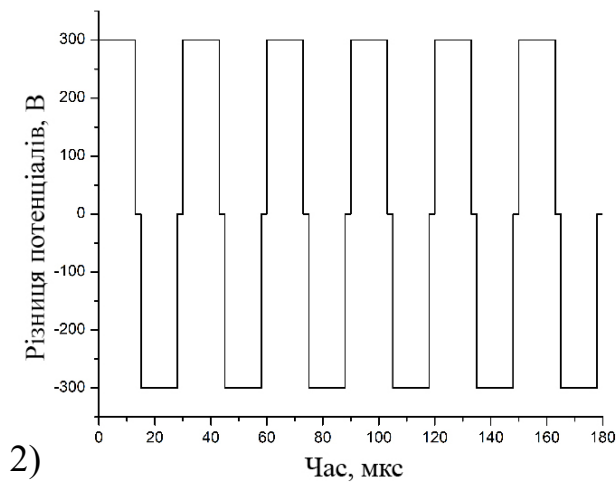
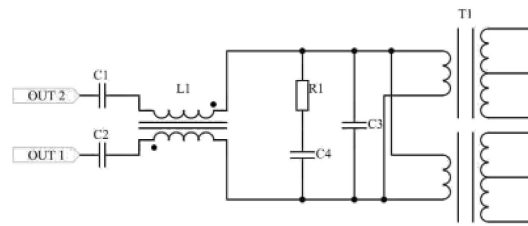
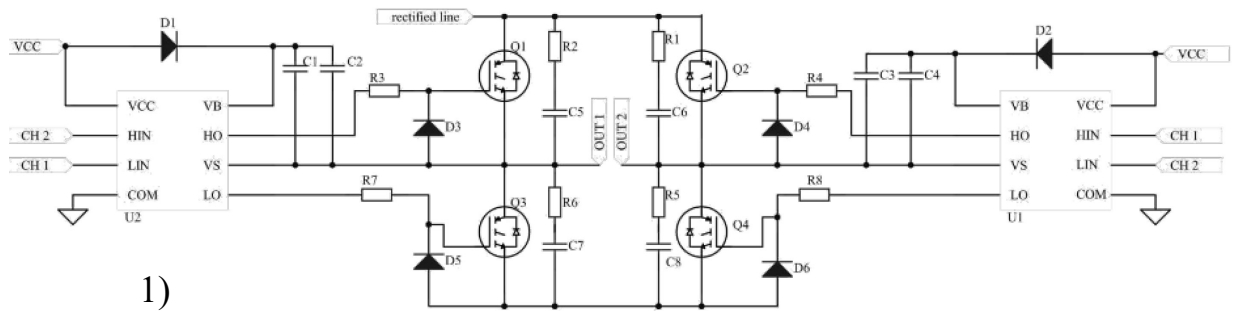


Рисунок 2.5 – Застосована топологія DC-AC перетворювача(1) а також вихідний сигнал(2) та сигнал на первинній обмотці трансформатора що підвищує(3)

Виникнення паразитних коливань можна усунути за допомогою зсуву фази включення транзисторів перетворювача, що дозволить працювати у режимі м'якого перемикавання, рис. 2.6.

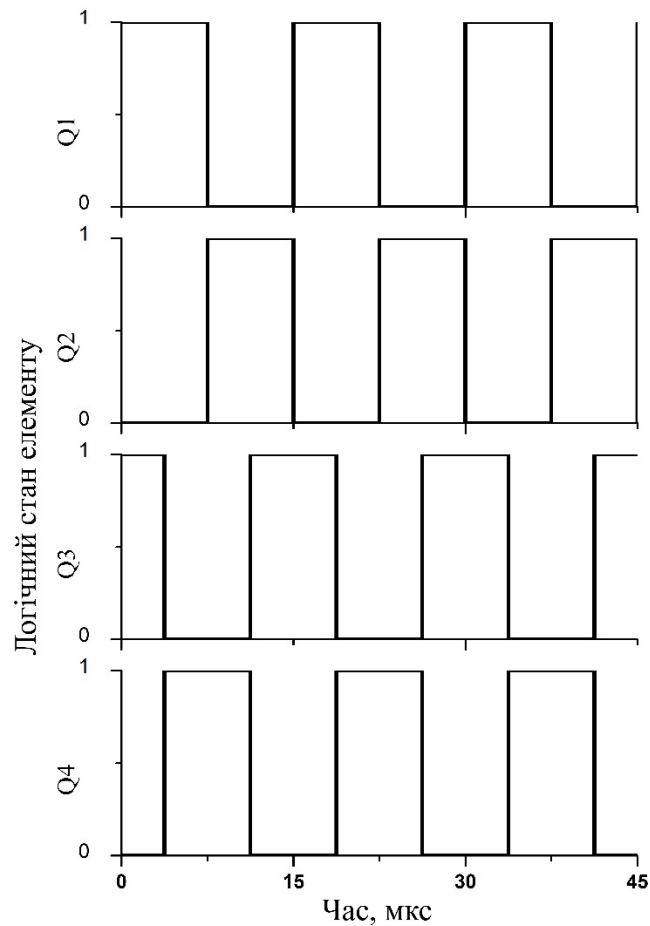


Рисунок 2.6 – Схема логічної послідовності перемикавання транзисторів при використанні методу зсуву фази

У подібному включенні максимальне заповнення ШІМ для кожного транзистора складає 50%. Як можна побачити, фаза протилежних транзисторів відрізняються на 180 градусів. Даний метод дозволяє працювати у режимі з нульовою напругою під час перемикавання. Індуктивність витoku трансформатора, що підвищує, у даному разі використовується як резонансна індуктивність. Для розширення діапазону резонансного режиму, у разі змінного навантаження, можна застосувати додаткову індуктивність, що підключена послідовно до первинної обмотки трансформатора, що підвищує.

Подібна послідовність керуючих імпульсів дозволяє уникати як великих сплесків при перемиканні транзисторів, так й додаткових коливань енергії у резонансному колі.

Подібна схема використовує велику індуктивність витоку, що може привести до виникнення циркуляція струму через первинну обмотку. Окрім того, такий підхід потребує більш складної системи управління та моніторингу. Також можливе виникнення струму наскрізь транзистори та деяких інших негативних ефектів [56].

Також є можливим застосування трансформатора разом зі схемою множення напруги. У цьому випадку було запропоновано реалізувати двофазну схему «buck» конвертора задля регуляції рівня напруги живлення для резонансної напівмостової схеми з можливістю перемикання транзисторів у одночасний момент нуля як напруги, так й струму, шляхом регулювання частоти перетворення (ZVZCS), яке виконується завдяки алгоритму автоматичного підстроювання частоти у діапазоні 20-70 кГц, у результаті чого конвертер працює з повним заповненням імпульсів, та у резонансі з контуром. Діапазон робочої частоти обирається з урахування технологічних можливостей силових елементів, а з іншого боку для роботи поза діапазону частот що людина здатна почути.

Подібний механізм дозволяє роботу із динамічним навантаженням у широкому діапазоні зі збереженням ефективності перетворення, але потребує значно складнішої системи контролю фази току та напруги у первинній обмотці трансформатора у сукупності з гальванічним розв'язанням кіл. На рис. 2.7 графічно продемонстровано принцип механізму роботи автоматичного підстроювання частоти. Під час роботи подібної схеми у режимі реального часу контролюються фази напруги та струму у колі первинної обмотки трансформатора що підвищує. У момент оптимально підбраної частоти можна побачити, що виміряні фази будуть співпадати. Під час зсуву фаз відносно одна одної відбувається підвищення індуктивного або

ємнісного параметру резонансного кола. Величина та знак зсуву вказують на шаг необхідної зміни частоти та збільшення або зменшення відповідно.

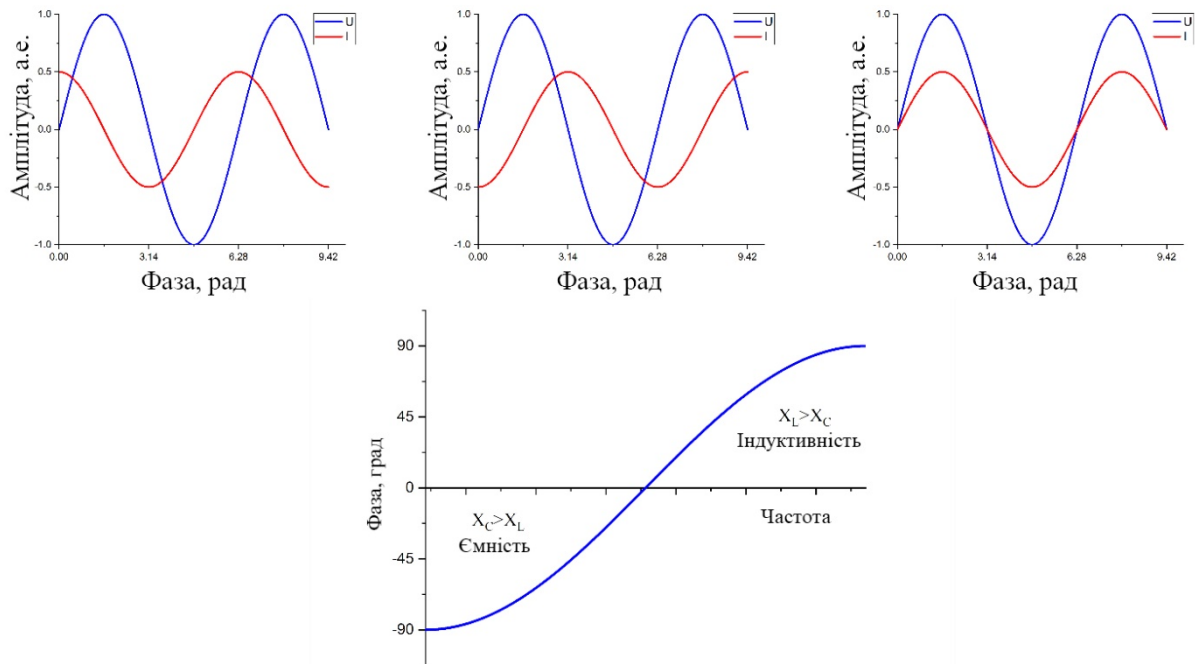


Рисунок 2.7 – Графіки зсуву фаз струму на напруги у перетворювачі з перемиканням у нулі струму та напруги

Через зменшення навантаження до транзисторів, за рахунок резонансу кола, у схемі перетворення можна застосовувати потужні польові МОН-транзистори, що дозволяють роботу перетворювача на частотах порядку 500кГц. Це значно зменшує розміри трансформатора, а також впливає на максимально можливу швидкість поступового зростання вихідної напруги. Крім того, використання схеми множення дозволяє зменшити різницю потенціалів між обмотками трансформатора, завдяки чому покращується коефіцієнт зв'язку та спрощується процес виготовлення. Також розрахункові параметри схеми більш корелюють з реальними, завдяки меншим паразитним індуктивності та ємності, що спрощує моделювання та практичне налаштування.

Однак цей підхід також має недоліки у певних режимах роботи, як, наприклад, у імпульсному, або режимі модуляції високовольтної напруги,

через велике значення ємності помножувача напруги, що значно затуляє час зниження рівня напруги через розрядження ємностей. Що також призводить до більш інерційної роботи та робить неможливим швидку модуляцію.

Окрім особливостей із силовою частиною, при роботі з високовольтною напругою з'являється низка питань із системою керуванням, а саме зв'язку різних частин системи між собою як у плані комунікації так й живлення за умов високовольтного гальванічного розв'язання. Питання гальванічного розв'язання було вирішене шляхом трансформаторної ізоляції побутової мережі. Вторинна обмотка якого використовувалась для живлення тієї частини кіл, що знаходяться під високим потенціалом відносно землі. Через особливості схеми стабілізації необхідна високовольтна гальванічна ізоляція комунікації та захищеність каналу зв'язку від впливу електромагнітних завад.

Через використання трансформатора, що підвищує, після перетворення необхідно отримати замість змінної напруги – постійний рівень високовольтної напруги. Якщо у разі впровадження схеми множення, сигнал випрямляється під час множення, через наявні у схемі ємності, то у разі використання трансформатора з великим коефіцієнтом перетворення є необхідним послідовний етап випрямлення напруги. Було запропоновано використовувати випрямляч мостової топології після трансформатора що підвищує, через найбільший коефіцієнт використання трансформатора та низький параметр пульсації, що складає $r = \sqrt{(V_{\text{rms}}/V_{\text{dc}})^2 - 1} = 0.48$, який визначається амплітудою основної гармоніки до середнього значення випрямленої напруги [57].

Для використання у схемі було обрано швидкі діоди Шотткі з коротким часом релаксації та низьким падінням напруги на самому елементі у разі прямого включення, задля зменшення втрат мостового випрямляча на кожному діоді. Додаткові паразитні коливання високовольтної напруги, що виникають у формі випрямленої напруги через пульсації на первинній

обмотці трансформатора, що підвищує, подавляються за допомогою послідовного LC фільтра. У результаті ШІМ імпульсного перетворення та випрямлення напруги після трансформатора було отримано стабільний рівень у діапазоні до 6 кВ. Максимальна величина нестабільності напруги на цьому етапі близько 3 В виникає в основному з частотами імпульсного конвертора та їх вищих гармонік (рис. 2.8).

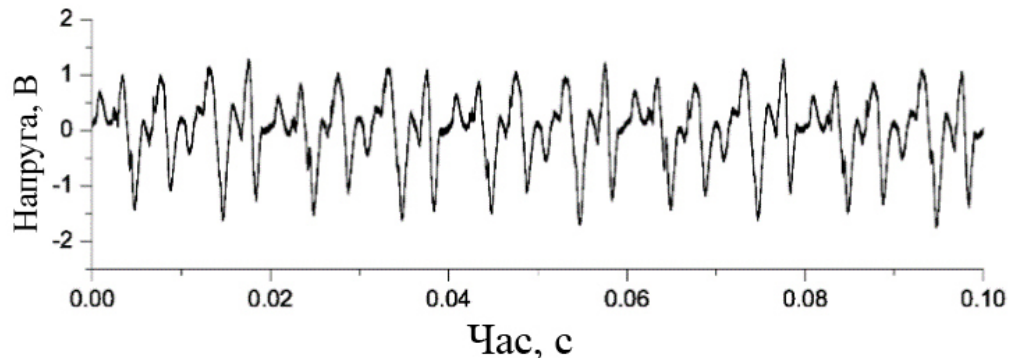


Рисунок 2.8 – Пульсації напруги отримані після випрямлення високовольтної напруги та застосування фільтрів

Отримані параметри не є задовільними для коректної роботи електронно вакуумних приладів, подібні пульсації значно поширюють спектральну лінію випромінювання. Стабілізація напруги, що прискорює, відбувається за допомогою окремої системи стабілізації, що у поєднанні із колом зворотного зв'язку для регуляції ШІМ коефіцієнту заповнення у імпульсному конверторі, забезпечує як миттєве регулювання напруги за допомогою аналогової схеми у вузькому діапазоні, так й повільні зміни більш великої амплітуди.

У даному рішенні було запропоновано схему стабілізації, що розташовано між випрямлячем і виходом джерела живлення (рис. 2.9).

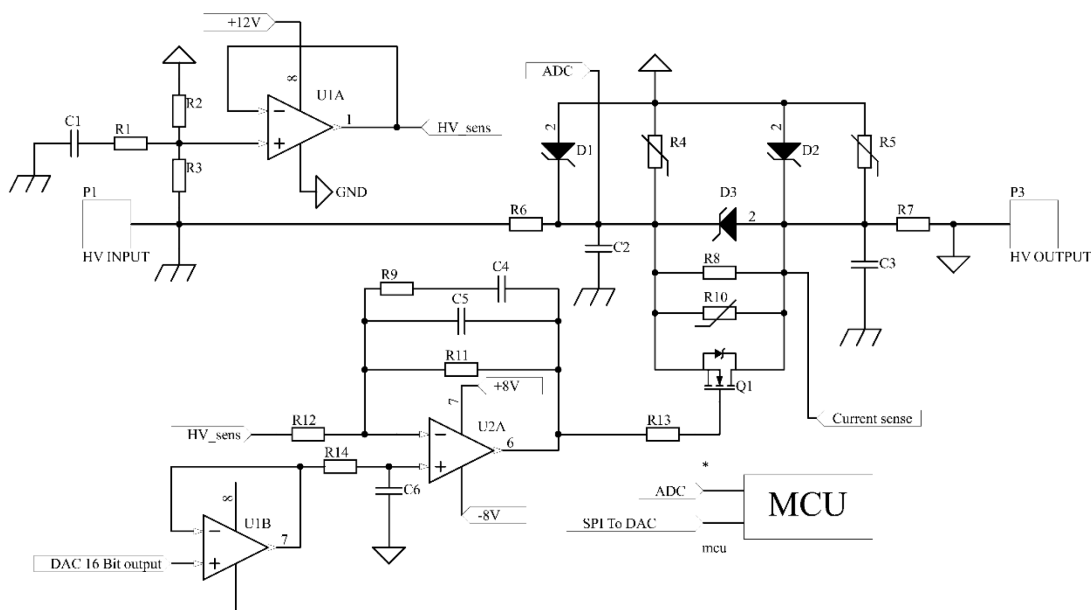


Рисунок 2.9 – Схема швидкої аналогової стабілізації

Основним елементом регулювання є швидкий польовий транзистор с ізольованим затвором, завдяки лінійному режимі роботи якого відбувається стабілізація рівня напруги. Запропонована схема дозволяє отримати стабільність вихідної напруги на рівні 10^{-5} для 6кВ, 250 мА. Окремим важливим елементом подібної схеми є дільник напруги з підвищеною точністю, що є необхідною вимогою для отримання показаних на рис. 2.8 пульсацій за рахунок керування коефіцієнтом заповнення імпульсів ШІМ перетворювача. Через високий рівень напруги та відносно малу величину пульсацій, лише вимірювання змінної складової високовольтного сигналу дозволяє отримувати та використовувати незначні відхилення рівню випрямленої високовольтної напруги для корегування. Оскільки керування швидкою частиною стабілізації виконує операційний підсилювач, дуже важливо враховувати його частотні характеристики. Для коректної роботи необхідно проаналізувати діаграму Бode даного кола. С цією ціллю було отримано амплітудно-фазові характеристики кола зворотного зв'язку, що продемонстровано на рис. 2.10.

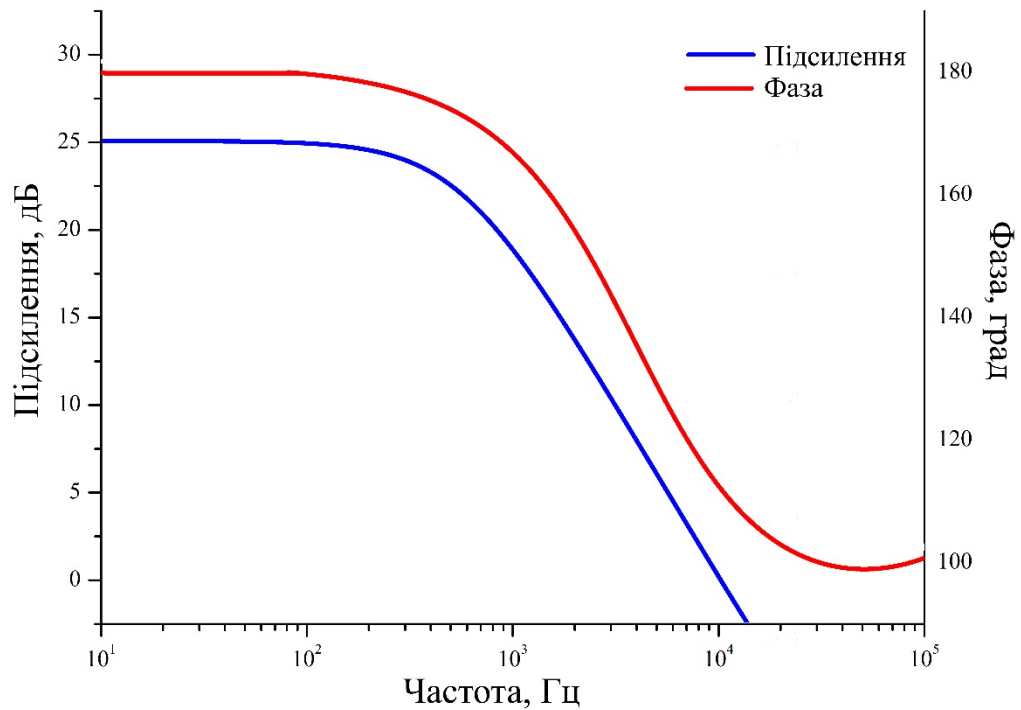


Рисунок 2.10 – Боде діаграма кола зворотного зв'язку

Дана діаграма дозволяє визначити запас за фазою або підсиленням, а також перевірити систему на стійкість. Запасом підсилення і фази є відстань від точок, у яких може виникнути нестійкість. Чим більша ця відстань або запас, тим краще, тому що більш високі запаси посилення та фази означають більшу стійкість системи. Окрім міркувань безпеки, на робочі характеристики системи також впливають значення, які можна визначити за діаграмами Боде. Наприклад, більш висока частота переходу 0 дБ зазвичай означає швидшу реакцію зміни навантаження. А менше посилення на більш високих частотах означає кращу стійкість до перешкод або менший рівень пульсацій на виході. Слід враховувати й можливу взаємодію двох кіл стабілізації, що може призвести до збудження системи та некоректного режиму роботи. Друге коло включає у себе прецизійний дільник та декілька операційних підсилювачів. За допомогою цифро-аналогового перетворювача з високою розрядністю задається опорний рівень напруги. Вимірний високовольтний сигнал порівнюється з рівнем опори та у результаті роботи

операційного підсилювача похибки змінюється коефіцієнт заповнення ШІМ перетворювача. Також оцифрований рівень високовольтної напруги за допомогою швидкого послідовного інтерфейсу передається до мікроконтролера. Далі інформація передається до керуючої частини, що знаходиться під низьким потенціалом, де визначається необхідний шаг зміни рівня напруги у опорі операційного підсилювача похибки та напрям, збільшення або зменшення. У випадку використання подібної складної схеми керування з багатьма пов'язаними між собою колами, що найменший можливий шаг регулювання визначається параметрами компонентів що використовуються, а саме розрядністю аналого-цифрового та цифро-аналогових перетворювачів, а також параметрами операційних підсилювачів. Окрім того, оскільки схема самого ШІМ перетворювача пов'язана з випрямленою мережевою напругою, необхідно забезпечити гальванічне розв'язання з колом контролю, що було зроблено шляхом впровадження оптопари, яка працює у лінійному режимі та знаходиться у колі формування коефіцієнту заповнення для мікросхеми ШІМ контролера.

Як результат реалізації описаного вище принципу було отримано рівні стабільності не нижче за 5×10^{-6} на 5 кВ зі струмом у 250 мА (рис. 2.11). Такі параметри є задовільними для роботи клинотрону на частоті 340 ГГц з шириною спектральної лінії порядку 1 МГц. Окрім того, продемонстровані вихідні параметри джерела живлення задовольняють вимогам таких пристроїв як гіротрон у низковольтному режимі, ЛЗХ, ГДВ, оротрон да деяких клистронів.

Одним з цікавих альтернативних варіантів реалізації стабілізації є схема у якій використовується динамічне вольт-додавання, що потребує додаткового кола з перетворювачем. Через невеликі значення струму та напруги величина ємності та індуктивності у колі не сильно впливають на частотні обмеження, тому швидкість регулювання відповідає вимогам для корекції напруги що прискорює.

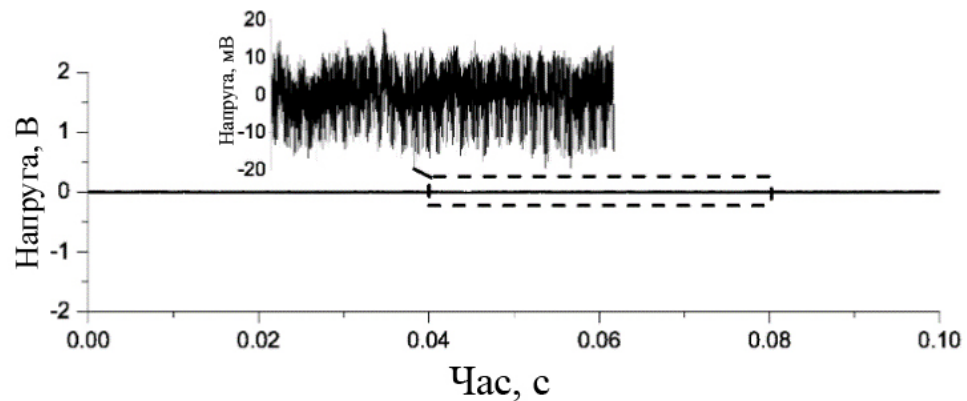


Рисунок 2.11 – Пульсації високовольтної напруги після застосування схеми стабілізації

Отримані параметри стабільності напруги що прискорює не є запорукою стабільності випромінювання електровакуумного приладу через наявність багатьох інших причин.

Окремим важливим пунктом є можливість швидко зменшити рівень високовольтної напруги до прийнятних величин. При допущенні що електронна гармата у клинотроні працює у режимі температурного обмеження, швидке наростання струму пробую неможливе через відсутність додаткових носіїв заряду. Однак для попередження ушкодження як самої поверхні, що емітує, так й інших елементів конструкції, необхідно мати змогу припинити небажаний струм, що досягається за допомогою тиристорної схеми зображеної на рис 2.12. Відомі випадки використання тиратронів або додаткових вакуумних тріодів для примусового розірвання кола [58]. Впровадження подібних елементів потребує додаткових джерел живлення для формування імпульсів активації пристрою, а також має певні габаритні обмеження. Враховуючи що максимальна пікова потужність пучка електронів у компактних електронно-вакуумних приборів складає близько 1,5 кВт, використання таких масивних елементів як тиратрони та вакуумні тріоди не є доцільним. Нині спеціалізовані напівпровідникові пристрої, які використовуються при перемиканні високих рівнів напруги мають дуже

швидкі параметри відкриття, а також відмінні параметри ізоляції та пропускної здатності струму [59], що дозволяють майже миттєво роз'єднати коло живлення та дуже швидко розряджати накопичену у вихідному конденсаторі енергію на додаткове внутрішнє навантаження.

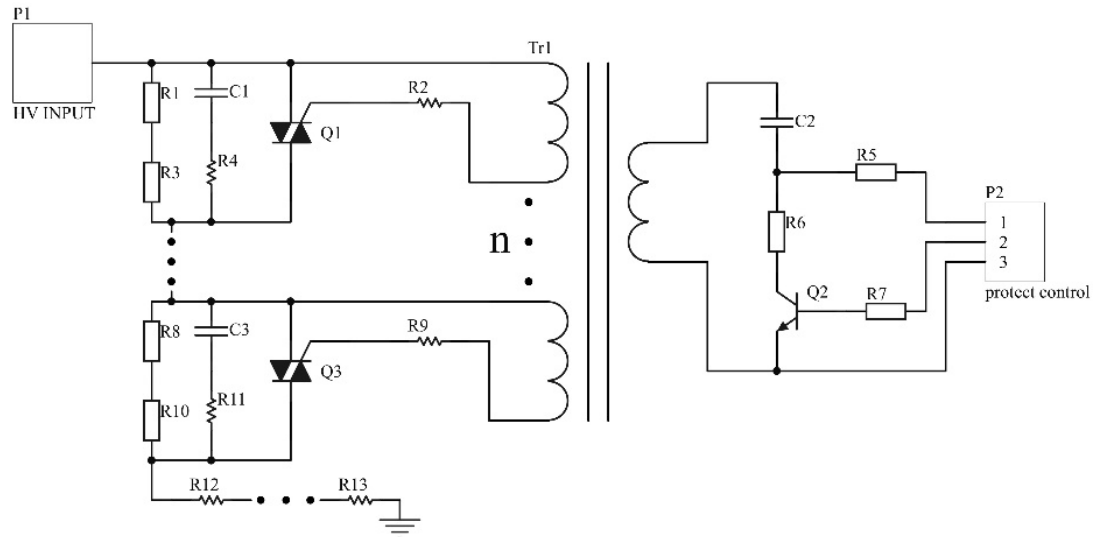


Рисунок 2.12 – Система захисту електронної гармати на випадок несправностей або високовольтного пробую

Протягом роботи ЕВП, вихідні параметри випромінювання можуть бути нестабільні через температурне розширення електродинамічної системи лампи. Зсув електронної гармати також зменшує ефективність електронно-хвильової взаємодії, що може призводити до локального перегріву елементів пристрою.

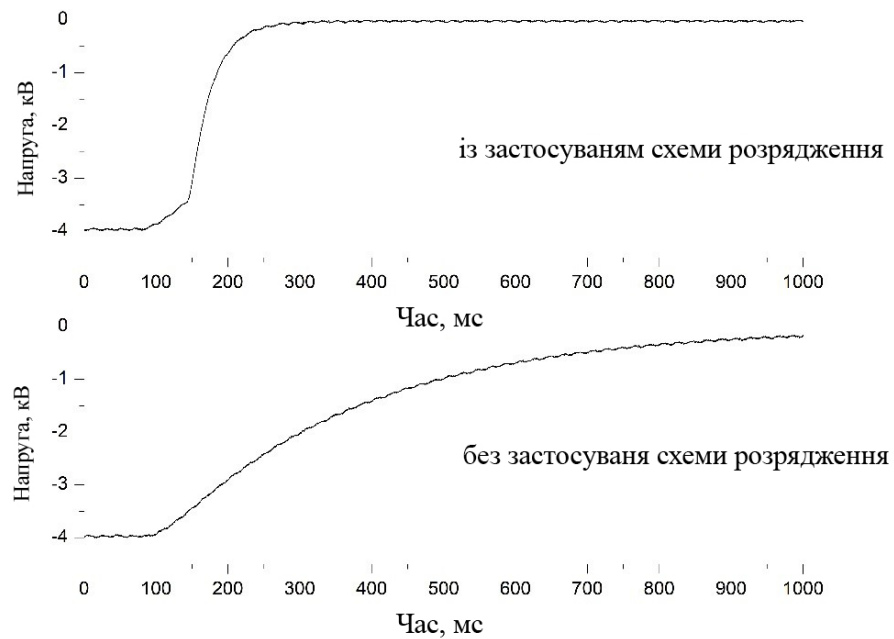


Рисунок 2.13 – Демонстрація зменшення часу розрядження накопиченого заряду у вихідному високовольтному конденсаторі

Як результат таких ефектів, підвищення тиску залишкових газів у лампі може привести до високовольтного пробою та погіршення емісії катоду. На графіку рис. 2.13 продемонстровано роботу описаної вище схеми, а саме порівняння часу розрядження у разі використання запропонованої схеми. За формулою для визначення рівню напруги на конденсаторі, при урахуванні параметрів системи можна приблизно оцінити час, що потребується до зменшення вихідної напруги до безпечного рівня:

$$U_c = U_0 e^{-\frac{t}{RC}} \quad (3)$$

При урахуванні номіналів час розрядження становить близько 80 мс, що добре збігається з експериментальним результатом незважаючи на додаткові ємності як-то у колі фільтру.

Ефект впливу іонів на стійкість роботи клинотрону як з боку бомбардування поверхні що емітує, так й з позиції наявності іонного фокусування за рахунок нейтралізації просторового заряду дуже складно

піддається чисельному моделюванню з додатковими обмеженнями. Для забезпечення стабільної роботи ЕВП необхідно організувати систему зворотного зв'язку що контролює параметри джерела високовольтного живлення, та систему охолодження узагальнюючи усі описані ефекти. Стабілізація потужності ЕВП може бути впроваджена шляхом зовнішнього контролю напруги що прискорює. У той самий час, струм електронного потоку може бути стабілізовано через контроль напруги розжарення електронної гармати.

2.4 Результати експериментальних досліджень параметрів стрічкових електронних потоків та їх впливу на характеристики випромінювання клинотрону

У електронно-вакуумних приладах що є генераторами вільних коливань постійно відбуваються процеси, які можуть мати періодичний або випадковий характер, що призводять до зміни умов генерації, тобто зсуву за частотою та зміни рівню потужності. Оскільки прибор типу клинотрон має електронне перестроювання за частотою, регулюючи параметри живлення прибору можна зменшити негативний вплив на параметри випромінювання. На сьогодні існують такі основні механізми стабілізації як фазове автопідстроювання частоти [33], що дуже розповсюджено у ЛЗХ, та частотного автопідстроювання(ЧАП) із застосуванням пропорційно-інтегрально диференційного методу стабілізації [32, 60].

ФАПЧ відбувається за допомогою декількох основних елементів у додатковій схемі. По перше це повинен бути фазовий детектор, результатом якого є різниця фаз між сигналом опори та вимірним у аналоговому вигляді. Цей результат пропускається через необхідний фільтр нижніх частот, та конвертується у управляючий сигнал для генератора що регулюється

напругою. Даний метод дуже добре підходить до генераторів що мають відносно вузьку ширину спектральної лінії. Як, наприклад, у наслідок великої добротності, як у гіротронах та ГДВ, або у ЛЗХ, через наявність поглинача та відносно вузького пучка електронів. У випадку клинотрону використовується значно товщій пучок під нахилом до системи що сповільнює рух хвилі. За рахунок чого отримані більші рівні потужності, однак це призводить до збільшення ширини спектральної лінії.

Відмінною особливістю системи ЧАП є незалежність джерела живлення від приладу до якого його під'єднано. Тому як алгоритм залежить від обраних коефіцієнтів. Важливим моментом є цифрова реалізація алгоритму. Сам по собі алгоритм широко використовується у різноманітних системах контролю для забезпечення зворотного зв'язку [34, 61]. Стандартним записом рівняння для ПД регуляції є:

$$u(t) = K \left(e(t) + \frac{1}{T_i} \int_0^t e(\tau) d\tau + T_d \frac{de(t)}{dt} \right) \quad (4)$$

Застосовуючи перетворення Лапласа отримаємо:

$$G(s) = K \left(1 + \frac{1}{sT_i} + sT_d \right) \quad (5)$$

Іншою формою запису цього рівняння можна назвати паралельний запис:

$$u(t) = K_p e(t) + K_i \int_0^t e(\tau) d\tau + K_d \frac{d}{dt} e(t) \quad (6)$$

Що з перетворенням Лапласа приймає вигляд:

$$G(s) = K_p + \frac{K_i}{s} + sK_d \quad (7)$$

Можна конвертувати одну форму у іншу, маючи на увазі що коефіцієнти співвідносяться як:

$$K_p = K$$

$$K_i = \frac{K}{T_i}$$

$$K_d = K T_d$$

Простий спосіб дискретизації полягає в перетворенні інтегральних і похідних членів до їх аналогів із дискретним часом. Зазвичай існують 3 варіанти для цього за допомогою трапецієподібних методів, а також прямого й зворотних методів Ейлера.

$$U(z) = \left[K_p + \frac{K_i}{1-z^{-1}} + K_d(1-z^{-1}) \right] E(z) \quad (8)$$

Як результат переставлення можна отримати:

$$U(z) = \left[\frac{(K_p + K_i + K_d) + (-K_p - 2K_d)z^{-1} + K_d z^{-2}}{1-z^{-1}} \right] E(z) \quad (9)$$

Якщо позначити як

$$K_1 = K_p + K_i + K_d$$

$$K_2 = -K_p - 2K_d$$

$$K_3 = K_d$$

Таким чином (9) можна переписати як:

$$U(z) - z^{-1}U(z) = [K_1 + K_2z^{-1} + K_3z^{-2}]E(z) \quad (10)$$

Яке конвертується у диференціальне рівняння:

$$u[k] = u[k-1] + K_1e[k] + K_2e[k-1] + K_3e[k-2] \quad (11)$$

що є підходящим для наступної цифрової реалізації.

У разі використання клинотрона ПІД метод стабілізації обмежено певними зонами генерації з фіксованою крутизною. Тому як термоелектронна емісія має достатньо інерційний характер, та катод має обмеження щодо швидкості зміни напруги розжарення. Очевидно, що подібна схема не спроможна забезпечити достатню реакцію на швидкі зміни параметрів випромінювання, тому було запроваджено додаткову систему контролю напруги що прискорює. Коли напруга що прискорює змінюється у межах зони генерації – потужність випромінювання також змінюється поступово, завдяки чому може бути контрольованим параметром. Незважаючи на можливий зсув частоти, згідно до дисперсійної характеристики нескінченної системи що сповільнює, така методика припустима для резонансних електромагнітних систем клинотронів. У мікрохвильових клинотронах крутизна перестроювання сягає від 0,5 МГц/В для 30 ГГц пристрою та 10 МГц/В для 300 ГГц клинотрону. Мінімальне значення крутизни відповідає середині зони генерації [52]. Подібні алгоритми дозволяють стабілізувати потужність вихідного випромінювання з відхиленням менше 1%, як продемонстровано на рис. 2.14. У даному експерименті проводилась стабілізація потужності випромінювання клинотрона на 30 ГГц. Ефект зміни струму пучка може бути викликано різними ефектами, як-то дробовий ефект, струмоперехват, накопичення іонів, наявність вторинних електронів, вплив кожного з яких виявити окремо не є

можливим. Однак врахування самої наявності ефектів та їх нелінійної поведінки можна дещо скорегувати за рахунок впровадженої системи.

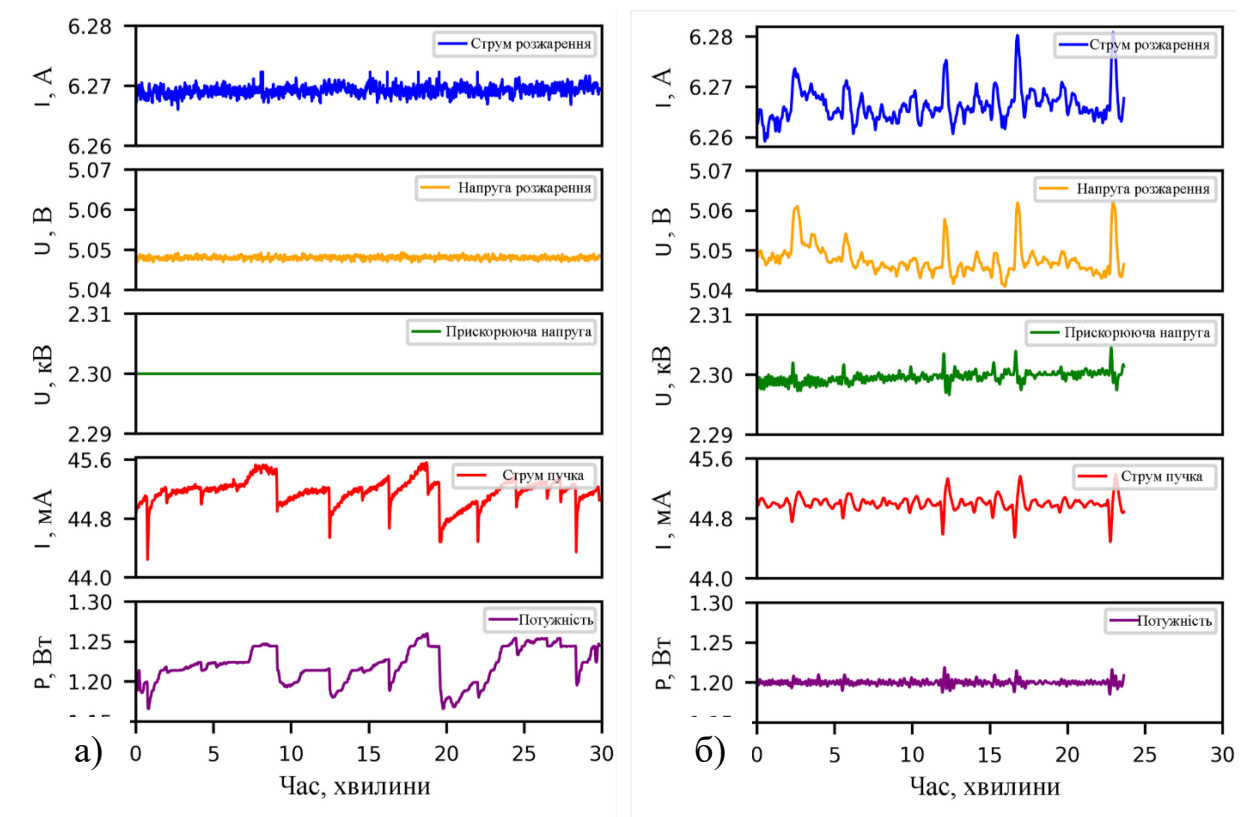


Рисунок 2.14 – Результати застосування зовнішніх контурів стабілізації потужності випромінювання клинотрона безперервної дії з центральною частотою 27.5 ГГц: (а) – стабільні напруга розжарювання та прискорювальна напруга; (б) – робота з двома контурами ПІД(живлення розжарювання стабілізує струм пучка, потужність випромінювання стабілізується напругою що прискорює)

Висновки до розділу 2

У розділі розглянуто формування стрічкового потоку електронів у гарматі типу плоский діод у магнітному полі за допомогою методу крупних часток з наступною перевіркою чисельними методами, за умови різної щільності струму пучка в діапазоні струмів пучка від 30 мА до 230 мА та у діапазоні прискорювальної напруги від 500В до 6000В, що відповідає

граничним можливим випадкам роботи прибору типу клинотрон. В результаті траєкторного аналізу руху пучка було отримано залежності розкиду поздовжніх швидкостей електронів як від величини просторового заряду, так і від впливу пульсацій напруги, що прискорює електрони.

Продемонстровані результати моделювання траєкторій руху електронів у щільних стрічкових пучках та експериментальні дослідження доводять, що за умов високостабільної напруги, що прискорює електрони стрічкових пучків у діодних гарматах клинотронів, на рівні краще ніж 5×10^{-6} , вплив пульсацій прискорювальної напруги має значно менший вплив на розкид поздовжніх швидкостей електронів пучка ніж вплив різноманітних ефектів, пов'язаних з шумами пучка.

У розділі наведено результати розробки універсального високовольтного джерела живлення з додатковими високоточними та швидкодіючими схемами стабілізації вихідних параметрів для роботи клинотронів міліметрового та субміліметрового діапазонів, що забезпечують стабільність високовольтної напруги менше 5×10^{-6} в діапазоні прискорювальної напруги 0–6 кВ з максимальним струмом електронного пучка 250 мА. Стабілізація вихідних параметрів вакуумних електронних приладів у режимі реального часу була реалізована за допомогою багатоконтурного пропорційно-інтегрально-диференціального керування зі зворотним зв'язком і була перевірена на клинотронах безперервної дії міліметрового та субміліметрового діапазонів.

За допомогою розробленого джерела живлення отримано рівень стабілізації високовольтної напруги у 5×10^{-6} , що дозволяє повністю знехтувати впливом пульсацій прискорювальної напруги на розкид поздовжніх швидкостей електронів стрічкового пучка, що є дуже важливим інструментом для дослідження спектральних характеристик електромагнітного випромінювання клинотрона.

РОЗДІЛ 3

СПЕКТРАЛЬНІ ПАРАМЕТРИ ВИПРОМІНЮВАННЯ ТГц КЛИНОТРОНІВ БЕЗПЕРЕРВНОЇ ДІЇ

Деякі з практичних застосувань електромагнітного випромінювання мм та суб-мм діапазонів, наприклад, динамічна поляризація ядер для ЯМР досліджень, потребують джерел ТГц випромінювання з довготривалою стабільністю частоти краще за 10^{-6} та стабільності потужності не менш 1% у експериментах з тривалістю протягом багатьох годин [28]. Враховуючи специфіку роботи ЕВП, що мають електронне перестроювання частоти, це може бути вирішено впровадженням зовнішніх схем контролю напруги, що прискорює електрони, таких як фазове автопідстроювання частоти або пропорційно-інтегрально-диференційне регулювання. Однак для реалізації зазначених механізмів необхідне додаткове вивчення спектру генератора для впровадження зовнішніх кіл регулювання, а також кращого розуміння ефектів, що виникають під час різних режимів роботи приладу. Незважаючи на велику кількість досліджень, що присвячено клинотронам [18, 22, 38, 62-64], не достатньо уваги приділено вивченню саме спектральних характеристик випромінювання та механізмів формування спектральних складових електромагнітного випромінювання. Це значно ускладнює формулювання вимог до стабільності напруги, що прискорює електрони, яку формує високовольтне джерело живлення.

Для вирішення цих питань було проведено ретельне як теоретичне, так й експериментальне дослідження спектральних характеристик терагерцових клинотронів безперервної дії [52]. Окрім того, були досліджені випадки, в яких резонансні властивості електродинамічної системи приладу мають значний вплив на ширину спектральної лінії, а також досліджено поведінку спектральних характеристик у разі зменшення резонансних властивостей системи. Проаналізовано два випадки: для частот нижче за 150 ГГц, для яких

резонанс зумовлено відбиттям поверхневої хвилі, а також для ТГц клинотронів, де резонансну поведінку в основному зумовлено ефектом трансформації хвиль у надрозмірних структурах [20,52]. Окрім того, пульсації прискорювальної напруги впливають на спектральні характеристики електромагнітного випромінювання ТГц клинотрону, що необхідно дослідити експериментально та порівняти з результатами моделювання. Для даних досліджень було використано розроблене джерело високовольтного живлення, що має стабільність напруги, що прискорює, у 5×10^{-6} [54] та має можливість регулювання рівню пульсацій.

3.1 Чисельне моделювання частотних характеристик клинотронів

Частота генерації електронно вакуумного приладу черенковського типу визначається умовами синхронізму між потоком електронів та електромагнітною хвилею, що сповільнена, що можна виразити як: $F = f(U)$, де U – напруга що прискорює, а f – функція, що зумовлено дисперсійними параметрами електродинамічної системи, що сповільнює рух хвилі [22]. Для більш точного моделювання слід враховувати той факт, що частота генерації також залежить від параметрів пучка електронів та параметрів простору взаємодії, наприклад, одним з таких параметрів є зсув частоти внаслідок термічного розширення елементів електродинамічної системи, що сповільнює рух хвиль. Окрім того, частота випромінювання залежить також від струму пучка I , властивостей магнітного поля, що фокусує рух стрічкового пучка електронів, та інших параметрів, $F = f(U, I, \dots)$. Розширення спектральної лінії δ , що викликано пульсаціями напруги, що прискорює електрони, для традиційних ЛЗХ може бути розраховано з дисперсійної характеристики поверхневої хвилі $S_U(\Delta U)$, де ΔU – максимальна різниця напруги у пульсаціях. З основ поширення електромагнітних хвиль

відомо, що омичні втрати зростають зі збільшенням частоти електромагнітної хвилі, та резонансні властивості не можуть зумовлюватися лише відбиттям поверхневої хвилі у системі клинотрона [20, 21, 63], що виявляє необхідність у більш ретельному дослідженні ефектів, які впливають на спектральні параметри клинотронів. Також слід враховувати, що клинотрони мм та субмм діапазонів з традиційними конструкціями мають надрозмірні електродинамічні системи для даного діапазону довжин хвиль, які являють собою частину надрозмірного прямокутного хвилевода, що навантажено гребінчатою структурою, з вихідним хвилеводом та анодною лінзою зі сторони вльоту пучка, а також колектором із поршнем на другій стороні. Виходячи з конструктивних особливостей генератора, завдяки розрахованим матрицям розсіювання на кінцях електродинамічної системи, що сповільнює електромагнітну хвилю [20], було виявлено вплив як швидких так й сповільнених електромагнітних хвиль на резонансні властивості генератора.

Велика кількість експериментальних досліджень демонструє резонансну поведінку залежності вихідної потужності від робочої частоти у ТГц клинотронах за певних параметрів режиму генерації [19, 20, 30, 64]. Цей ефект частково було теоретично розглянуто у [20] як результат відбиття та трансформації поверхневих хвиль у просторі взаємодії, таким чином проявляючи резонансну поведінку вихідного випромінювання клинотрону. Також необхідно враховувати наявність декількох мод у резонаторі приладу та їх взаємодію, що було розглянуто у [20]. Задача складалася не лише у знаходженні матриць розсіювання електромагнітного випромінювання на кінцях системи, а також у визначенні складу власних мод надрозмірної електродинамічної системи, які взаємодіють з електронами стрічкового пучка. Слід зазначити, що спостерігалися ефекти відбиття та трансформації хвиль, що контролювалося за енергетичним балансом в системі. За допомогою отриманих матриць розсіювання було проведено чисельне моделювання взаємодії електронів стрічкового потоку із поверхневою електромагнітною хвилею, використовуючи систему самоузгоджених

нестационарних рівнянь, таких як рівняння збудження зворотної хвилі та рівняння руху потоку електронів [22, 38], що рухаються під кутом до електродинамічної системи, що сповільнює рух хвиль. Електричне поле у системі являє собою суму хвиль, що поширюються у прямому та зворотному напрямках, усіх мод у хвилеводі з гребінкою [65]:

$$\vec{E} = e^{-i\omega t} \sum_m \sum_n [C_m^+(z, t) \vec{E}_{mn}(y, k) \exp(ik_{mn}z) + C_m^-(z, t) \vec{E}_{-mn}(y, k) \exp(-ik_{mn}z)]$$

Де n позначає номер гармоніки, а m – номер моди, k – хвильове число. Виходячи з принципів електронно-хвильової взаємодії в приладах черенковського типу, було розглянуто моди, які поширюються у поздовжньому напрямку осі z та мають компоненти високочастотного поля E_z, E_y та H_x . Електрична компонента E_z паралельна руху електронів та визначає опір зв'язку електромагнітної хвилі. Враховуючи матриці розсіювання на кінцях гребінки можна виразити хвилі як [20]:

$$C_m^+(0, t) = \sum_j S_{22}(m, j, f_0) C_j^-(0, t) + \sum_j \frac{dS_{22}(m, j, f_0)}{df} \frac{\partial C_j^-(0, t)}{\partial t}$$

$$C_m^-(L, t) = \exp(i2k_m L) \sum_j \left(R_{11}(m, j, f_0) C_j^+(L, t) + \frac{dR_{11}(m, j, f_0)}{df} \frac{\partial C_j^+(L, t)}{\partial t} \right. \\ \left. + R_{10}(m, j, f_0) \sum_i R_{01}(i, j, f_0) C_j^+(L, t - t_{pi}) \exp(i2kL_{pi}) \right)$$

У моделі застосовується припущення, що з пучком електронів взаємодіє одна гармоніка поверхневої хвилі, через величину опору зв'язку. Із даним припущенням можна записати нестационарне рівняння, що описує поширення зворотних та прямих хвиль [65]:

$$v_{gr}^{-1} \frac{\partial C_{p,-1}^-}{\partial t} - \frac{\partial C_{p,-1}^-}{\partial z} + \gamma C_{p,-1}^- = \frac{2}{N_{-p}} \int_S \overline{\vec{j}(t) \vec{E}_{-p}^*} e^{i\omega t} dS$$

$$v_{grm}^{-1} \frac{\partial C_m^-}{\partial t} - \frac{\partial C_m^-}{\partial z} + \gamma_m C_m^- = 0; \quad m \geq 1$$

$$v_{grm}^{-1} \frac{\partial C_m^+}{\partial t} + \frac{\partial C_m^+}{\partial z} + \gamma_m C_m^+ = 0; \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

Щільність струму пучка електронів $\vec{j}(r, t) = \sum_{i=1}^N q_i \vec{v}_i(r, t)$ визначається у результаті траєкторного аналізу, з урахуванням у правій частині

високочастотного електричного поля синхронного з пучком електронів та магнітного поля що фокусує.

На рис. 3.1 продемонстровано залежності частоти вихідного випромінювання від напруги пучка електронів для клинотронів у діапазонах робочих частот 178-200 ГГц та 340-360 ГГц.

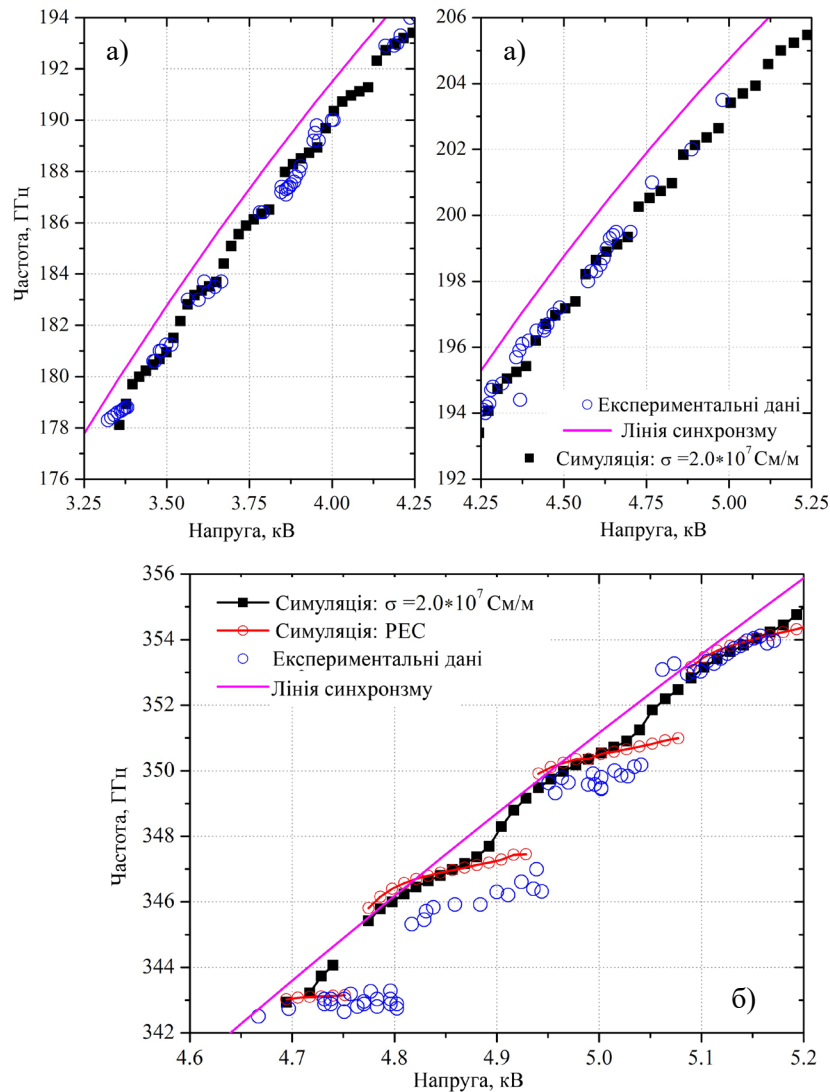


Рисунок 3.1 – Залежність частоти випромінювання від напруги що прискорює для 200 ГГц клинотрону (а) та 350 ГГц клинотрону (б). Лінії, що відповідають умовам синхронізму, отримані шляхом моделювання [38,62].

Абревіатура PEC розшифровується як “perfect electric conductor”

Результати чисельного моделювання мають добре узгодження з експериментальними даними. Як можна побачити на рис 3.1, чорні лінії, що

демонструють залежність частоти генерації від напруги, що прискорює, мають плавний характер, тобто одна зона генерації плавно переходить у іншу.

За результатами проведених експериментальних досліджень та моделювання з урахуванням кінцевої провідності електродинамічної системи, що сповільнює рух хвилі, а також враховуючи багатомодовий склад коливань та наявну взаємодію між ними, можна побачити розділені зони генерації, що відповідають різним резонансним модам, які мають різну крутизну частотної характеристики S_U . На рис. 3.1(б) продемонстровано ефект високочастотних омичних втрат, шляхом порівняння результатів симуляцій з урахуванням втрат та у разі ідеального випадку. Для першого випадку, відповідно до [21], електрична провідність σ системи, що сповільнює рух електромагнітної хвилі, була 2×10^7 См/м. На рисунку можна помітити, що збільшення високочастотних омичних втрат призводить до послаблення розділення зон генерації та нахилу частотної характеристики S_U . Раніше два клинотрони з робочими діапазонами від 280 до 405 ГГц досліджувались у [30,38]. Порівнюючи отримані результати, можна зробити висновок, що нахил частотної характеристики S_U може змінюватись від декількох МГц/В до десятків МГц/В, що в основному залежить від відбиття хвиль від області колектору, що в моделюванні досягається зміною фази відбиття хвиль, змінюючи положення поршню. На крутизну дисперсійної характеристики впливають відбиття, що описуються як S-матрицею в області Т-образного з'єднання вихідного хвилеводу зі сторони електронної гармати, так і S-матрицею в області колектора на протилежному боці [20].

Було розглянуто два випадки крутизни дисперсійних залежностей S_u , що отримано для різних параметрів відбиття хвиль від області колектору, як наслідок Q-фактору мод резонатора, що визначаються з S- матриць [20].

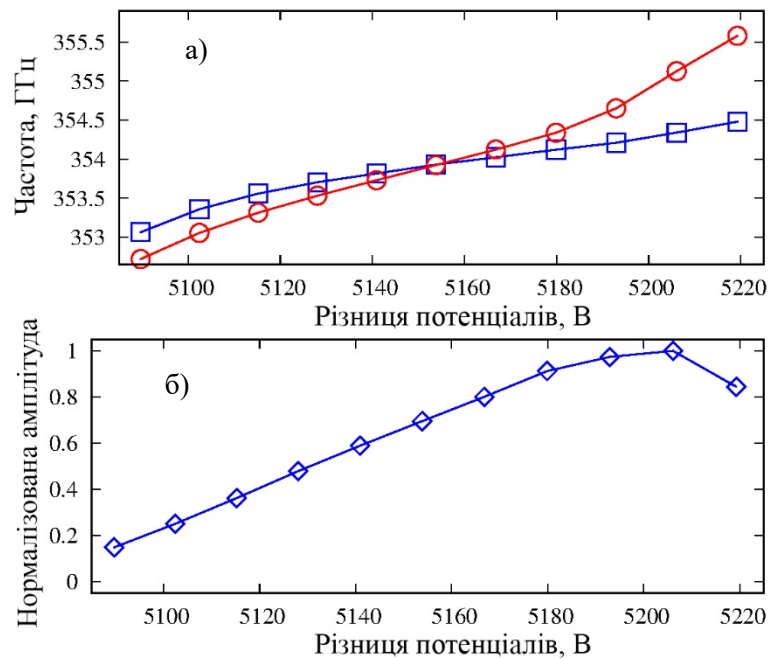


Рисунок 3.2 – Типові частотні залежності(а) та амплітудний розподіл(б) у клинотроні. Квадрати – випадок з сильнішою резонансністю, кола – слабкішою резонансністю

На рис. 3.2(а) продемонстровано результати моделювання для випадку з сильнішими резонансними властивостями, у результаті чого отримана крутизна частотної характеристики складає $S_U = 6-20$ МГц/В. У той час як у другому випадку параметр крутизни дисперсійної залежності дорівнював $S_U = 15-35$ МГц/В. Мінімальне значення S_U відповідає центру зони генерації, а максимальні значення – краям. Відповідна амплітудна залежність для випадку сильних резонансних властивостей продемонстровано на рис. 3.2(б), однак зауважимо, що характер амплітудної залежності у випадку слабких резонансних властивостей подібний. Також необхідно додати, що частотні залежності від напруги, що прискорює стрічковий потік електронів, мають деякі гістерезисні властивості. Тобто робочі параметри приладу, а також характер зміни частоти та потужності випромінювання будуть змінюватись при переході від однієї зони генерації до іншої, у залежності від напрямку переходу, тобто збільшуючи чи зменшуючи напругу, що прискорює електрони. Дані зони генерації дозволяють використовувати прецизійне

налаштування частоти генерації у межах однієї зони, а також проводити дослідження, що потребують зміни частоти із часом. Як було показано для ТГц клинотронів, ширина однієї зони генерації сягає декількох ГГц, що дозволяє впровадження методів радіолокації з частотною модуляцією [66]. Не враховуючи наявності подібних зон генерації, генератор має широкий діапазон електронного перестроювання частоти, що також дозволяє застосовувати генератори у дослідженнях, що засновані на методах ступеневої зміни частоти [67].

Для подальшого дослідження впливу пульсації напруги, що прискорює пучок електронів, на спектральні параметри випромінювання, які отримано з розробленого джерела живлення [54], вимірювались за допомогою RC кола та цифрового осцилографу з дискретизацією 10^9 вибірок за секунду під час роботи клинотрону. Самі пульсації продемонстровано на рис. 3.3.

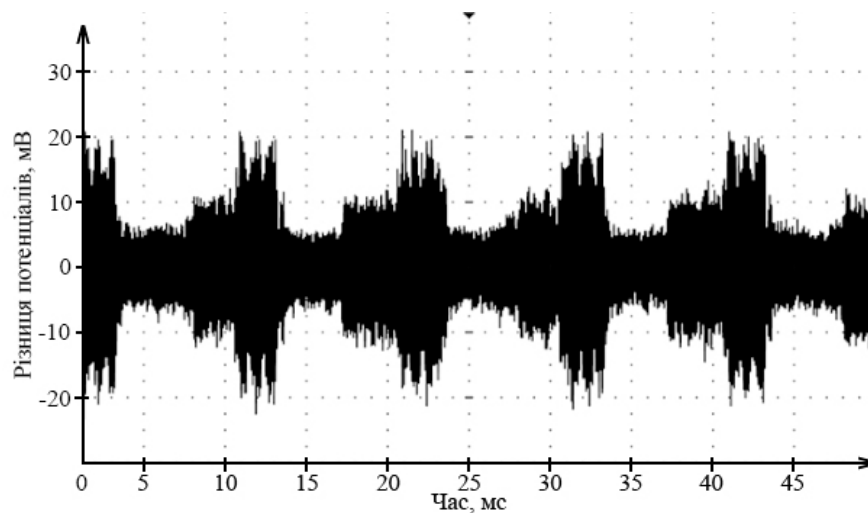


Рисунок 3.3 – Пульсації напруги що прискорює виміряні під час роботи клинотрону, рівень напруги $U = 4,28$ кВ, та струм пучка $I = 150$ мА

Найкращім отриманим значенням стабільності високовольтної напруги, що прискорює, було 5×10^{-6} . Розроблене джерело дозволяє змінювати

амплітуду напруги, що прискорює, задля дослідження впливу залежності ширини спектральної лінії випромінювання від ΔU .

Як можна побачити з залежності напруги, що прискорює електрони, у залежності від часу – основні коливання відбуваються на частоті перемикання силових транзисторів, що живлять трансформатор, що підвищує напругу, а також її похідні гармоніки. Виходячи з частотних та амплітудних параметрів сигналу прискорювальної напруги (рис 3.3), можна промоделювати вклад, що вносить подібна нестабільність живлення у спектральні параметри НВЧ випромінювання генератора. Для цього необхідно отримати спектральну щільність сигналу напруги, що прискорює, та поєднати із отриманими дисперсійними залежностями систем, які надають інформацію щодо величини параметру крутизни S_u системи [52].

Ці два явища залежать лише від методів вимірювання, а саме – параметрів апаратури – аналізатора спектру та її налаштування, тому як розглядаючи миттєвий спектр, за умови, що час інтегрування наближається до нескінченності, можна отримати зсув частоти генерації, що викликано нестабільністю напруги, що прискорює. Коли відома залежність напруги від часу $U(t)$, амплітуди $A(U)$ та частоти $F(U)$, часова реалізація електромагнітного сигналу $A(t)$ може бути представлена як:

$$A(t) = A(U(t))e^{j \int \omega(U(t)) dt}, \quad (12)$$

де $\omega = 2\pi F$. Таким чином Фур'є перетворення для $A(t)$ надає спектральну щільність електромагнітного сигналу

$$S(F) = S(F_0 + \Delta F), \quad (13)$$

де F_0 центральна частота генерації у разі відсутності пульсацій напруги що прискорює $\Delta U = 0$. Розрахована спектральна щільність потужності для двох значень ΔU та S_U продемонстровано на рис. 3.4 для пульсацій форма яких наведена на рис. 3.

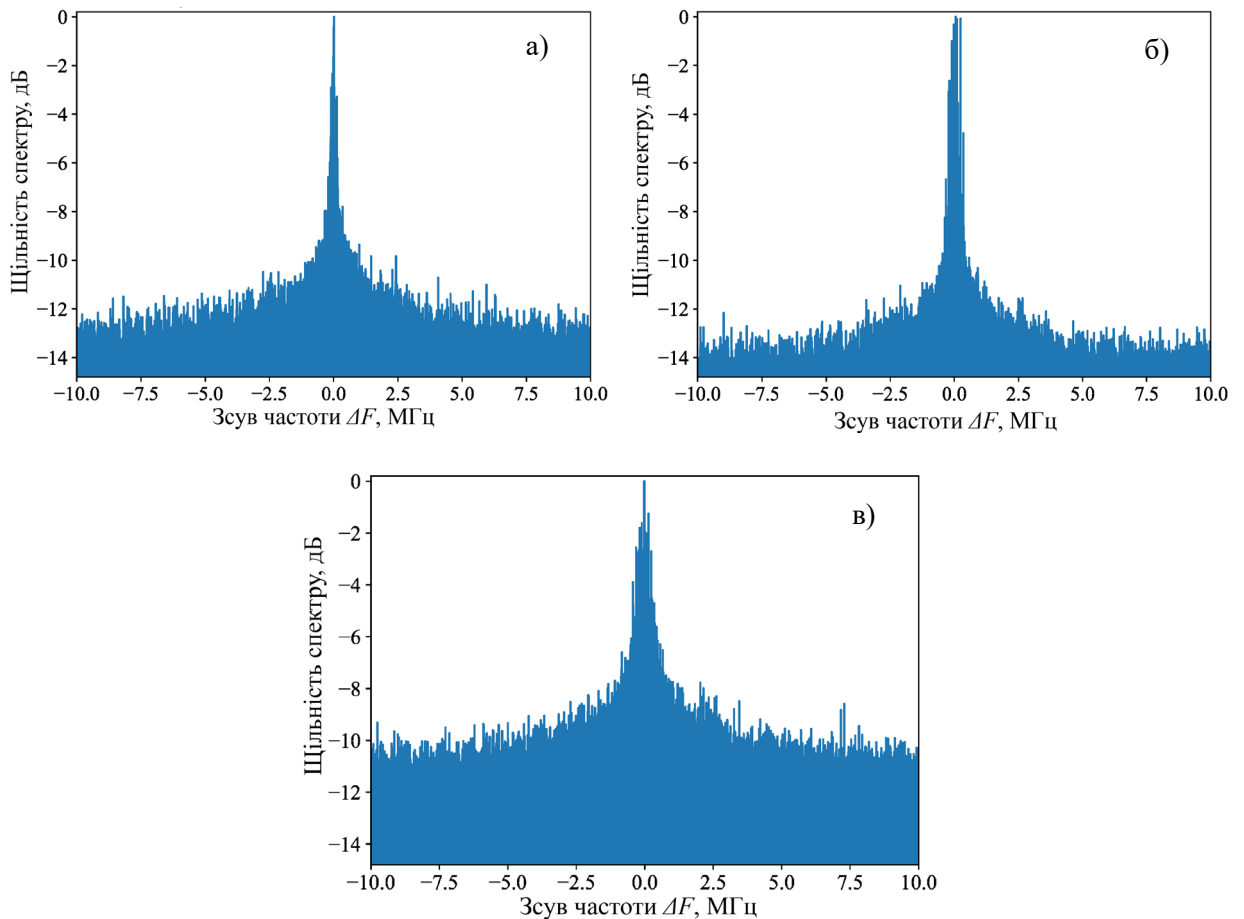


Рисунок 3.4 – Спектр випромінювання що розраховано навколо центральної частоти $F_0 = 354$ ГГц: (а) $\Delta U = 20$ мВ, $S_U = 6,5$ МГц/В, $\delta = 0,11$ МГц; (б) $\Delta U = 20$ мВ, $S_U = 32,2$ МГц/В, $\delta = 0,43$ МГц; та (в) $\Delta U = 200$ мВ, $S_U = 6,5$ МГц/В, $\delta = 0,61$ МГц

Чисельні результати отримані шляхом накладання щільності спектру на розраховану дисперсійну характеристику системи. Спектральна лінія розширюється зі збільшенням як ΔU так й S_U , що зумовлено як частотною $F(U)$ так й амплітудною $A(U)$ модуляціями.

Підсумовуючи результати моделювання різних значень ΔU та S_U та експериментально отримані параметри, можна відобразити, як ширина спектральної лінії залежить від величини нахилу частотної характеристики, що продемонстровано на рис. 3.4 для декількох значень ΔU .

Слід відмітити, що у даному випадку розглядався вплив на спектральну лінію тільки величини пульсацій напруги, що прискорює. Дані спектральні характеристики були розраховані для середини зони генерації (що відповідає

5155 В на рис. 3.2). Оскільки S_U стає більшою на краях зон генерації, ширина спектральної лінії буде збільшуватись у цих місцях. Як видно з рис 3.11, для пульсації $\Delta U < 500$ мВ експериментальні дані та результати моделювання сильно різняться через переважання впливу інших ефектів. У зворотному випадку, коли величина рівня пульсацій напруги, що прискорює, перевищує $\Delta U > 500$ мВ, у цьому разі дані збігаються добре, через значний вплив саме пульсацій напруги, що прискорює електрони. Для прикладу, типовим значенням рівню стабільності для комерційного джерела живлення, складає 5×10^{-4} [68]. Якщо обидва фактори значні, нахил частотного параметру і величина пульсацій, це може привести до розширення спектральної лінії більш ніж до 20 МГц на рівні -3 дВ. Наприклад, подібні випадки були експериментально продемонстровані в клинотронах безперервної дії на 200 ГГц [69] і на 300 ГГц [30].

3.2 Експериментальне дослідження спектральних параметрів випромінювання клинотронів мм та суб-мм діапазонів

ТГц клинотрони зазвичай працюють із напругою, що прискорює потік електронів у діапазоні від 2,5 до 5,5 кВ та струмі пучка до 200 мА. Стрічковий електронний потік у ТГц клинотронах фокусується постійною магнітною системою з напруженістю поля близько 1 Тл. Важливим етапом підготовки клинотрону до роботи є його юстування у магнітній системі з неоднорідним полем, що фокусує потік електронів. Для детектування наявності випромінювання та оцінки зон генерації використовується щадний режим роботи, у якому подається не постійне напруження, а напівперіодний режим, задля усунення можливості високовольного пробою. У такому режимі роботи за допомогою детектора на основі діода Шотткі можна побачити зони генерації у формі часової реалізації амплітуди напруги на

детекторі. При перерахуванні за умови поточного значення рівня напруги та додаткових вимірювань частоти, можна оцінити ширину кожної зони генерації. Наприклад, результати моделювання, що проводилось для клинотрону на 200 ГГц, продемонстровано на рис 3.5. Також для експериментальних досліджень частотних характеристик клинотрону необхідно додаткове вимірювання робочої частоти, ширини спектральної лінії, крутизни зміни частоти, а також Q – фактору робочої моди. З рисунку можна побачити, що резонансні моди, які збуджуються у даній системі, як відокремлені одна від одної, так й мають у деяких випадках області перекриття.

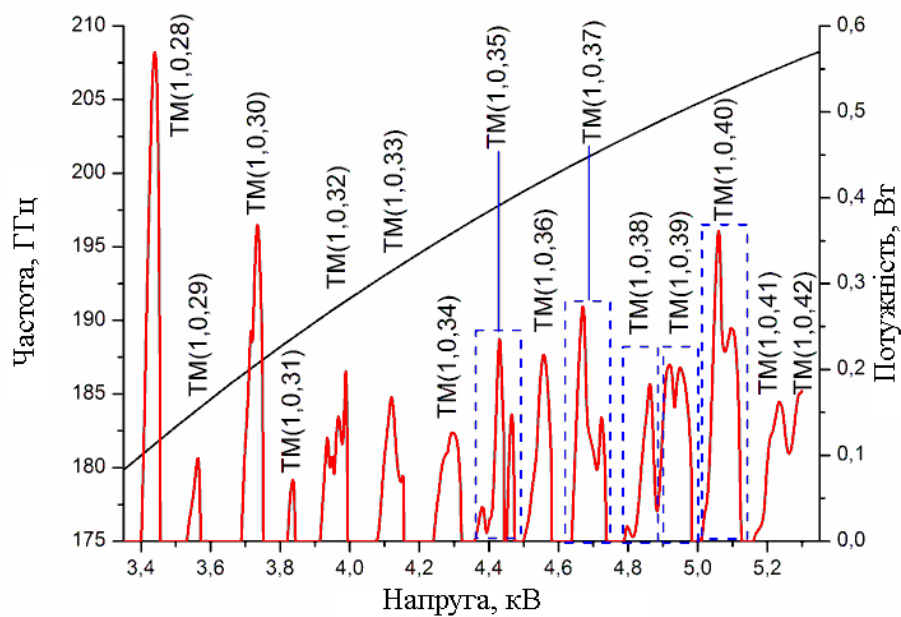


Рисунок 3.5 – Вихідна потужність клинотрону безперервної дії з центральною частотою у 200 ГГц (червона лінія), а також розрахована за наближення до лампи зворотної хвилі дисперсійна характеристика системи (чорна лінія)

Такий характер залежностей можна побачити також у результаті експериментальних досліджень за допомогою методики, що описано вище, із

застосуванням режиму напівперіодної напруги, що прискорює електрони, як показано на рис 3.6, де верхня лінія – рівень напруги, що прискорює потік електронів, а нижня – сигнал з детектора, що фіксує випромінювання прибору. Слід зазначити, що форма сигналу на детекторі залежить від напрямку зміни напруги, що прискорює електрони, тобто зростання чи зменшення рівня.

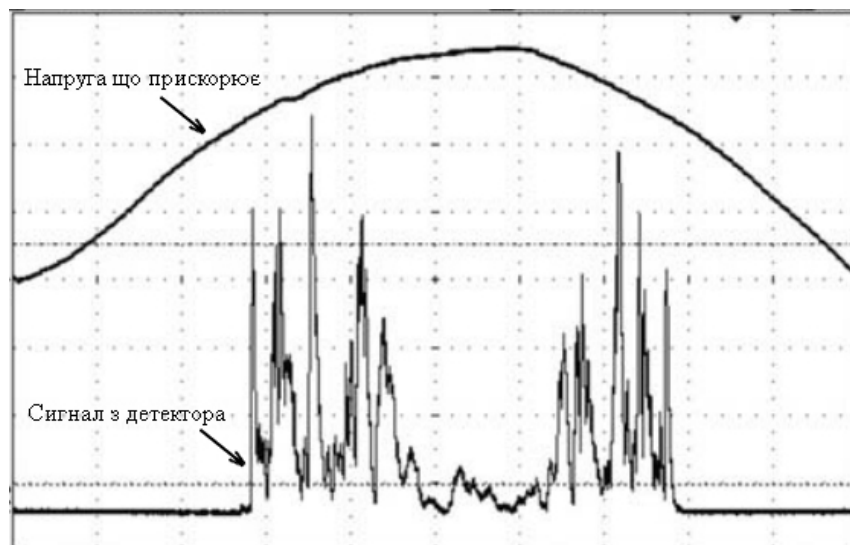


Рисунок 3.6 – Сигнал на детекторі, що відповідає збудженню випромінювання, та рівень напруги, що прискорює електрони пучка у 200 ГГц клинотроні

Надрозмірні електродинамічні системи клинотронів також використовуються разом з неоднорідними системами що сповільнюють [20]. Дане рішення дозволяє зменшити вплив омичних втрат у ТГц діапазоні за рахунок взаємодії не тільки з поверхневою хвилею, як вказано на рис. 3.7 [20]. А також дає можливість оптимізації виводу енергії з системи.

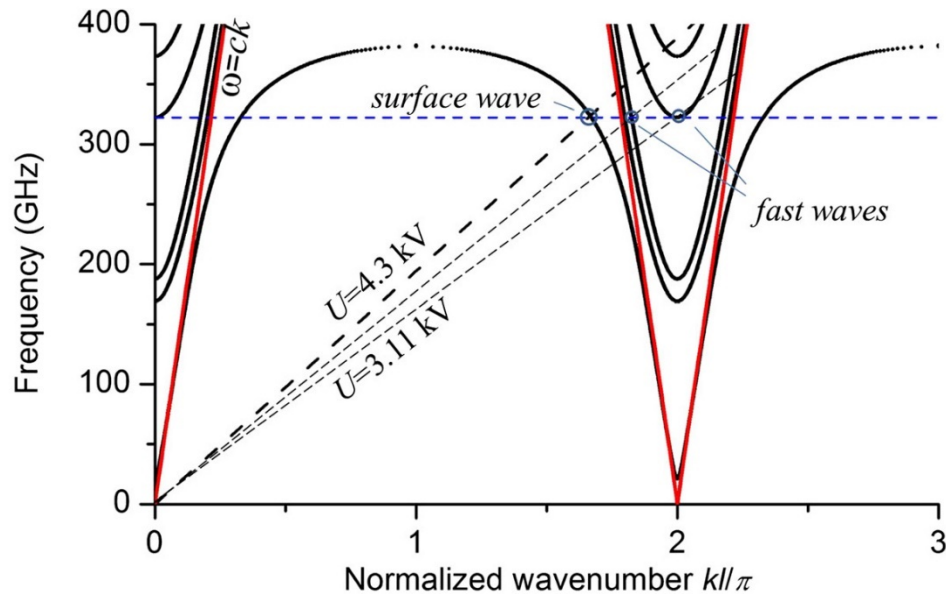


Рисунок 3.7 – Дисперсійні параметри системи що сповільнює хвилі для клинотрона з неоднорідною гребінкою на 300 ГГц

У експериментальних дослідженнях параметрів випромінювання клинотрона необхідно застосовувати систему рідкого охолодження з регулятором температури з малою інерційністю для максимального зменшення ефектів, окрім впливу напруги, що прискорює. Як було показано у роботі [70], осадження стрічкового потоку електронів на електродинамічну систему, що сповільнює рух хвилі, типу гребінка, може призводити до зміни геометричних розмірів системи, і, як наслідок, впливати на дисперсійну характеристику системи. Зокрема, осадження електронного пучка у 300 ГГц клинотроні може призводити до зміни висоти ламелей гребінки, що у розрахунках дорівнює близько 0.7% від загальної довжини без впливу стрічкового пучка електронів. При цьому значення потужності інтенсивного потоку електронів дорівнює 700 Вт, що призводить до підвищення температури на гребінці до рівня 363 К. Таким чином, через залежність частоти генерації від напруги, що прискорює, відповідно зсув частоти також залежить від напруги, що прискорює, у зв'язку зі зміною потужності пучка, як продемонстровано на рис 3.8. Таким чином, було отримано значення зсуву

у 39 МГц у зоні низьких частот та 122 МГц у області високих частот для клинотрона з центральною частотою генерації у 300 ГГц.

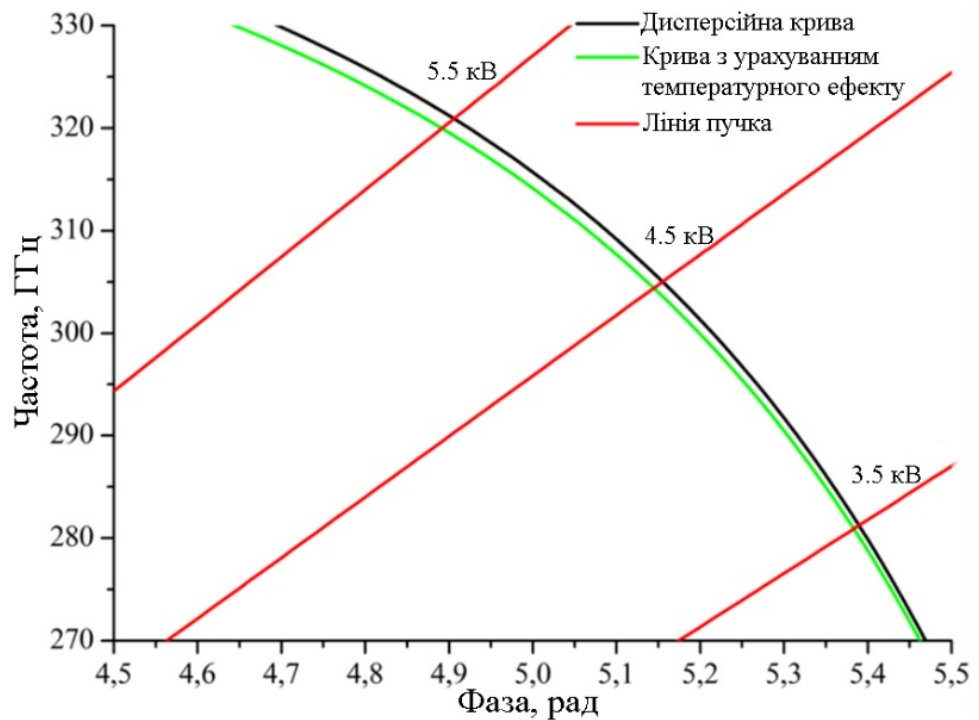


Рисунок 3.8 – Дисперсійні параметри «холодної» системи клинотрона на 300 ГГц позначена чорною лінією, зеленою з урахуванням енергії стрічкового пучка електронів

Фотографія експериментальної установки для дослідження ТГц клинотронів представлена на рис. 3.9. Для контролю пульсацій прискорювальної напруги, схеми джерела високовольтного живлення та джерела живлення розжарювання (ДЖР) були розділені на незалежні частини, як показано на блок-схемі системи, що зображено на рис. 3.10. Під час вимірювань спектральних характеристик випромінювання, вимірювання вихідної потужності клинотрона були виконано за допомогою вимірювача потужності VDI Erickson PM4.

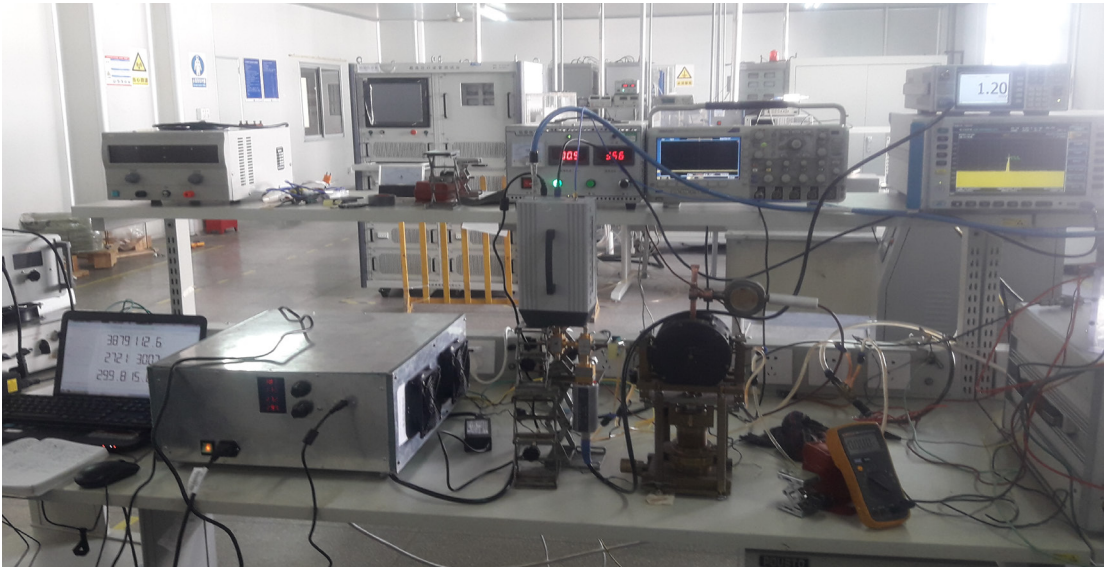


Рисунок 3.9 – Фотографія експериментальної установки для дослідження випромінювання клинотрону

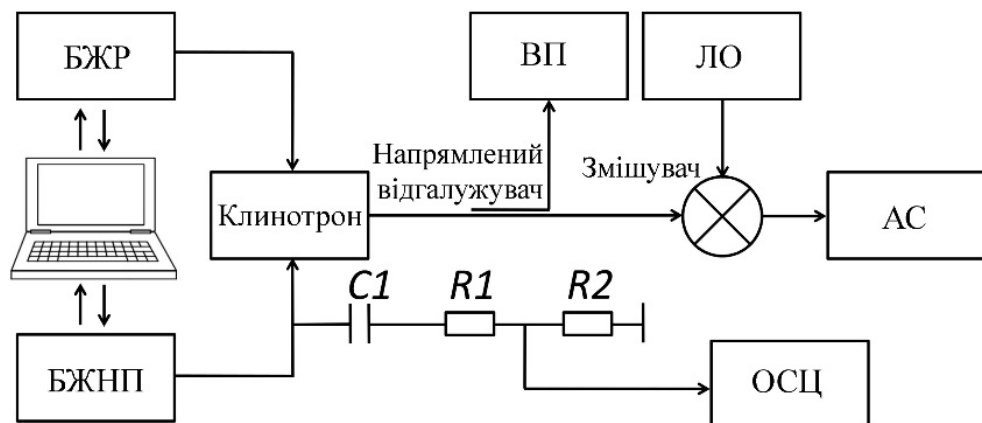


Рисунок 3.10 – Схема експериментальної установки: БЖНП – Блок живлення напруги, що прискорює, БЖР – блок живлення розжарення, ЛО – локальний осцилятор, АС – аналізатор спектру, ОСЦ – осцилограф, ВП – вимірювач потужності. Коло вимірювання напруги $C1 = 100$ нФ та $R1+R2 = 55$ кОм

Слід зазначити, що власне джерело живлення напруги, що прискорює електрони пучка, засновано на широтно-імпульсному модуляторі з частотою 30 кГц, ДЖР (100 кГц) та інші допоміжні блоки живлення (25–60 кГц), що складають більшу частину пульсацій напруги, що прискорює, та призводять до розширення лінії спектру випромінювання, що продемонстровано на рис. 3.11.

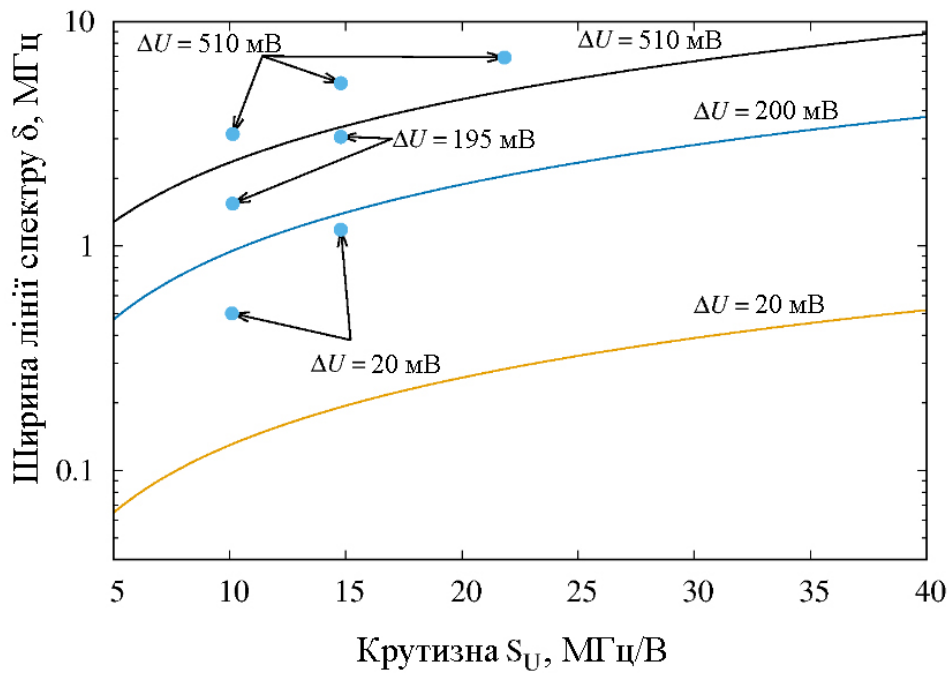


Рисунок 3.11 – Ширина спектральної лінії δ як функція крутизни S_U у разі різних значень пульсацій ΔU : результати представлені на рівні -3 дБ (лінії); експериментальні результати для 350 ГГц клинотрона безперервної дії (кола)

Також дуже важливою частиною експерименту є саме вимірювання спектральних характеристик випромінювання, що має власні особливості, які потрібно враховувати. Роздільна здатність, тобто здатність розділити дві сусідні спектральні лінії – найважливіша метрологічна характеристика аналізатора. З загального положення вимірювання спектральних характеристик відомо, що чим більша роздільна здатність аналізатора, тим більше часу потрібно для аналізу сигналу через вплив перехідних процесів у

самому приборі. Оскільки у принципі роботи аналізаторів спектру випадкових процесів полягає визначення спектру, що має усереднення за часом, наприклад:

$$G(\omega) = \frac{1}{\pi} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} |S_T(\omega)|^2, \quad (14)$$

де $S_T(\omega) = \int_0^T \xi(t) e^{-j\omega t} dt$ – поточний спектр реалізації, а величина $|S_T(\omega)|^2$ передає поточний спектр енергії, що виділяється процесом $\xi(t)$ за час T , а величина $\frac{1}{\pi T} |S_T(\omega)|^2 = G_T(\omega)$ є спектральною щільністю середньої за час T потужності процесу $\xi(t)$. Як $|S_T(\omega)|$, так й $G_T(\omega)$ – випадкові величини. Лише за умові границі G_T сходиться до G , тобто $G(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} G_T(\omega)$. Оскільки під час експерименту величина T є скінченною та має певне значення, як результат одного підходу отримується випадкова величина $G_T(\omega)$, яка відрізняється від справжнього значення $G(\omega)$, якщо випробування однієї самої тривалості T повторюється багато разів, то у граничному випадку можна отримати справжній спектр, як $G(\omega) = M G_T(\omega)$. Також необхідно враховувати наявні похибки вимірювання, тобто відхилення спектру, що виміряно, від його істинного значення. Також слід відмітити, що форма та фактор форми полоси фільтру роздільної здатності також мають велике значення у дослідженні спектральних характеристик. Зазвичай у більшості аналізаторів фактор форми становить 3 dB, що складає 50% від максимуму, а форма являє собою Гаусіан.

Експериментальне дослідження спектральних характеристик випромінювання клинотронів були проведені в діапазоні частот від 150 до 400 ГГц за допомогою аналізаторів спектру Anritsu MS710C, Agilent E4408B і AV4051; гетеродин серія Agilent N5183A; гармонічний змішувач VDI серія WR-2,8; і модулі серії AV82407D, AV82407R. Виміряні спектри випромінювання 200 ГГц клинотрона безперервної дії у випадку стабільності напруги пучка у 2.5×10^{-4} показані на рис. 3.12(a).

Вихідна потужність клинотрона становила 500 мВт за рівнем напруги, що прискорює, 4800 В і струму пучка 140 мА. Спектр 300 ГГц клинотрона безперервної дії у випадку таких само пульсацій напруги, що прискорює електрони, показаний на рис. 3.12(б). Вихідна потужність клинотрона на частоті 300 ГГц становила 100 мВт. Спектри клинотронів безперервної дії у випадку стабільності напруги що прискорює у $2,5 \times 10^{-6}$ навколо центральних частот: (а) $F_0 = 205,9$ ГГц і (б) $F_0 = 300,82$ ГГц у випадку ріння прискорювальної напруги 4900 В і струмі пучка 150 мА. Як можна помітити з наведених характеристик, при сталому рівні пульсацій ширина лінії спектру відрізняється через різну крутизну дисперсійних характеристик випробуваних приладів.

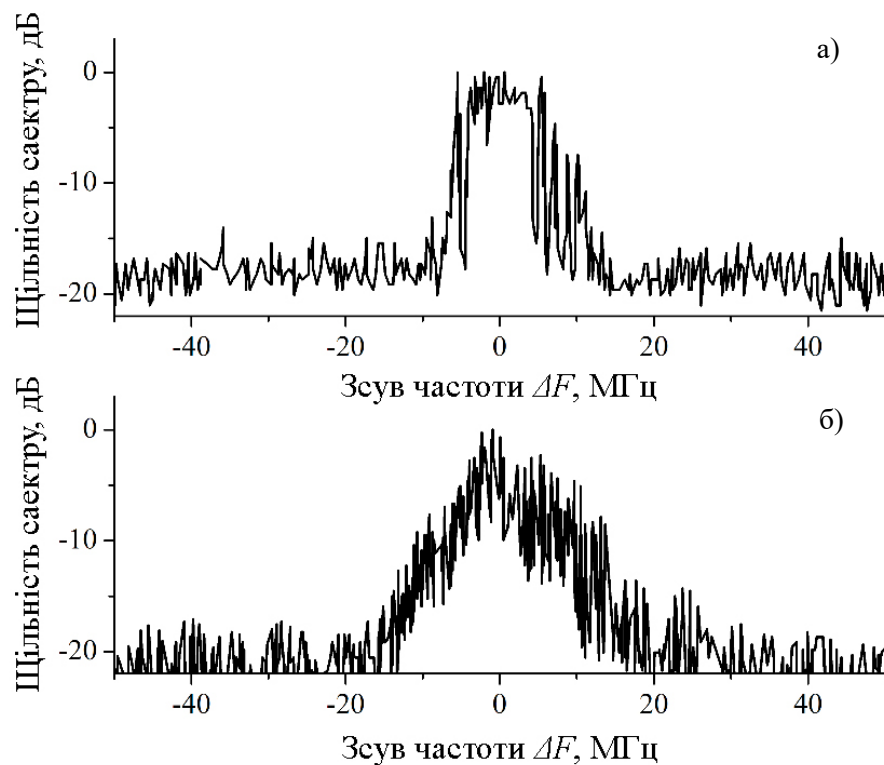


Рисунок 3.12 – Спектральні параметри випромінювання клинотрону безперервної дії при стабільності напруги що прискорює у $2,5 \times 10^{-4}$ на центральних частотах у $F_0=205,6$ ГГц (а) та $F_0=300,82$ ГГц(б)

Результати вимірювань спектра клинотрона безперервної дії з шириною лінії 0,5 МГц (при -3 дБ) на 353,8 ГГц показано на рис. 3.13. Під час вимірювань вихідна потужність становила 45 мВт випадку прискорювальної напруги 5,1 кВ і струмі пучка 135,7 мА.

Спектр випромінювання з максимальним значенням вихідної потужності 100 мВт при рівні напруги що прискорює у 4,9 кВ і струмом пучка 135 мА показано на рис. 3.14.

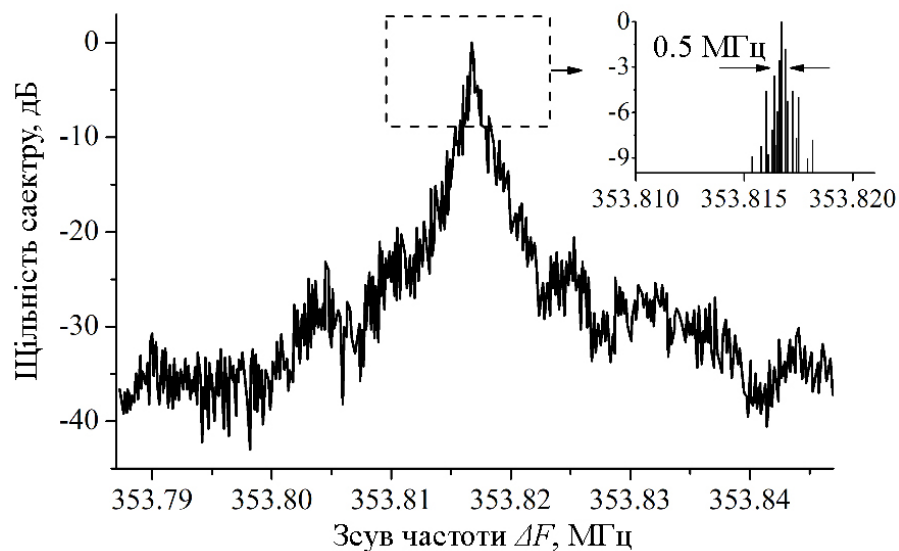


Рисунок 3.13 – Спектр випромінювання 350 ГГц клинотрона безперервної дії на центральній частоті 353,817 ГГц, стабільність напруги що прискорює 5×10^{-6} , потужність випромінювання 45 мВ, $U = 5116$ В, $I = 135,7$ мА

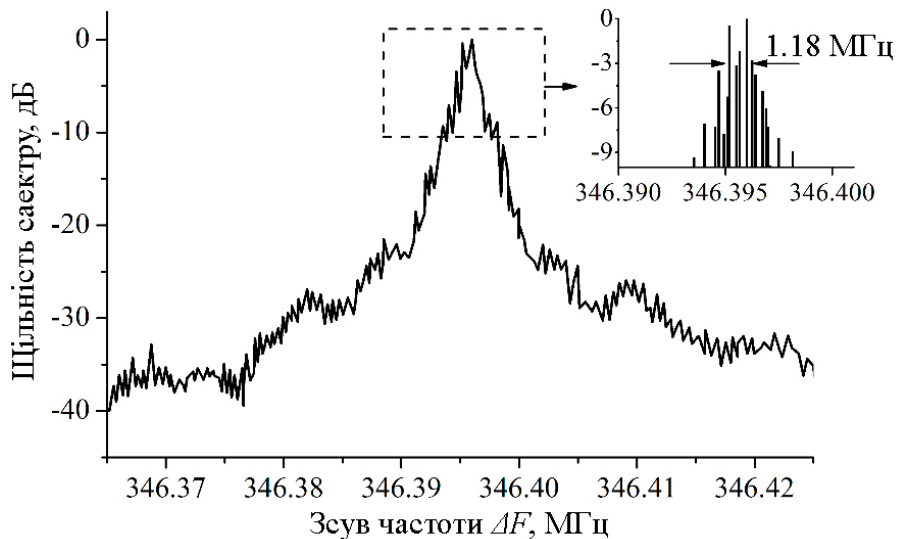


Рисунок 3.14 – Спектр випромінювання 350 ГГц клинотрона безперервної дії на центральній частоті 346,395 ГГц, стабільність напруги що прискорює 5×10^{-6} , потужність випромінювання 100 мВ, $U = 4916$ В, $I = 135$ мА

Слід відмітити, що з підвищенням рівня потужності НВЧ випромінювання генератора, незалежно від рівню пульсацій та величини струму пучка електронів, спостерігається розширення спектральної лінії сигналу, що генерується.

В експериментальних дослідженнях ширина лінії випромінювання 1,18 МГц (при -3 дБ) на центральній частоті 346,4 ГГц була досягнута у разі пульсацій напруги джерела високовольтного живлення близько 20 мВ і довгострокова стабільність напруги була кращою ніж 5×10^{-6} . У той же час за результатами експериментів отримана ширина лінії спектру була приблизно 5 МГц на 350 ГГц у випадку пульсацій напруги рівня 500 мВ і струму пучка 140 мА (рис. 3.11).

3.3 Частотна нестабільність випромінювання, що викликана флуктуаціями струму пучка

Для вивчення фізичних процесів у цілому, що відбуваються у ЕВП, а також покращення вихідних параметрів, корегування конструкції, дуже велике значення має результат аналізу характеристик пучка електронів, що зроблено під час роботи прибору. Для цього потрібно мати як можна найбільше даних о властивостях потоку у статичних та динамічних режимах. У робочих умовах потік електронів пульсує відносно деякої рівноважній напівтовщини. Першорядне значення для проведення аналізу мають такі характеристики пучка як геометричні розміри, траєкторія руху електронів над системою, що сповільнює, амплітуда та довжина хвилі пульсацій, розподіл щільності струму у поперечному перерізі, а також велике значення має розподіл швидкостей електронів. Флуктуації струму пучка електронів, що виникають під час роботи ЕВП під дією потенціалу, що прискорює, у 4500 В та струму 150 мА, який емітується з поверхні, що має розміри 2,5x0,15 мм, продемонстрована на рис. 3.15 (а,б). Флуктуації мають дуже багато причин, що тісно пов'язані між собою, у тому числі вони залежать від параметрів магнітної системи, що фокусує стрічковий потік електронів, таких як розподіл компонент магнітного поля системи, а також їх амплітудні значення.

Зазначені причини можуть привести як до додаткового розкиду електронів пучка за швидкістю, або до різного розподілу просторового заряду за перерізом пучка, а також до комбінування цих ефектів. Також флуктуації струму можуть зростати через нестабільності джерела живлення. Таким чином, у експерименті дуже складно однозначно виявити природу наявних флуктуацій струму. Для дослідження ефекту флуктуацій струму у клинотронах ТГц діапазону можна виразити нестабільність частоти df як:

$$df = S_I \cdot dI \quad (15)$$

де S_I є крутизною зміни робочої частоти генерації через варіації струму пучка. Параметр S_I демонструє узагальнюючий вплив усіх ефектів, що наявні під час роботи приладу. Флуктуації щільності струму пучка з високою питомою потужністю через вплив просторового заряду можна оцінити за результатами моделювання, як зображено на рис. 3.15(в).

Дослідження залежності спектральних характеристик випромінювання від струму стрічкового електронного пучка проводились на експериментальному макеті, схему якого було наведено вище. Досліджування проводились для міліметрового та терагерцового діапазонів. У ТГц діапазоні вимірювання проводились з використанням VDI WR-2.8 ЕНМ змішувача, який працює на шістнадцятій гармоніці, а також локального осцилятора Agilent N5183A та аналізатора спектру Anritsu MS710C. Напруга, що прискорювала електрони пучка, залишалась стабілізованою впродовж всього експерименту, величина пульсацій також залишалась сталою.

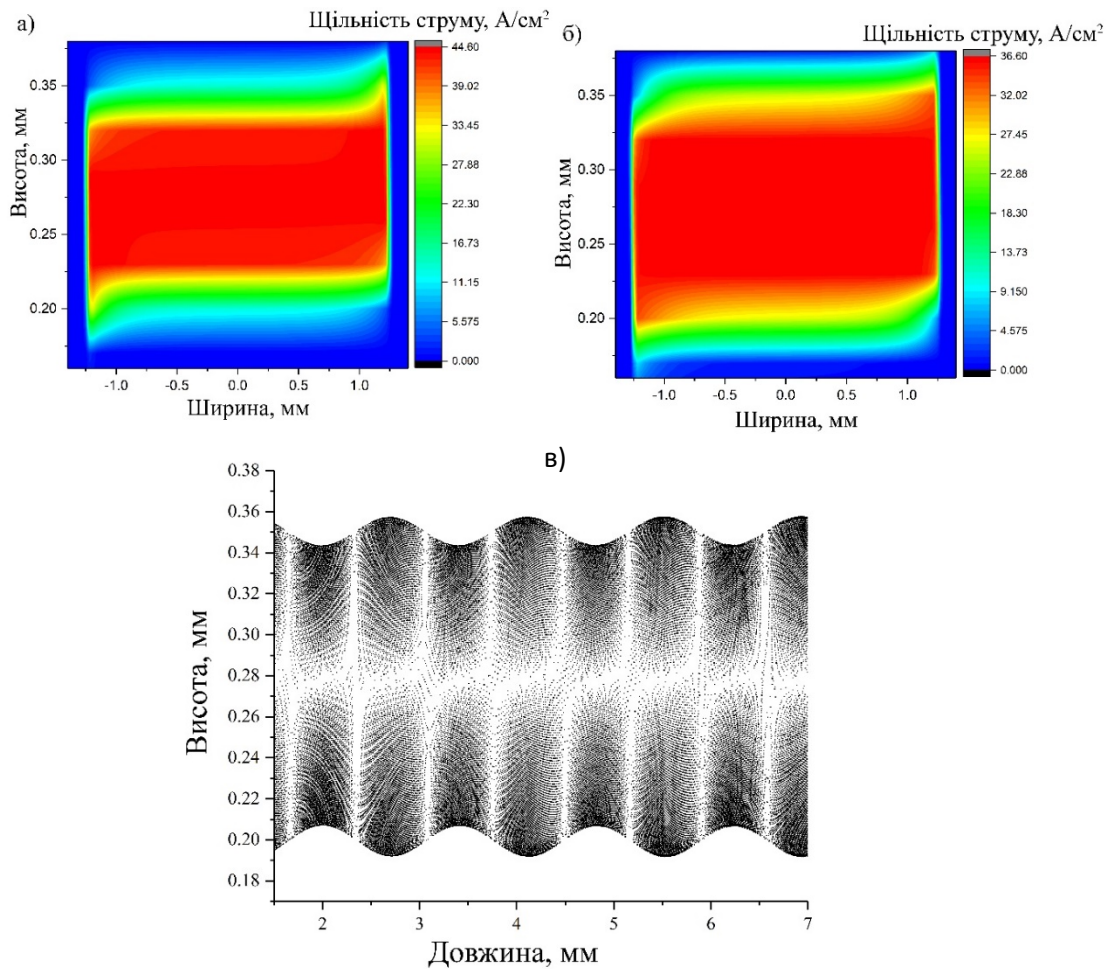


Рисунок 3.15 – Розподіл щільності струму пучка електронів: (а) – максимум щільності, (б) – мінімум щільності струму, (в) – поздовжній переріз розподілу електронів у пучку

Також були проведені дослідження спектрів клинотронів безперервної дії у діапазоні частот 25-37,5 ГГц, частотні залежності від струму пучка було досліджено експериментально за допомогою спектроаналізатора С4-27, як показано на рис. 3.16(а), та порівняно з результатами моделювання. Як можна побачити, у випадку роботи з клинотроном міліметрового діапазону дані експериментів мають добре узгодження з експериментально отриманими результатами. На відміну від цього, у разі розглядання результатів роботи ТГц клинотрона можна побачити деякі розбіжності між теоретичними та експериментальними даними, що можна об'яснити ефектами відбиття та трансформації хвиль у надрозмірному хвилеводі через

значне скорочення довжини робочої хвилі та сталі розміри електродинамічної системи типу гребінка у хвилеводі.

Зокрема, експериментальні дослідження проводилися з клинотронами стандартної конструкції, в яких ширина перерізу хвилеводу складає 7,2мм, а ширина гребінки дорівнює ширині стрічкового пучка електронів. Отримані дані можна описати за допомогою моделі лінійної регресії (рис. 3.16). Розрахований параметр крутизни S_I дорівнює близько 1,64 МГц/мА. Порівняння експериментальних даних та результатів чисельного моделювання клинотрона безперервної дії на 300 ГГц продемонстровано на рис. 3.16(б). Як можна побачити, параметр крутизни S_I значно збільшується для приладів ТГц діапазону і може сягати десятків МГц/мА. Експериментальні дані демонструють варіацію параметру S_I та перестроювання частоти під час роботи на одній робочій зоні генерації. Значення у 21 МГц/мА відповідає центральній частоті зони генерації, а 7-9 МГц/мА на нижньому та верхньому краях зони генерації.

Параметр S_I , що було отримано у результаті чисельного моделювання, має менше значення ніж той, що отримано у результаті експерименту, але разом з тим загальна поведінка розподілу параметру уздовж усієї зони генерації співпадає з експериментальними даними, що наведені на рис. 3.16(б). Отримана різниця може бути пояснена не тільки наявністю іонів та електронів вторинної емісії, що не враховуються у моделюванні, а також наявністю параметру крутизни S_U . Під час чисельного моделювання параметр S_I залежав тільки від ефекту просторового заряду та відбиття хвиль від границь системи типу гребінка.

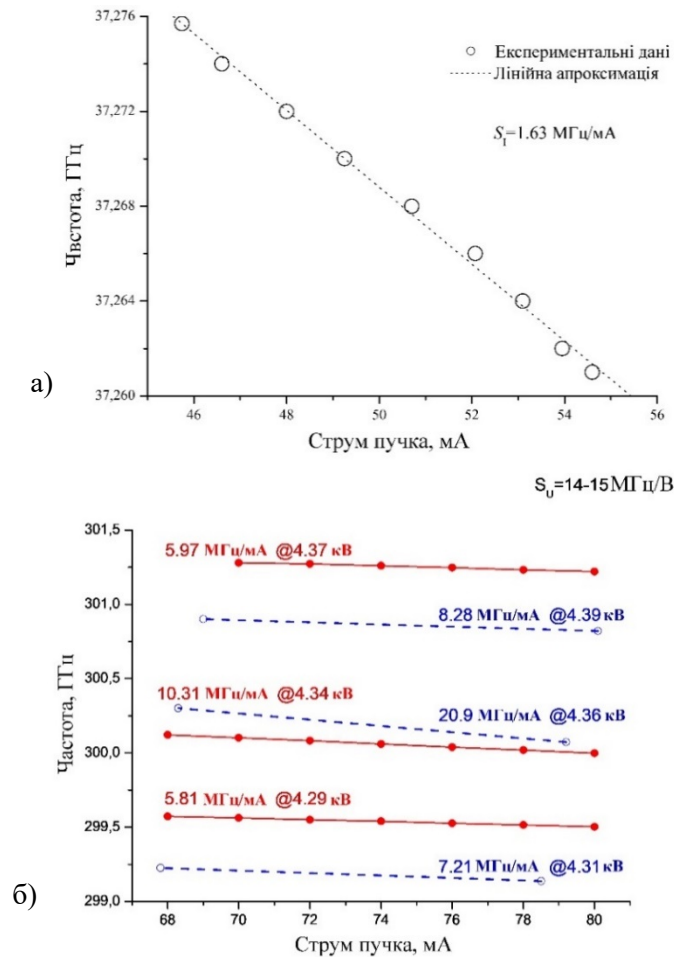


Рисунок 3.16 – Зміна частоти генерації через зміну струму пучка, що отримано експериментально для клинотрона безперервної дії на 37 ГГц (а) та клинотрона на 300 ГГц(б). Суцільні лінії (б) демонструють результати проведених чисельних симуляцій при урахуванні що $S_U = 14-15$ МГц/В

3.4. Експериментальне дослідження ширини спектральної лінії випромінювання клинотрона від параметрів пучка електронів

Розширення спектральної лінії випромінювання та наявність осциляцій з частотою, відмінною від центральної частоти спектру електромагнітного випромінювання, що збуджується у ЕВП (рис. 3.17), також залежить і від хаотичних хвиль густини електронного пучка. Причина подібних модуляцій – це вплив різноманітних шумів та випадкових процесів.

Окрім того, також можуть виникати періодичні модуляції у пучку електронів що викликані ефектами коливань іонів, вторинної електронної емісії та іонізаційно-релаксаційними осциляціями [71].

Іонні ефекти можуть виникати через наявність залишкових газів, що присутні у ЕВП після вакуумації. Також джерелом залишкових газів можуть бути молекули, що випаровуються з катода та колектору, а також з елементів електродинамічної системи у разі осадження електронного пучка. Потік електронів може іонізувати молекули залишкових газів, що призводить як до іонної компенсації просторового заряду у потоці, так і до отруєння катода, та зменшення електронної щільності пучка, а також ще до низки негативних явищ.

У клинотроні велика частина електронів пучка осаджується на систему, що сповільнює рух хвилі, що в свою чергу призводить до можливого виникнення вторинної емісії електронів. Оскільки таким чином система, що сповільнює рух хвилі, також є колектором у системі клинотрона, тож знизити вплив вторинних електронів стає дуже нетривіальною задачею, що складно розв'язати традиційними методами. Отримані таким чином вторинні електрони можуть бути причиною періодичних модуляцій. Виникнення осциляцій релаксації іонів потребує значної компенсації просторового заряду пучка за допомогою іонів, що може бути досягнене при тиску залишкових газів більше за 10^{-5} торр. Оскільки тиск залишкових газів у клинотронах зазвичай становить 10^{-7} - 10^{-8} торр, ефектом коливань, викликаних іонною релаксацією, можна знехтувати, однак слід зазначити, що ефекти коливань іонів та електронів вторинної емісії є переважаючими.

У дослідженнях спектру випромінювання клинотронів міліметрового діапазону було виявлено збудження випадкових коливань низької частоти у діапазоні 1,5-1,8 МГц, а також у діапазоні від 3,75 до 6,25 МГц, коли тиск залишкових газів у приладі не перевищував $P = 8 \times 10^{-5}$ торр. Амплітуда цих коливань -40 та -30 дВ, відповідно. Контроль тиску залишкових газів відбувається за допомогою іонізаційного манометру ЛМ-2 та титанового

геттерного насосу. Завдяки такому контролю було встановлено, що низькочастотні коливання (1.6 МГц) майже повністю зникають за тиску залишкових газів краще ніж 5×10^{-6} . Осциляції являють собою модуляції амплітуди та частоти. Сигнали-сателіти мають вигляд збудження викликаного вторинною емісією електронів, оскільки їх амплітуда спадає із зростанням струму пучка електронів. Також було помічено залежність амплітуди коливань низької та високих частот від якості юстування приладу у магнітному полі. Ефект, що описано вище, можна пояснити наступним чином. З одного боку електрони пучка можуть ініціювати як вторинну емісію електронів так й вихід молекул з поверхні системи що сповільнює хвилі.

Нерівномірний розподіл електронів вторинної емісії може привести до термічних зсувів елементів приладу [70] та до розфокусування пучка у цілому, таким чином емісія самих вторинних електронів може зменшитись. У результаті чого форма пучка електронів відновлюється та емісія вторинних електронів знову зростає, що й зумовлює виникнення самих коливань. У клинотроні застосовується пучок електронів, що нахилено до поверхні електродинамічної системи типу гребінка під кутом, який складає декілька десятих градуса, що є достатньою умовою до виникнення вторинної емісії.

Коефіцієнт вторинної емісії δ може бути знайдено за [72, 73]. Таким чином, коефіцієнт δ що розраховується для Cu та Ag, має значення від 0,75 до 1,33. У подібному наближенні розглядалась прискорювальна напруга пучка у 4000 В та у випадку різних кутів падіння від 0 до 90 градусів. З іншого боку, молекули, що випаровуються з поверхні гребінки, також можуть бути іонізовані пучком електронів. Оскільки електрони поступово осаджуються на гребінку, просторовий заряд пучка зменшується уздовж простору взаємодії та формується специфічне провисання електростатичного потенціалу, що зумовлює рух позитивно заряджених іонів до катоду та бомбардування його поверхні, яке викликає зменшення емісії, яке було розглянуто вище.

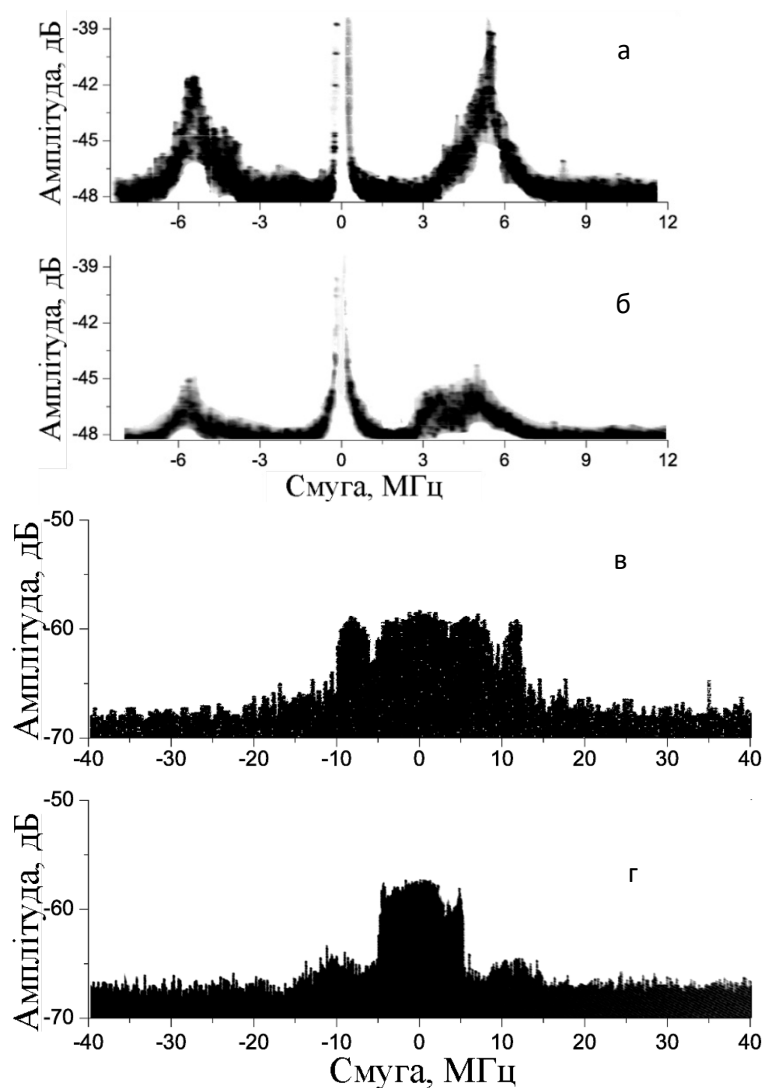


Рисунок 3.17 – Послаблення модуляцій низької частоти у разі зменшення струму пучка у 37 ГГц клинотроні (а) $I=30$ мА, (б) – $I=12$ мА. Спектр випромінювання 340 ГГц клинотрона отриманий при струмі пучка $I=134$ мА після 1 години роботи (в) та 4 годин роботи (г)

Паразитні модуляції вихідного сигналу випромінювання клинотрону також спостерігаються у магнітному полі, що фокусує, малої величини. При дослідженні залежності спектру випромінювання від величини магнітного поля, що фокусує, було встановлено, що якість спектра суттєво залежить від умов входу пучка у простір взаємодії [46, 47]. При змінненні значення індукції магнітного поля, що фокусує пучок, змінюється також ефективність взаємодії

пучка з ВЧ полем, у тому числі через зміну радіусу пульсацій пучка. Однак ця залежність має нелінійний характер, та у областях слабких магнітних полів окрім статичних пульсацій також починає впливати й динамічний зсув електронів.

Модуляції частоти та амплітуди вихідного випромінювання ВЕП також з'являються унаслідок періодичних модуляцій швидкості заряджених частинок, щільності заряду, а також варіації форми пучка. Між тим, хаотичні флуктуації вносять свій вклад у розширення спектральної лінії електромагнітного випромінювання.

Висновки до розділу 3

За результатами як теоретичного так і експериментального дослідження спектральних властивостей випромінювання клинотронів безперервної дії міліметрового та субміліметрового діапазонів було отримано залежності ширини спектральної лінії випромінювання від резонансних властивостей електродинамічної системи клинотронів. Було показано, що завдяки резонансним властивостям електродинамічних систем клинотронів міліметрового діапазону, які визначаються відбиттям поверхневої хвилі від неоднорідностей системи, що сповільнює рух хвилі, ширина спектральної лінії випромінювання на частотах нижче за 150 ГГц становить від десятків до сотень кГц, що визначається крутизною залежності робочої частоти від прискорювальної напруги. В той же час у діапазонах частот від 150 ГГц до 400 ГГц, де резонанси викликані в основному ефектами відбиття та трансформації хвиль у надрозмірних резонаторах, вплив пульсацій напруги електронного пучка на розширення спектральної лінії суттєво збільшується. Було показано, що резонансні властивості ТГц клинотронів, зумовлені відбиттям та трансформацією мод, забезпечують крутизну близько 10 МГц/В

і, отже, розрахунки показали спектральну ширину лінії 100 кГц у випадку стабільності напруги пучка у 10^{-5} . Експериментальні результати клинотронів безперервної дії діапазону частот 200–400 ГГц показали, що стабільність напруги пучка у 10^{-5} забезпечують спектральну ширину лінії близько 1 МГц. Для клинотрона безперервної дії діапазону частот від 310 ГГц до 360 ГГц на робочій частоті 346,4 ГГц з вихідною потужністю 100 мВт було продемонстровано ширину спектральної лінії 1,18 МГц, коли стабільність вихідної напруги високовольтного джерела живлення становила 5×10^{-6} . Оскільки у випадку стабілізації напруги пучка, кращої за 5×10^{-5} , розрахована ширина лінії набагато вужча, ніж експериментально спостережена, було зроблено висновок, що додаткові ефекти, такі як вплив іонів залишкового газу, поява вторинних електронів у результаті перехоплення електронного пучка структурою, що сповільнює рух хвилі, а також різноманітні шуми електронного пучка відіграють вирішальну роль у розширенні ширини лінії в клинотронах.

РОЗДІЛ 4

ВИКОРИСТАННЯ КЛИНОТРОНІВ У ЗАДАЧАХ ТГЦ ВІЗУАЛІЗАЦІЇ

Використання терагерцового випромінювання, електромагнітних коливань частотою від 100 ГГц до 10 ТГц, має певні переваги у порівнянні з традиційним мікрохвильовим випромінюванням та фотонікою. Застосування ТГц випромінювання привабливо не лише у наукових цілях, але також й для методів візуалізації у сферах безпеки, медичної діагностики, промисловості та інше. З одного боку, ТГц випромінювання має коротшу довжину хвиль, ніж мікрохвильове, що забезпечує більшу роздільну здатність. З іншого боку – методи оптичної діагностики можуть запровадити ще більшу прецизійність, однак випромінювання ТГц діапазону може проникати об'єкт що досліджується, що сприяє отриманню інформації щодо внутрішньої структури [8, 74, 75].

У доступних на зараз методах діагностики використовуються такі явища як рентгенівське випромінювання, ультразвук, оптичні та магнітно-резонансні методи. Незважаючи на усі відомі переваги, кожен з методів має свої недоліки, що обмежують його впровадження тим чи іншим чином. Як приклад, можна навести традиційну комп'ютерну томографію, що базується на рентгенівському випромінюванні, використання якого зобов'язує впровадження додаткових заходів безпеки щодо іонізації, тим самим обмежуючи періодичність проведення дослідження. Окрім того, рентгенівське випромінювання не дозволяє отримати контрастне зображення м'яких тканин без використання додаткових реагентів, для чого зазвичай застосовуються додаткові контрастні речовини [76]. Ще одним з різновидів досліджень у сенсі використання випромінювання, що іонізує, є позитрон-емісійна томографія (ПЕТ) [77], яка зазвичай комбінується з ядерно-магнітно резонансною [27] або комп'ютерною томографією [78]. Однак реалізація

візуалізації у реальному часі без застосування випромінювання, що іонізує, можлива за допомогою ультразвукових методів, обмеженням яких є необхідність знаходження об'єкту дослідження у рідкому середовищі [79]. Також методом, що дозволяє дослідження у реальному часі, є оптично-когерентна томографія, у основу якої покладено аналіз відбитого оптичного випромінювання від об'єкта, що досліджується. Через довжину хвилі порядку сотень нанометрів без додаткових труднощів можна отримати роздільну здатність у 10 мкм та менше [80], однак проникна здатність є обмеженою оптичними параметрами об'єкту дослідження. Підсумовуючи властивості зазначених методів, можна зазначити, що жоден з них не є універсальним. У той же час переваги ТГц випромінювання можуть зробити методи візуалізації більш придатними у деяких випадках та забезпечити додатковими даними. Найголовнішим обмеженням методу ТГц візуалізації є потужність джерела випромінювання у разі дослідження об'єктів із значним рівнем втрат енергії електромагнітних хвиль [81].

Використання ЕВП дозволяє значно розширити перелік об'єктів, що можуть бути використані у ТГц обстеженні через значно більші рівні потужності вихідного випромінювання. На відміну від напівпровідникових джерел електронно-вакуумні прилади можуть мати набагато більші розміри, як-то гіротрони, що є найпотужнішими джерелами ТГц випромінювання [44]. Як один з варіантів компромісу є компактні ЕВП, такі як лампи зворотної хвилі, лампи біжучої хвилі, генератори дифракційного випромінювання, клистри, оротрони, клинотрони та ін. Кожен з приборів має власні особливості роботи, такі як потужність випромінювання та ширина спектральної лінії, а також діапазон перестроювання частоти, що зумовлює можливості використання. ГДВ (оротрони) та клистри є резонансними приладами, в яких частота генерації зумовлена геометрією резонатора приладу, що істотно скорочує ширину діапазону електронного (швидкого) перестроювання частоти. З іншого боку, прилади на ефекті Вавілова-

Черенкова, такі як ЛЗХ, мають найбільший діапазон перестроювання частоти, що може досягати однієї октави, та достатньо вузьку ширину спектральної лінії випромінювання, однак у той самий час такі генератори забезпечують достатньо невеликі рівні потужності випромінювання. Обмеження у вихідній потужності ЛЗХ зумовлено експоненціальним спадом амплітуди поверхневої електромагнітної хвилі у напрямку від поверхні системи, що сповільнює рух, та, як наслідок, малими розмірами перерізу пучка електронів. Клиноотрон, як потужна модифікація ЛЗХ, також має переваги у вигляді достатньо широкого діапазону перестроювання частоти генерації, однак на відміну від ЛЗХ він має набагато більший за розмірами переріз пучка електронів, що може призводити до розширення спектральної лінії випромінювання, однак також істотно збільшує потужність випромінювання. Для демонстрації, як результат експериментальних перевірок випромінювання клиноотронів, що було виготовлено у інституті радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, було отримано частотні характеристики великої низки приладів, що підтверджує раціональність їх застосування у описаних вище методиках для вивчення матеріалів та середовищ, що мають великий коефіцієнт поглинання у обраному частотному діапазоні. У таблиці 2 [22] показано статистичні дані щодо приладів розроблених у інституті ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України [19].

Оскільки основний механізм ТГц візуалізації – це детектування різниці поглинання ТГц випромінювання об'єктом дослідження, що виникає внаслідок різниці діелектричних властивостей, тому якість отриманого зображення у тому числі залежить від діелектричного контрасту зразку [82].

Також слід враховувати, що середовища із сильним коефіцієнтом поглинання мають власні дисперсійні характеристики, тобто залежність від частоти випромінювання. Окрім того, коефіцієнт затухання має складну залежність від температури та вологості. На сьогоднішній день існує два

основних способи застосування ТГц випромінювання для побудови зображення: використання імпульсного та постійного режимів випромінювання [83].

Таблиця 2 – Статистичні дані експериментальної перевірки розроблених клинотронів

Назва	Частота, ГГц	Вихідна потужність, мВт
Clinotron-3	81 – 111	1000 – 5000
Clinotron-2	115 – 145	500 – 2000
Clinotron-1.5	165 – 230	200 – 800
Clinotron-0.95	272 – 333	50 – 250
Clinotron-0.85	315 – 360	50 – 100
Clinotron-0.75	340 – 405	20 – 50
Clinotron-0.55	425 – 545	5 – 10

В основному імпульсні системи ТГц візуалізації засновані на лазерах, що мають середній рівень потужності у сотні мВт та тривалість імпульсу у декілька сотень фемтосекунд [84]. Подібна тривалість імпульсів відповідає дуже широкому спектральному розподілу імпульсу, що дозволяє одночасно проводити аналіз на різних частотах. Подібна система обов'язково містить розгалужувачі променя, дзеркала та системи затримки. Саме ТГц випромінювання з'являється завдяки трансформації, що відбувається за допомогою фотопровідної антени. Після взаємодії ТГц променя з об'єктом, сигнал фіксується системою детектування. Застосування лінії затримки дозволяє детектування різних частин ТГц імпульсу, тобто увесь імпульс можна отримати у часовій області шляхом зміни параметру затримки. Подібний підхід доволі затратний з боку часу отримання даних, але дозволяє

отримувати інформацію про час проходження випромінювання, що необхідно для реконструкції внутрішньої структури об'єкту.

Системи візуалізації, що засновано на безперервному режимі випромінювання, можуть працювати як з випромінюванням зі сталою частотою, так й з сигналами що мають модуляцію за частотою [85, 86]. Стала частота випромінювання у рамках візуалізації дозволяє отримувати розподіл енергій, що проходить скрізь або відбивається, як проекції у площині об'єкту досліджень протягом короткого часу. Обидва методи, імпульсний та режиму постійного випромінювання, можуть бути реалізовані як для аналізу сигналу, що проходить крізь об'єкт, так й що відбивається від нього. Вочевидь, методика з вимірюванням відбитого сигналу широко застосовується у середовищах з високим коефіцієнтом поглинання[87].

У другому розділі даної роботи головна увага приділялась зменшенню рівню пульсацій напруги що прискорює для поліпшення частотних характеристик генератора. Дана ціль досягається за допомогою схеми стабілізації, що принципово зображено на рис. 4.1.

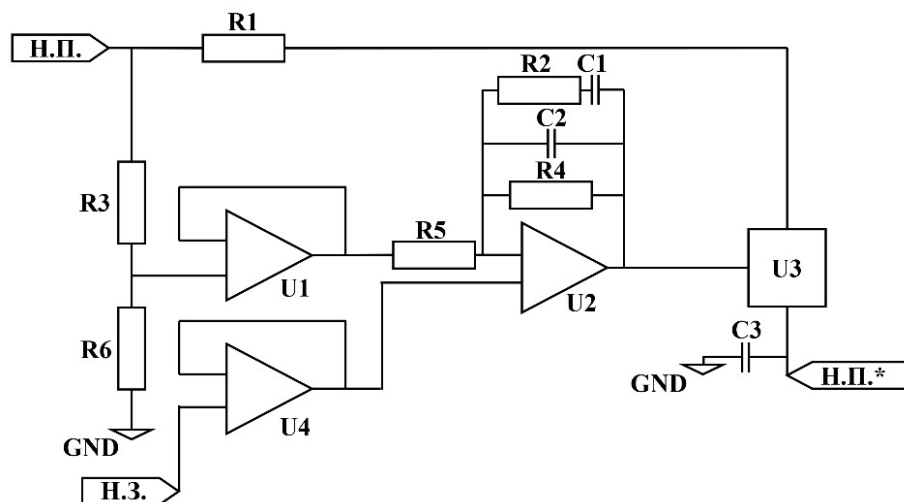


Рисунок 4.1 – Схема прецизійної стабілізації напруги, що прискорює.
 Н.П. – напруга що прискорює, Н.П.* - стабілізована напруга, що прискорює,
 Н.З. – напруга, що задає

Оскільки у даній схемі використовується поділ напруги, що прискорює, до рівнів, з якими можуть працювати наступні частини схеми, дуже важливим етапом є вибір достатньо прецизійних резисторів та забезпечення їх рівня стабільності не залежно від температури навколишнього середовища та вологості. У процесі обробки сигналу зворотного зв'язку необхідно обирати як можна більш прецензійні компоненти, так як для детектування відхилень на рівні одиниць мВ необхідні коефіцієнти підсилення порядку 10^4 та вище [88], що у випадку наявності відхилення у одному з елементів схеми призводить до дестабілізації вихідної напруги та випромінювання, відповідно. Для встановлення рівню напруги, що задає, було обрано цифро-аналоговий перетворювач AD5662, який має 16 бітну дискретизацію [89]. Таким чином, встановлюючи максимальний рівень напруги, що прискорює, у 5 кВ, можна отримати дискретизацію у 70 мВ між сусідніми значеннями. Слід зауважити, що стабілізація напруги відбувається не миттєво. Для поліпшення швидкості стабілізації було встановлено різні значення шагу зміни напруги опори під час проходження значень напруги, що прискорює. Таким чином, штучно сповільнюється можливість зміни рівня вихідної напруги. Оскільки час встановлення коливань у генераторах типу клинотрон складає порядку десятків наносекунд [90], для випадку використання модульованого за частотою випромінювання наявність схеми стабілізації має лише негативний вплив на результат. Таким чином, використовуючи лише силову частину, тобто частину, що підвищує напругу, та схему випрямлення напруги – можна застосовувати різні алгоритми зміни напруги, що прискорює, для отримання модульованого за частотою випромінювання. У такому разі головним фактором, що впливає на швидкість модуляції, є частота перетворювача, що живить трансформатор, що підвищує напругу, та фізичний ліміт магнітопроводу за частотою. Якщо на даний момент силові транзистори мають обмеження у декілька МГц [91], то ферити мають обмеження у 500кГц [92], що завдає максимальні значення за швидкістю модуляції у разі застосування схеми, що описано вище.

4.1 Обробка зображень отриманих у режимі випромінювання зі сталою частотою на основі вимірювання комплексної амплітуди.

У вивченні будь яких явищ, що пов'язані з проходженням електромагнітними хвилями певного шару простору – що є інваріативною системою, слід враховувати його як фільтр, властивості якого описуються за допомогою імпульсної характеристики та коефіцієнту передачі. В залежності від структури поля у певній площині означеного простору, можна виділити наступні наближення: Френеля, Фраунгофера та тіні [93].

Для подібних цілей існує декілька методів та їх вибір залежить від системи, за допомогою якої проводиться дослідження, як-то відношення відстані до джерела випромінювання та його розмірів, що виділяє два можливих випадка – дальня та ближня зони. Від цього залежить наступний крок – власне метод отримання сигналу. У випадку сигналу сталої частоти – це необхідність рішення зворотної задачі дифракції.

Майже всі алгоритми відновлення сигналу засновані на процесі деконволюції. Основна ідея – на початковий сигнал f впливає деякий фільтр h , тому вихід можна описати згорткою $f * h$. Точне рішення являє собою обернену задачу дифракції, яка описується дифракційною формулою Релея Зоммерфельда [93]. Однак цей метод не можна застосувати для вимірювання даних. В експерименті фільтрований сигнал спотворюється деяким шумом n . У результаті і фільтрований, і шумовий сигнали подаються разом на приймач.

Задачу зворотної дифракції буде набагато простіше розв'язати за допомогою чисельних методів. Розглядаючи підхід деконволюції до проблеми відновлення та реконструкції зображення можна припустити, що вихідний сигнал f відповідає розподілу електромагнітного поля в площині зразка, у такому разі h - є імпульсна характеристика середовища. Сигнал u

спостерігається за допомогою система детектування на відстані L від площини зразка і описується наступним чином:

$$y=f*h+n \quad (16)$$

Однак теорему згортки неможливо застосувати безпосередньо до (16) через додатковий шум, для чого доцільно використовувати ортогональну систему координат. Якщо відбите від об'єкта випромінювання та прийняте антеною скласти у комплексну амплітуду електромагнітного поля частотою f , що виміряно у площині антени $z=0$, у такому разі об'єкт дослідження розташовано на відстані $z=d$ від приймальної антени, а тому у рамках скалярного наближення можна вважати кожен точку об'єкту як ізотропні точкові розсіювачі, що може бути описано скалярною функцією відбиття $\rho(x',y',d)$, де x',y' - значення координат у площині об'єкта. Реконструкція розподілу розсіювачів у просторі, а також фокусування зображення відноситься до зворотних задач теорії дифракції, одним з методів розв'язання якої є метод просторово-узгодженої фільтрації, або метод зворотного поширення, що засновано на принципах Фур'є-оптики.

Розподіл комплексного поля, що реєструється антеною, являє собою суперпозицію полів точкових розсіювачів, амплітуду якого можна виразити як:

$$E(x,y,0)=\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\rho(x',y',d)\exp\left(-i2k\sqrt{(x'-x)^2+(y'-y)^2+d^2}\right)dx'dy(17)$$

де $k=\frac{2\pi f\sqrt{\epsilon}}{c}$ – хвильовий вектор, ϵ – діелектрична проникність середовища у якому проходить вимірювання. У поданому вигляді вираження не враховує затухання амплітуди внаслідок поширення та відбиття хвилі, оскільки більш важливою задачею для фокусування є визначення фазових співвідношень опорного та відбитого сигналів. Щоб наблизити результат до реальності, можна виразити сферичні хвилі, що виникають після перевідбиття на точкових розсіювачах, як суперпозицію плоских хвиль:

$$\exp\left(-i2k\sqrt{(x'-x)^2+(y'-y)^2+d^2}\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-i(k_x(x'-x)+k_y(y'-y)+k_z d)\right) dk_x dk_y \quad (18)$$

де $k_x, k_y, k_z = \sqrt{4k^2 - k_x^2 - k_y^2}$ – відповідні компоненти хвильового вектору. При внесенні отриманого розкладання у (3) стає можливим винесення незалежних змінних з-під знаку інтегралу за $dx' dy'$:

$$E(x, y, 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x', y', d) \exp\left(-i(k_x x' + k_y y')\right) dx' dy' \exp\left(i(k_x x + k_y y)\right) \cdot \exp(-ik_z d) \right] dk_x dk_y \quad (19)$$

Як можна побачити, отриманий вираз являє собою послідовне застосування прямого двовимірного перетворення Фур'є, власно самої просторово-узгодженої фільтрації та зворотного двовимірного перетворення Фур'є до функції відбивної здатності об'єкту $\rho(x', y', d)$:

$$E(x, y, 0) = \text{IFFT}_2 \left(\text{FFT}_2 (\rho(x', y', d)) \cdot \exp(-ik_z d) \right), \quad (20)$$

де $\text{IFFT}_2 (F(x, y)) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \cdot \exp\left(-i(k_x x + k_y y)\right) dx dy$ – що є прямим двовимірним перетворенням Фур'є від функції $f(x, y)$;

$$\text{IFFT}_2 (F(k_x, k_y)) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(k_x, k_y) \cdot \exp\left(-i(k_x x + k_y y)\right) dk_x dk_y \quad (21)$$

Рівняння (21) є зворотним двовимірним перетворенням Фур'є від частотного спектру $F(k_x, k_y)$. Таким чином саму функцію відбивної здатності об'єкту $\rho(x', y', d)$ можна знайти як:

$$\rho(x', y', d) = \text{IFFT}_2 \left(\text{FFT}_2 (E(x, y, 0)) \cdot \exp(ik_z d) \right) \quad (22)$$

Завдяки чому можна отримати функцію фільтра, що спотворює зображення, та провести реконструкцію за допомогою електромагнітного випромінювання зі сталою частотою.

Також цю проблему можна спробувати вирішити за допомогою фільтрації сигналу, наприклад, за допомогою фільтра Вінера [94]. Фільтр визначено в частотній області що надає деяку оцінку ядра g вихідний сигнал e з мінімальною середньоквадратичною помилкою, як показано нижче

$$e=f*g \quad (23)$$

Фур'є перетворення g можна записати як:

$$G=H^*/(|H|^2+1/SNR) \quad (24)$$

де H – Фур'є перетворення від h та H^* - комплексно сполучена від H , SNR – сполучення сигналу до шуму. Як результат, застосування теореми згортки до (23) та наступного зворотного перетворення Фур'є дозволяє отримати e .

Функція фільтрації H може бути отримана з хвильового рівняння, що має рішення отримане методом Фур'є $H=\exp(i(k^2-\omega^2)^{1/2}z)$, де k – хвильове число, а ω – просторова частота.

4.2 Отримання тривимірних ТГц зображень за допомогою випромінювання у широкому діапазоні частот

Окрім відновлення зображення об'єкта у площині, за допомогою ТГц випромінювання стає можливим використання випромінювання для неруйнівної діагностики підповерхневого простору. Що достатньо доцільно, враховуючі можливе електронне перестроювання частоти у разі роботи з ЕВП, оскільки відновлення тривимірних зображень відбувається за допомогою виміру комплексної амплітуди у широкому діапазоні частот [95].

Якщо відобразити об'єкт дослідження як групу точок розсіювачів, що мають власну відбивну здатність $\rho(x', y', z')$, де x', y', z' - координати у площині об'єкту, то реконструкція зображення у такому разі також

відноситься до рішення задачі зворотної дифракції. Одним з ефективних методів її розв'язання є метод просторово-узгодженої фільтрації, а також метод зворотного поширення [96, 97]. У такому випадку зареєстрований сигнал на кожній з частот – являє собою результат суперпозиції усіх точкових розсіювачів, які представляє об'єкт [98]:

$$E(x', y', f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x', y', z') \times \exp\left(-i2k\sqrt{(x'-x)^2 + (y'-y)^2 + (z'-d)^2}\right) dx' dy' dz' \quad (25)$$

де d вказує на зміну відстані від об'єкту. Для вираження сферичних хвиль, що поширюються як відбиття від точкових розсіювання у вигляді суперпозиції плоских хвиль, – необхідно записати як:

$$\exp\left(-i2k\sqrt{(x'-x)^2 + (y'-y)^2 + (z'-d)^2}\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-i\left(k_x(x'-x) + k_y(y'-y) + k_z(z'-d)\right)\right) dk_x dk_y \quad (26)$$

Використовуючи даний вираз для знаходження поля, можна визначити як:

$$E(x, y, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x', y', z') \exp\left(-i\left(k_x x' + k_y y' + k_z z'\right)\right) dx' dy' dz' \exp\left(i\left(k_x x + k_y y\right)\right) \exp\left(i k_z d\right) \right) dk_x dk_y \quad (27)$$

Це являє собою послідовне застосування тривимірного перетворення Фур'є, просторово-узгодженої фільтрації а також зворотного двовимірного перетворення Фур'є до шуканої відбивної функції об'єкту $\rho(x', y', d)$ з врахуванням широкої за частотою полоси вимірювання:

$$\rho(x', y', d) = \text{IFFT}_3\left(\text{FFT}_2(E(x, y, f)) \cdot \exp\left(i k_z d\right)\right) \quad (28)$$

4.3 Застосування методів частотної модуляції випромінювання у задачах візуалізації

Окрім методів досліджень що використовують випромінювання за сталою частотою, генератори електромагнітного випромінювання що мають широке перестроювання частоти можуть використовуватись для частотної модуляції безперервних сигналів (ЧМБС). Але, на відміну від безперервного випромінювання сигналу (БС), ЧМБС передбачає зміну робочої частоти під час вимірювання, тобто сигнал, що випромінюється, модулюється за частотою за різними законами [99]. Модуляція сигналу за частотою дає можливість розпізнавати безперервний сигнал, виконуючи вимірювання тривалості інтервалів часу.

Наявність широкого діапазону перестроювання у клинотроні дозволяє його використання у якості джерела для ЧМБС. Слід відмітити, що особливий характер частотної залежності випромінювання клинотрона можна використовувати як у всьому діапазоні перестроювання, отримуючи велику зміну частоти, так й у межах однієї зони генерації, для отримання поступової безперервної зміни частоти. Окрім того, відомо, що за допомогою впровадження неоднорідної структури системи, що сповільнює рух електромагнітної хвилі, можна розширити діапазон перестроювання частоти [100]. Також перестроювання частоти у випадку клинотрона з центральною частотою випромінювання у 94 ГГц, складає понад 6 ГГц, а перестроювання у межах однієї зони генерації менше за 0,5 ГГц.

На рис 4.2 продемонстровані частотні характеристики генератору на 240 ГГц, де можна відмітити, що діапазон електронного перестроювання за частотою помітно збільшився, та складає вже більше 10 ГГц, у той час як ширина однієї зони за частотою складає близько 1 ГГц. У разі подальшого збільшення робочої частоти, відповідно також збільшується і діапазон робочих частот генератору.

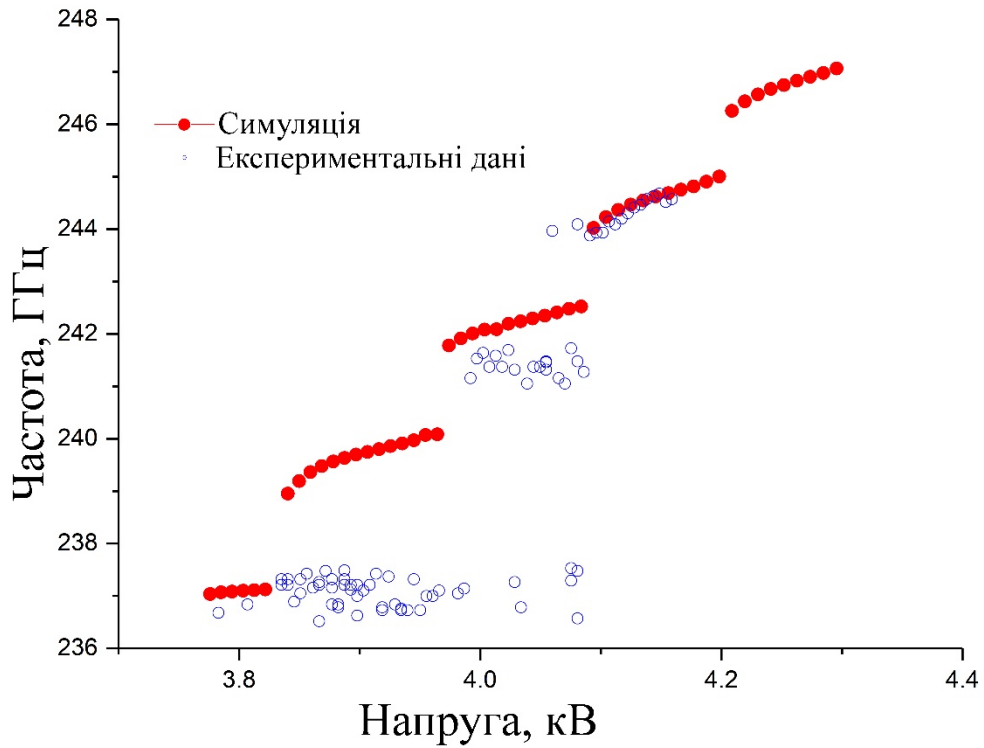


Рисунок 4.2 – Залежність частоти від напруги, що прискорює, для клинотрона на 240 ГГц

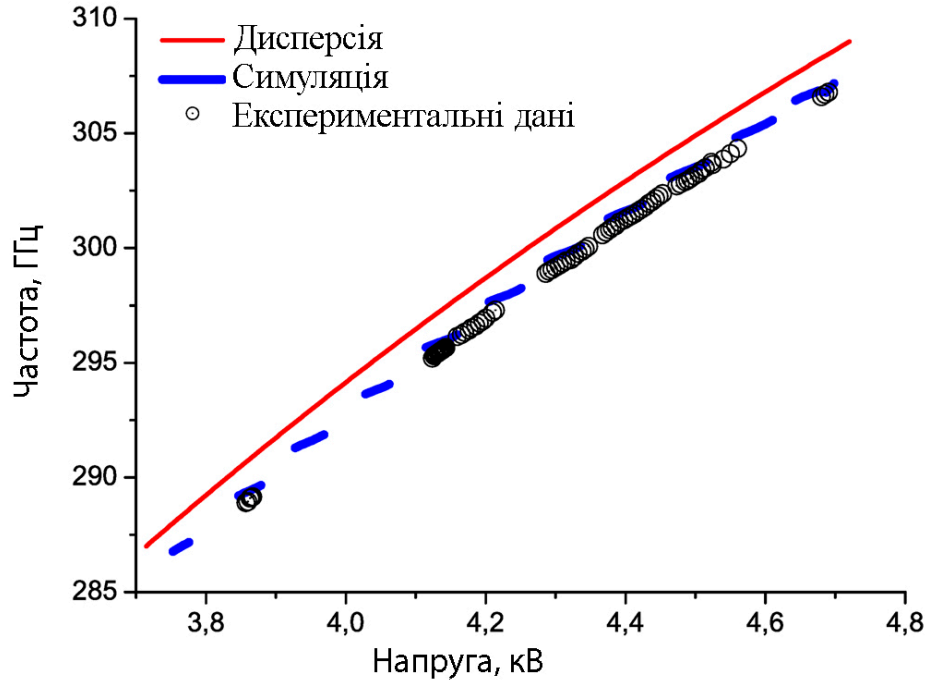


Рисунок 4.3 – Залежність частоти від напруги, що прискорює, для клинотрона на 300 ГГц

На рис. 4.3 приведено подібні залежності для генератора на 300 ГГц, де діапазон перестроювання за частотою складає понад 20 ГГц, а перестроювання у межах однієї зони доходить до 2 ГГц. Як можна побачити на рис. 4.4 – клинотрони мм та субмм діапазонів мають такі залежності потужності випромінювання від частоти, що дозволяє проводити широке перестроювання частоти та може бути використано для отримання максимальної різниці верхньої та нижньої границь частот генерації з найбільшою кількістю точок між ними. З іншого боку, можна побачити, що клинотрони мм діапазону довжин хвиль мають більші резонансні властивості, що призводить до виникнення певних зон генерації та проміжків між ними. Наведені закономірності продемонстровано на рис. 4.4, що також підтверджується статистикою параметрів випромінювання великої кількості виготовлених генераторів в Інституті радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України [19, 22]. З урахуванням особливостей частотних характеристик генераторів можна застосувати різні типи модуляції для моніторингу цілей.

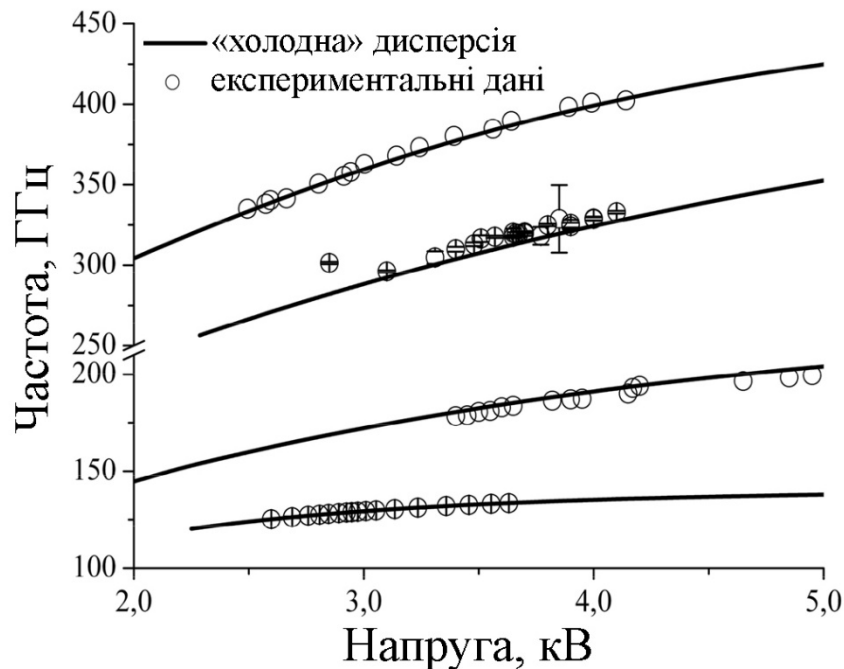


Рисунок 4.4 – Залежності потужності випромінювання клинотронів мм та субмм діапазону від частоти

Слід зазначити, що у ехо-сигналі зміна частоти отримує затримку Δt за рахунок поширення в просторі до об'єкту і у зворотному напрямку, так само як і у методі імпульсної радіолокації. Однак, якщо в імпульсному радіолокаторі час затримки вимірюється безпосередньо, то при використанні ЧМБС для цього оцінюється відмінність у фазі та частоті між випромінюваним і прийнятим сигналами [101]. Тому системи, що засновані за принципом модуляції, мають деякі переваги. Серед найбільш значущих особливостей систем з ЧМБС можна відзначити можливість вимірювання дуже малих відстаней до об'єкту, близької до довжини хвилі. Також велику перевагу надає можливість одночасного вимірювання дальності до об'єкту та його відносної швидкості. Крім того, детектування сигналів виконується в діапазоні низьких частот відносно частот випромінювання, що спрощує реалізацію схем обробки [102].

Основа вимірювання дальності полягає у порівнянні частоти сигналу з еталоном, як правило, безпосередньо з частотою випромінюваного сигналу. Дальність R до об'єкта, що відбиває, може бути визначена через час, за який сигнал проходить відстань до цілі, за допомогою наступного виразу [102]:

$$R = \frac{c_0 |\Delta t|}{2} = \frac{c_0 |\Delta f|}{2 \left(\frac{d(f)}{d(t)} \right)} \quad (29)$$

Але якщо частота змінюється за лінійним законом у широкому діапазоні, то дальність до цілі може бути визначено порівнянням частот випромінюваного і прийнятого сигналів. Різниця частот Δf пропорційна дальності R . Оскільки може бути виміряно тільки абсолютне значення різниці частот, через відсутність негативних значень, результати будуть однакові як у разі використання сигналу з лінійно наростаючою частотою, так і у разі сигналу з частотою, що лінійно спадає, однак тільки у статичному випадку, коли не виникає ефект Допплера.

Якщо об'єкт, що відбиває сигнал, має радіальну швидкість щодо приймальної антени, то ехо-сигнал отримує доплерівську добавку частоти

f_D , що викликано цією швидкістю. У цьому випадку вимірюється не тільки збільшення частоти Δf щодо поточної частоти, викликаної запізненням відбитого сигналу, але і додаткове доплерівське зміщення частоти f_D , що викликано радіальним рухом об'єкту. Таким чином, у системі вимірюється тільки сума або різниця частот, що залежить від напрямку руху цілі та напрямки лінійної модуляції сигналу. Якщо вимірювання виконується протягом спадного краю зубця пилки, то доплерівська частота f_D віднімається від різниці частот, що викликано запізненням. Якщо об'єкт, що відбиває, віддаляється від джерела, то частота ехо-сигналу додатково зменшується на величину доплерівського зміщення. У цьому випадку, якщо вимірювання виконується за допомогою пилкоподібного сигналу, показаного на рисунку 4.5, прийнятий ехо-сигнал зміщується не тільки на величину часу запізнення вправо, але також на величину доплерівського зсуву вниз. Виміряна різниця частот Δf буде більшою на величину доплерівської добавки f_D , ніж різниця частот, викликана лише запізненням сигналу.

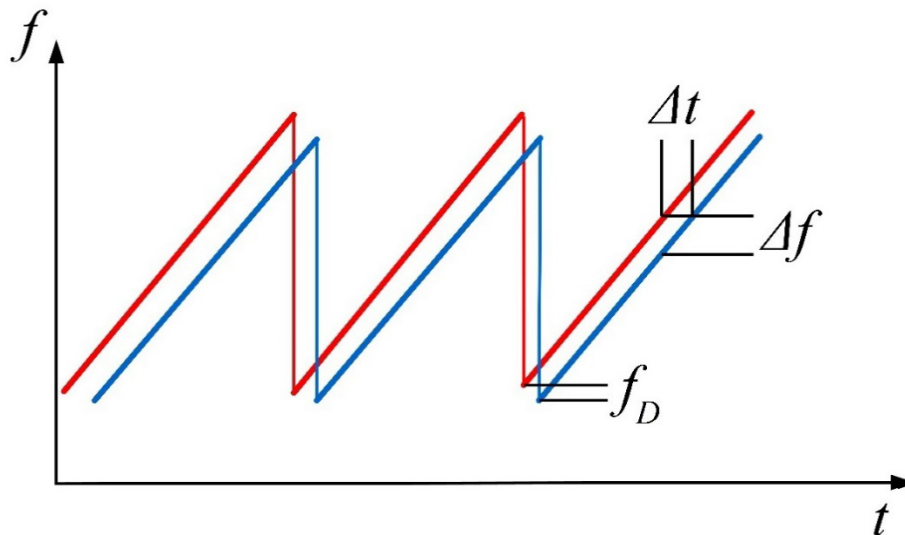


Рисунок 4.5 – Основні величини у разі ЧМБС, червона лінія – початковий сигнал, зелена лінія – ехо-сигнал

Відповідним вибором величини зміни частоти сигналу в одиницю часу може бути встановлено максимальні можливості системи за дальності детектування, а вибором тривалості ділянки наростання частоти може бути встановлена максимальна однозначно вимірювана дальність. Діапазон зміни частоти та крутизна фронту пили можуть змінюватися в залежності від особливостей технології, що реалізовано у системі.

Максимальна однозначно вимірювана дальність визначається мінімальним часом перекриття, або запізнення, між прийнятим та випромінюваним сигналами. Вона зазвичай набагато більша за значення дальності, що визначається енергетичним потенціалом сигналу, тобто обмеженнями через втрати у просторі поширення випромінювання.

Для максимальної дальності системи з ЧМБС визначальним фактором є ширина спектра (ШС) сигналу, що випромінюється, як, наприклад, у разі використанні лінійного частотно-модульованого сигналу (ЛЧМ). Однак, технічні можливості процедури швидкого перетворення Фур'є технічно обмежені в часі. Також роздільна здатність ЧМБС системи визначається зміною частоти, яка відбувається протягом цього часового інтервалу.

$$\Delta f_{\text{FFT}} = \frac{1}{T} = \frac{d(f)}{d(t)(f_{\text{up}} - f_{\text{down}})} \quad (30)$$

Величина, обернена до тривалості пілкоподібного імпульсу, відповідає найменшому значенню частоти, яка може бути виявлена. Якщо підставити цю величину у вираз замість множника $|\Delta f|$, то в результаті вийде формула для здатності системи з ЧМБС.

Для подібної модуляції можна застосовувати не тільки ЛЧМ та пілкоподібну залежність частоти від часу, а також й трикутну частотну модуляцію, а також покрокову перестройку за частотою, форму залежності яких від часу продемонстровано на рисунку 4.6.

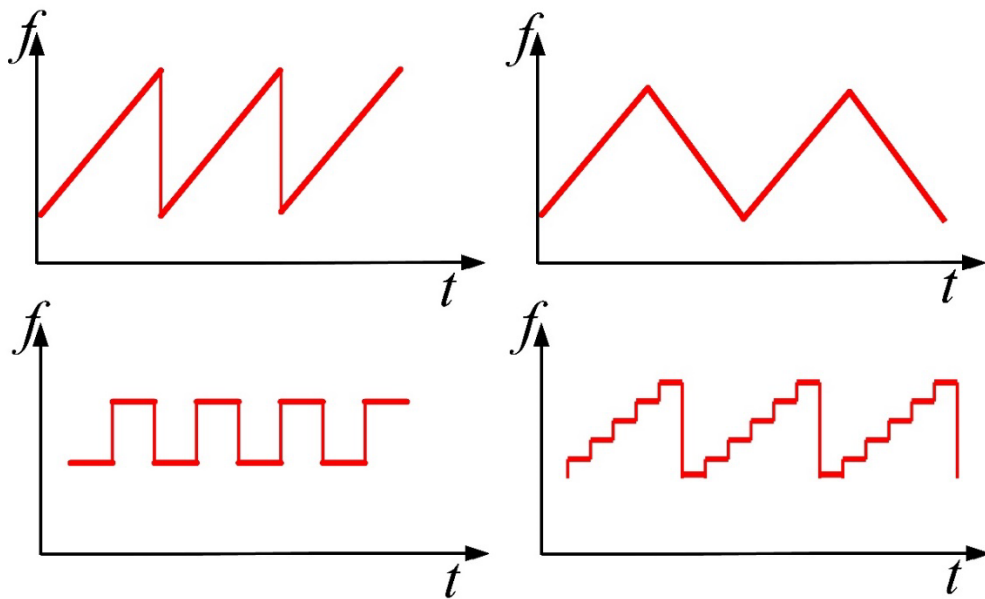


Рисунок 4.6 – Основні види закону модуляції частоти для системи ЧМБС: пилкоподібний, трикутний, частотна маніпуляція, ступінчаста зміна частоти

Пилкоподібна модуляція використовується для відстаней, близьких до максимальних, у поєднанні з незначним впливом доплерівської частоти [103]. При застосуванні пилкоподібної лінійної зміни частоти ехо-сигнал має такий самий закон зміни частоти, що й випромінюваний сигнал, і запізнення у залежності від часу щодо нього. Внаслідок цього виникає різниця між фактичною частотою випромінюваного сигналу і частотою ехо-сигналу, що визначає відстань до об'єкта що відбиває сигнал. Цю різницю частот називають «частою биття». Доплерівська добавка частоти зрушуватиме частоту всього ехо-сигналу або у бік збільшення при наближенні об'єкта, або у бік зменшення при віддаленні.

За такої форми модуляції неможливо розділити дві частоти в приймачі. Таким чином, доплерівська добавка частоти виявлятиметься лише у вигляді помилки вимірювання відстані. У той час як трикутна модуляція дозволяє легко відокремлювати різницю частот Δf від доплерівської частоти f_D через наявність спадаючого та наростаючого фронтів, що значно спрощує розпізнавання ехо-сигналу.

Прямокутна модуляція, або проста частотна модуляція, використовується для точного вимірювання відстані на близьких дистанціях шляхом порівняння фаз ехо-сигналу на двох частотах. Недоліками є неможливість відокремлення сигналів від декількох цілей та невелика однозначно вимірювана дальність.

Ще одним методом зміни частоти можна назвати частотну модуляцію. У цьому разі випромінювач по черзі перемикається між двома частотами випромінювання. Існує два основних способи обробки сигналів з виходу приймача за подібного режиму роботи. Перший спосіб полягає в тому, щоб вимірювати тривалість інтервалу часу до моменту зміни частоти. Сигнал на виході приймача є імпульс, тривалість якого є мірою відстані. Такий спосіб схожий з застосуванням у імпульсному режимі і також має невисоку точність або значну технологічну складність.

Другий спосіб полягає у порівнянні фаз ехо-сигналів на двох частотах. Під час позитивної частини імпульсу радіолокатор працює на першій частоті, а у між імпульсному періоді – на другій. І в першому і другому інтервалах, тривалість яких вимірюється у мілісекундах, радіолокатор працює як радіолокатор безперервного випромінювання. На виході змішувача зниження частоти з'являється постійна напруга, що відповідає різниці фаз між прийнятим та випромінюваним сигналами. Різниця фаз ехо-сигналів на різних випромінюваних частотах, що технічно є різницею напруги на виході змішувача – являє собою міру відстані. Слід зазначити, що ехо-сигнали на різних частотах не обробляються одночасно, тому значення напруги повинні зберігатися у цифровому вигляді до наступного вимірювання. Однак через періодичність синусоїдальної хвилі цей метод має дуже обмежений діапазон однозначного вимірювання дальності. Це діапазон, у межах якого різниця фаз між обома ехо-сигналами не перевищує величини, що відповідає половині довжини хвилі. Ступінчаста модуляція широко застосовується у радарях та для дослідження і візуалізації під поверхневих просторів [104, 105]. Так, за зазначеними формулами для оцінки роздільної

здатності [106] можна оцінити, що, наприклад, для клинотрона з центральною частотою 175 ГГц, що має електронне перестроювання за частотою у 10,5 ГГц, як продемонстровано на рис. 4.7, то така різниця між двома випромінюваними частотами відповідає діапазону однозначно вимірюваних відстаней у 2.85 см.

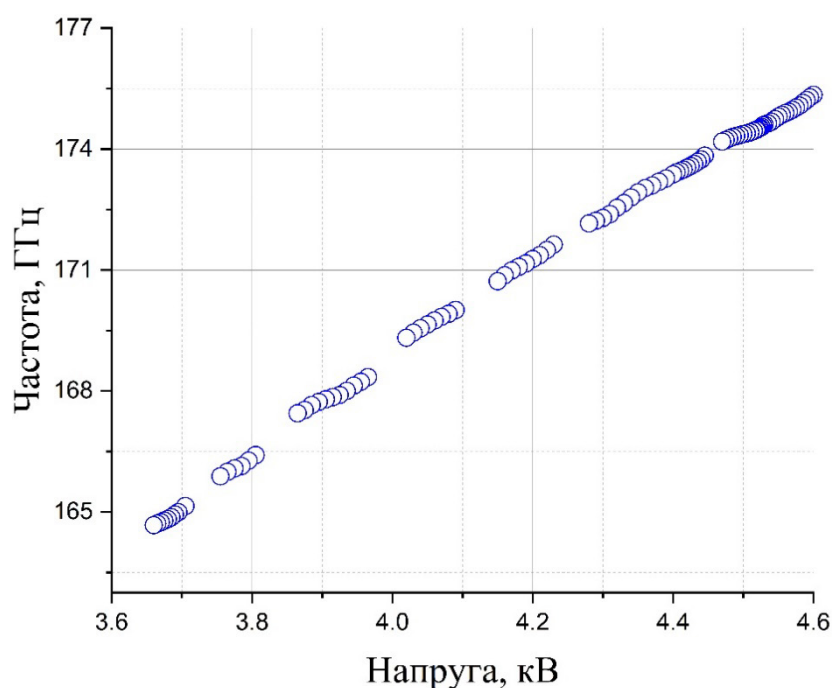


Рисунок 4.7 – Залежність потужності випромінювання від частоти для клинотрона з центральною частотою 175 ГГц

Оскільки електродинамічна система клинотрона має резонансні властивості, параметри залежності потужності від частоти також будуть мати резонансний характер, як продемонстровано у роботі [52]. Але також при певних режимах роботи можна спостерігати перекриття сусідніх зон генерації, у тому числі через залежність потужності випромінювання від струму пучка електронів, як показано на рис. 4.7, що дає можливість для застосування подібного джерела випромінювання для методів візуалізації, що потребують лінійного перестроювання за частотою. На рисунку зображено оминаючу напруги, що прискорює, а також сигнал з детектора, що відповідає збудженню коливань на певних зонах генерації. За малих значеннях струму

на рис. 4.8(а) видно чітко виражений резонансний характер залежності потужності від частоти приладу.

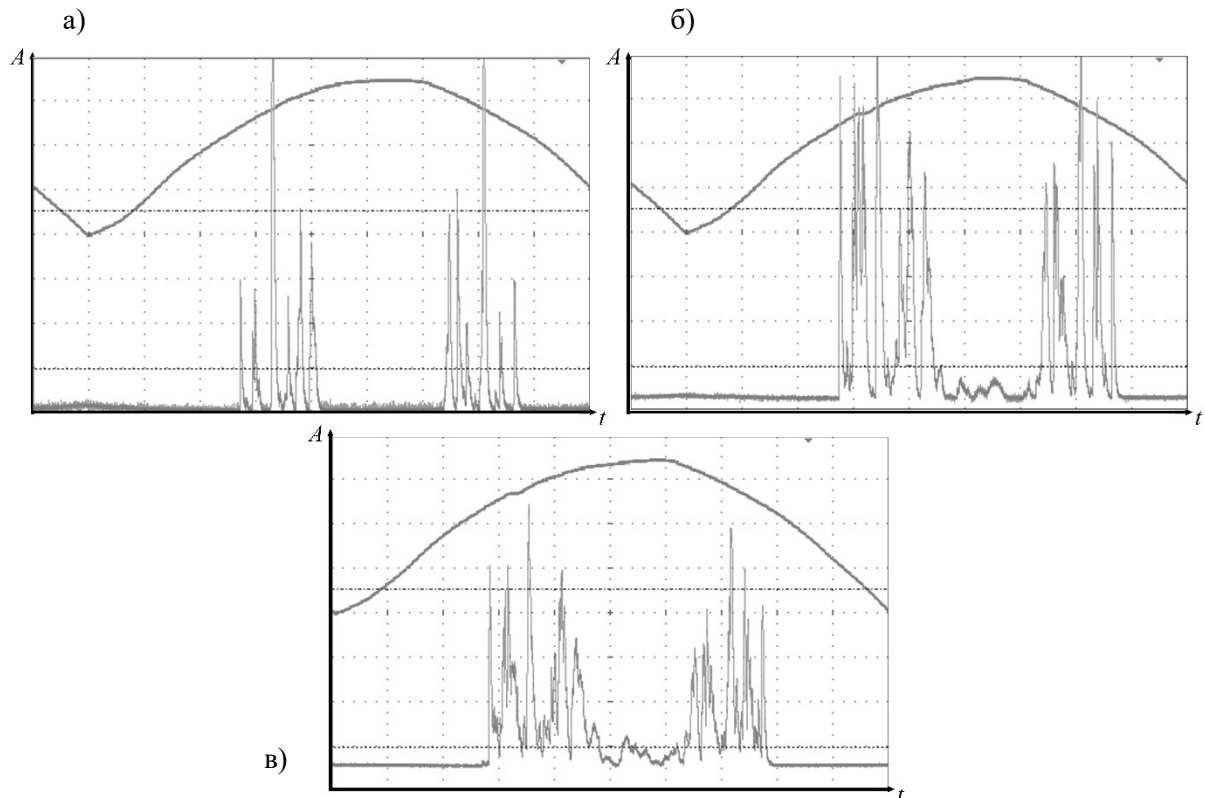


Рисунок 4.8 – Осцилограми часової реалізації випромінювання, що демонструють резонансний характер збудження коливань у клинотроні діапазону частот 280-310 ГГц за напруги, що прискорює, 3,5 кВ и токах пучка: (а) – 80 мА, (б) – 98 мА, (в) – 112 мА

У разі застосування подібного ЧМБС разом з клинотроном необхідно враховувати цю залежність шляхом вимірювання опорного сигналу та компенсації нелінійності характеру потужності випромінювання приладу. Основні принципи ПЧБС (покрокова зміна частоти випромінюваних безперервних сигналів) припускають наявність дискретних значень частоти, що є сталими у часі, як продемонстровано на рис. 4.9.

У цьому методі частоти сигналу що передаються ($f_0, f_1 \dots f_{n-1}$) розділені на однорідними проміжками Δf . У такому разі загальний діапазон перестроювання $D = N \Delta f$, де N – кількість частот. ЧСІ – частота слідування імпульсів, визначається як час, необхідний для передачі кожного складового

сигналу однієї частоти, що є важливим параметром, який необхідно враховувати в приладах що використовують ПЧБС метод.

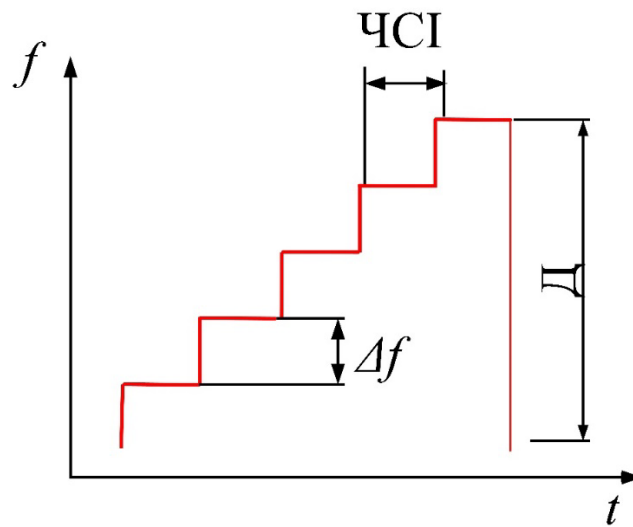


Рисунок 4.9 – Залежність частоти вихідного сигналу від часу для застосування ПЧБС

Під час роботи датчик ПЧБС виділяє кожен окрему ціль сигналами у всьому діапазоні робочих частот; отже, швидкість передавача для передачі всього спектру сигналів має бути достатньо швидкою, а час встановлення частоти має бути якомога коротшим, але не меншим за час проходження сигналу до об'єкту та у зворотному напрямку. Оскільки клинотрон має резонансні властивості, що впливають на спектральні параметри випромінювання, також можливо його використання для подібної модуляції. Широкий діапазон електронного перестроювання частоти а також близьке розташування зон генерації може дозволити отримати гарну роздільну здатність [106]. Перестроювання у приладі, тобто час встановлення режиму коливань зі сталою частотою займає час порядку наносекунд, тобто основна швидкість встановлення частоти та перестроювання залежить лише від параметрів джерела живлення. У розділі 2 було описано джерело живлення, що було розроблено для модуляції частоти випромінювання ЕВП завдяки модуляції напруги, що прискорює, а також параметри, що було досягнуто для

застосування у разі використання клинотрона як джерела випромінювання для частотної модуляції.

4.4 Розробка та експериментальне дослідження системи ТГц візуалізації на основі клинотрону

У ході проведення роботи було випробувано застосування клинотрону як джерела ТГц випромінювання для отримання зображень. Таким чином, для перевірки можливості використання клинотрону як джерела ТГц випромінювання для методів візуалізації було розроблено наступну експериментальну схему, що продемонстровано на рис. 4.10, у якій для детектування відбитого сигналу було застосовано метод фазової компенсації за допомогою магічного трійника. У даній системі для аналізу використовується як випромінювання, що пройшло скрізь об'єкт дослідження, так й частина, що відбилась від об'єкту.

У схемі застосовано фазообертач перед колінеарним входом відбитого сигналу. Перемикач приводиться в рух від електродвигуна, який також керується ПК. Детектування сума цих сигналів відбувається діодом з бар'єром Шоттки на порту суми, та результат передається на ПК. Амплітуда і фаза відновлюються з даних, що надають значення комплексного сигналу в даній точці сканування.

Оскільки пакетовані у магнітні системи, що фокусують потік електронів, клинотрони обладнані виводом випромінювання, що являє собою відкритий кінець хвилеводу, діаграма спрямованості випромінювання у вільному просторі після хвилеводу представляє інтерес задля охарактеризування можливості датчиків і візуалізації всієї системи.

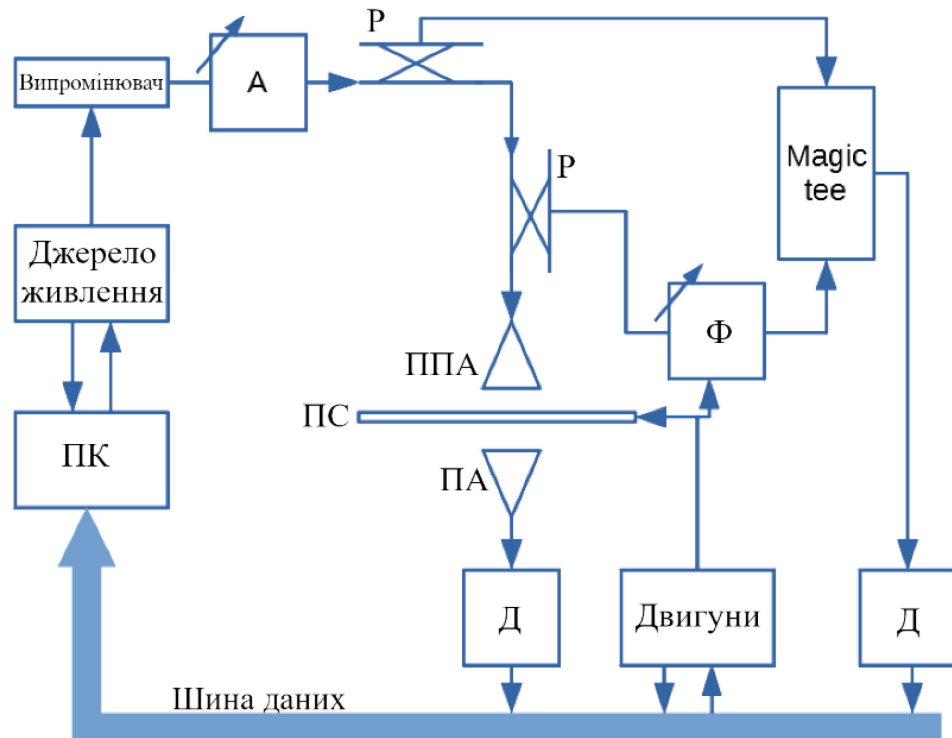


Рисунок 4.10 – Схематичне зображення схеми візуалізації, де А – атенюатор, Р – розгалужувач, Ф – фазообертач, Д – детектор, ПС – предметний стіл, ПА – приймальна антенна, ППА – приймально-передавальна антенна

Для узгодження відкритого кінця хвилеводу та формування діаграми спрямованості випромінювання можна використовувати як НВЧ рупор, так й хвилевідно-променевий перехід (ХПП) [107]. ХПП призначений для збудження у полуму діелектричному променеводі робочої хвилі EH_{11} . У результаті експериментальної перевірки було отримано результати, що продемонстровано на рис. 4.11, для випадку застосування ХПП та рупора.

Властивості поширення хвиль, що випромінюються з відкритого кінця хвилеводу, визначають оптимум відстані детектування, а також бічну роздільну здатність у вимірюванні. У той час як максимальна відстань детектування пов'язана з ефективністю зворотного зв'язку, окрім того роздільна здатність задається профілем променя, що особливо важливо для візуалізації цілей. Щоб усунути обмеження роздільної здатності зображення від діаметра хвилеводу, уникаючи важкої конфігурації з оптичними

компонентами, можливо використання квазіоптичних елементів, як ХПП, та різних конфігурацій фільтрації у діелектричних променеводів. Зазвичай, завдяки їх специфічній геометрії та матеріалам, досягається оптимальний профіль випромінювання, близький до форми гаусіана, що дозволяє сканування поверхні, що вивчається, з задовільною роздільною здатністю.

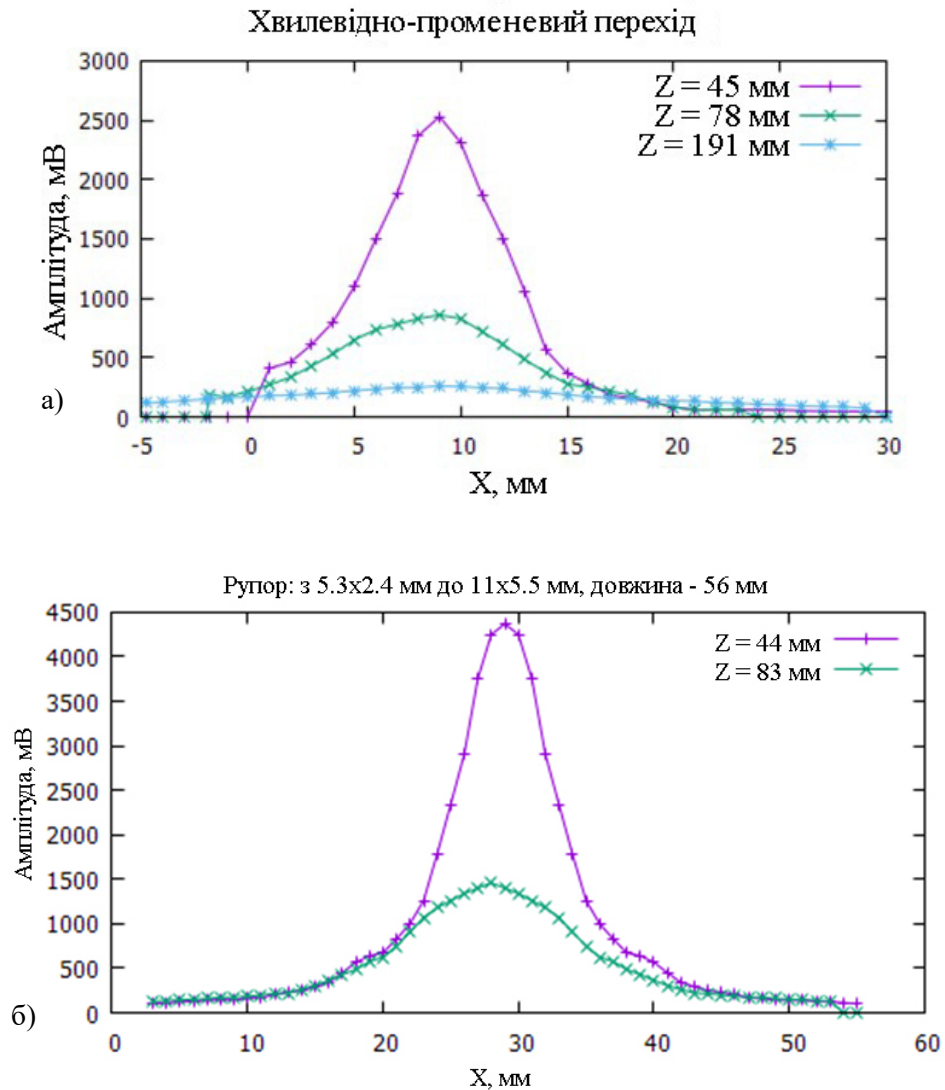


Рисунок 4.11 – Параметри діаграми спрямованості у разі використання ХПП(а) та рупору(б)

Експериментальну систему було випробувано на прямокутному брусі з алюмінію, поперечні розміри якого дорівнюють 8,3 мм × 10,4 мм. Брус було закріплено до основи, що має розміри 7,7 мм × 16,2 мм. Таким чином, об'єкт

має різницю за висотою та відбивною спроможністю матеріалів. Сканування проводилось у одному напрямку з шагом між вимірюваннями у 0.2 мм. Частота генерації клинотрона дорівнювала 140,38 ГГц, вимірювання проводилися з усередненням значень АЦП у кожній точці протягом декількох мілісекунд. На рис. 4.12 наведено отримані результати щодо вимірної фази та амплітуди. Значення амплітуди нормовані з урахуванням значень амплітуди сигналу з виходу генератора.

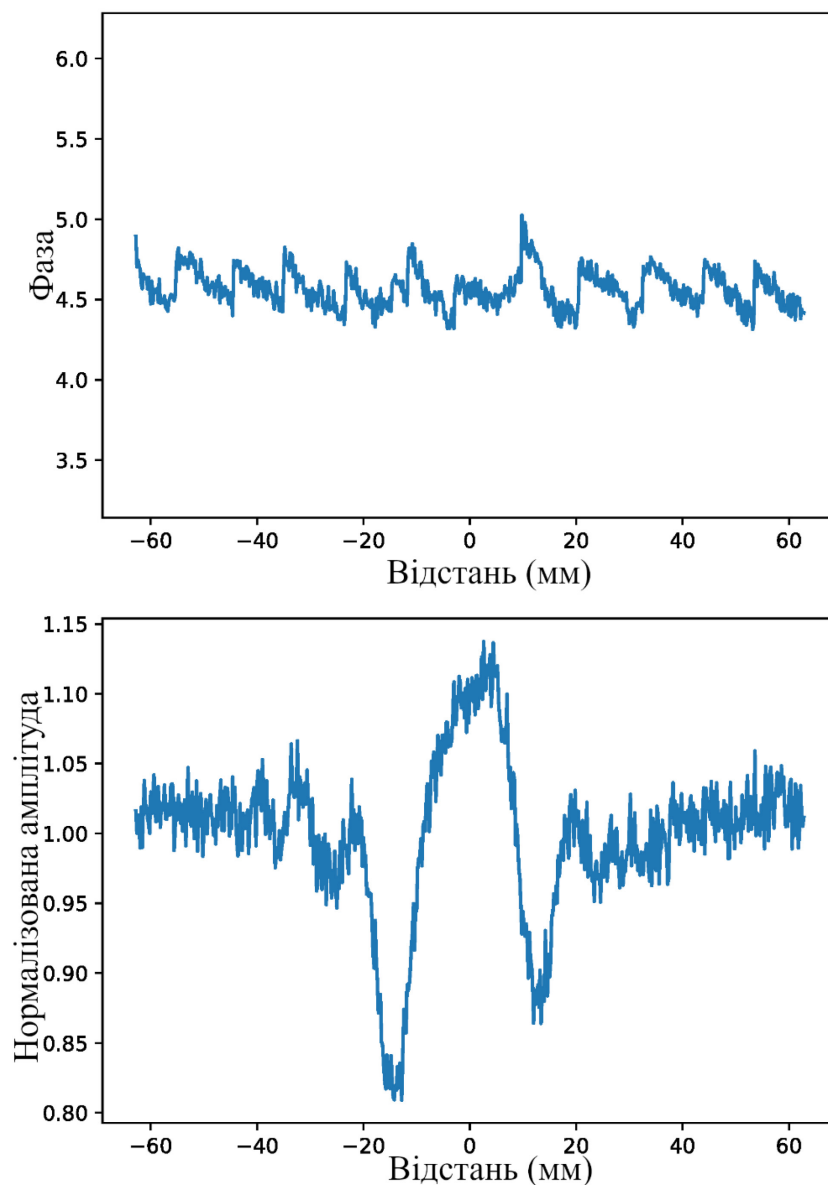


Рисунок 4.12 – Залежність фази (зверху) та амплітуди (знизу) протягом осі вимірювання для тестового зразка на частоті 140 ГГц

Функція імпульсу відгуку g була отримана за описаною вище методикою, через застосування зворотного перетворення Фур'є до (3) та продемонстрована на рис. 4.13(а). Відновлене зображення з урахуванням комплексної амплітуди показано на рис 4.13(б).

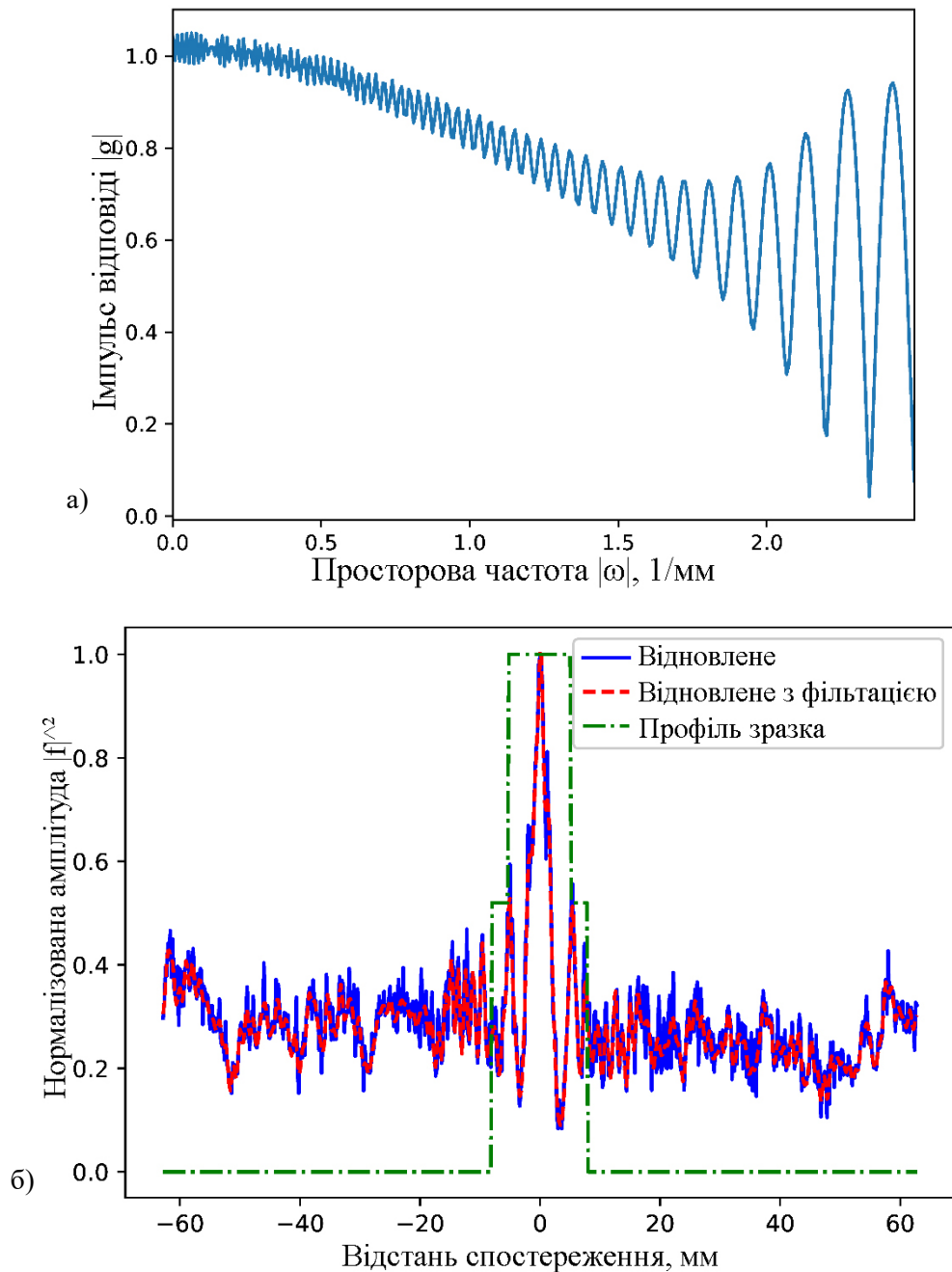


Рисунок 4.13 – Функція імпульсу відгуку(а) та отримане зображення профілю(б), що було відновлено з отриманих даних

Висновки до розділу 4

У даному розділі наведено результати досліджень параметрів випромінювання клинотронів діапазонів частот від 25 ГГц до 400 ГГц з метою їх використання у системах з частотною модуляцією для візуалізації тривимірних об'єктів. За результатами досліджень резонансних властивостей випромінювання клинотронів розроблено генераторну систему, що дозволяє реалізувати безперервний режим частотної модуляції (FMCW) у межах окремих зон генерації, який для клинотрона з центральною частотою 300 ГГц забезпечує зазначений режим у полосі частот до 2 ГГц з потужністю випромінювання на рівні 100мВт. Також розглянуто режим частотної модуляції генераторної системи зі ступеневою зміною частоти, що для клинотрона з центральною частотою 300 ГГц реалізується у полосі частот до 20 ГГц. За результатами моделювання електронно-хвильової взаємодії продемонстровано, що час наростання коливань у клинотронах зазначених діапазонів частот не перевищують десятка наносекунд, що дозволяє реалізувати модуляцію частоти випромінювання за допомогою швидкісної модуляції прискорювальної напруги. Було розроблено генераторну систему на основі клинотронів міліметрового та субміліметрового діапазонів з високовольтним джерелом живлення, яке забезпечує режим модуляції прискорювальної напруги, що дозволяє реалізувати режими безперервної та ступеневої частотної модуляції випромінювання завдяки особливостям електронного перестроювання частоти клинотронів. Для експериментальних досліджень режимів частотної модуляції випромінювання клинотронів було розроблено високовольтне джерело живлення, що забезпечує регулювання високовольтної напруги з кроком менше 100 мВ, що зумовлює точність налаштування частоти випромінювання генераторної системи. Джерело живлення забезпечує режим модуляції високовольтної напруги з часом наростання 40 мкс для 100 В, що дозволяє реалізувати режим безперервної

частотної модуляції випромінювання клинотрона з крутизною 10 МГц/В для систем візуалізації.

За результатами досліджень було розроблено систему візуалізації та отримано експериментально тривимірне зображення об'єктів за допомогою клинотрона безперервної дії з центральною частотою 140 ГГц.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі розв'язано актуальну задачу фізичної електроніки, що полягає у виявленні особливостей електронно-хвильової взаємодії у електродинамічних системах клинотронів міліметрового та субміліметрового діапазонів, які впливають на спектральні характеристики та стабільність випромінювання. Для вирішення поставлених задач було досліджено ефект розкиду поздовжніх швидкостей електронів стрічкового пучка, що формується в діодній електронній гарматі у присутності статичного магнітного поля, в залежності від впливу пульсацій високовольтної прискорювальної напруги. В результаті проведених досліджень отримано залежності ширини спектральної лінії випромінювання клинотронів мм та субмм діапазонів з урахуванням резонансних властивостей електродинамічних систем, що є дуже важливим для реалізації режиму частотної модуляції як з лінійною зміною частоти у межах однієї зони генерації, так й зі ступеневою зміною частоти за умови переходу між відокремленими зонами генерації у клинотронах міліметрового та субміліметрового діапазонів. Основні результати та висновки полягають у наступному:

1. В результаті траєкторного аналізу руху пучка було отримано залежності розкиду поздовжніх швидкостей електронів як від величини просторового заряду, так і від впливу пульсацій напруги, що прискорює електрони. Отримані результати моделювання траєкторій руху електронів у щільних стрічкових пучках та експериментальні дослідження доводять, що за умов високостабільної напруги, що прискорює електрони стрічкових пучків у діодних гарматах клинотронів, на рівні краще ніж 5×10^{-6} , вплив пульсацій прискорювальної напруги має значно менший вплив на розкид поздовжніх швидкостей електронів пучка ніж вплив різноманітних ефектів, пов'язаних з шумами пучка.

2. Реалізовано стабілізацію вихідних параметрів клинотронів мм та субмм діапазонів у режимі реального часу за допомогою багатоконтурного пропорційно-інтегрально-диференціального керування зі зворотним зв'язком. Розроблено універсальне високовольтне джерело живлення з додатковими високоточними та швидкодіючими схемами стабілізації вихідних параметрів, що забезпечують низький рівень високовольтних пульсацій, що дозволяє повністю знехтувати впливом пульсацій прискорювальної напруги на розкид поздовжніх швидкостей електронів стрічкового пучка.

3. Показано, що резонансні властивості ТГц клинотронів, зумовлені відбиттям та трансформацією мод, забезпечують крутизну близько 10 МГц/В, що відповідає теоретичним розрахункам ширини спектральної лінії випромінювання у 100 кГц у випадку стабільності прискорювальної напруги на рівні 10^{-5} . В результаті експериментальних досліджень клинотронів безперервної дії діапазону частот 200–400 ГГц показано, що стабільність прискорювальної напруги на рівні 10^{-5} забезпечують спектральну ширину лінії близько 1 МГц. Для клинотрона безперервної дії діапазону частот від 310 ГГц до 360 ГГц на робочій частоті 346,4 ГГц з вихідною потужністю 100 мВт було продемонстровано ширину спектральної лінії 1,18 МГц у випадку стабільності прискорювальної напруги у 5×10^{-6} .

4. За результатами як теоретичних так і експериментальних досліджень спектральних характеристик випромінювання клинотронів безперервної дії міліметрового та субміліметрового діапазонів було показано, що завдяки резонансним властивостям клинотронів міліметрового діапазону, які визначаються відбиттям поверхневої хвилі від неоднорідностей системи, що сповільнює рух хвилі, ширина спектральної лінії випромінювання на частотах нижче за 150 ГГц становить від десятків до сотень кГц, що визначається крутизною залежності робочої частоти від прискорювальної напруги. В той же час у діапазонах частот від 150 ГГц до 400 ГГц, де резонанси викликані в основному ефектами відбиття та трансформації мод у

надрозмірних резонаторах, вплив пульсацій напруги електронного пучка на розширення спектральної лінії суттєво збільшується.

5. Експериментально досліджено режими частотної модуляції випромінювання клинотронів за допомогою розробленого високовольтного джерела живлення, що забезпечує регулювання високовольтної напруги з кроком менше 100 мВ, що зумовлює точність налаштування частоти випромінювання генераторної системи. Джерело живлення забезпечує режим модуляції високовольтної напруги з часом наростання 40 мкс для 100 В, що дозволяє реалізувати режим безперервної частотної модуляції випромінювання.

6. За результатами досліджень резонансних властивостей випромінювання клинотронів розроблено генераторну систему, що дозволяє реалізувати безперервний режим частотної модуляції у межах окремих зон генерації, який для клинотронів субміліметрового діапазону забезпечує зазначений режим у полосі частот від 2 до 4 ГГц. Також розглянуто режим частотної модуляції генераторної системи зі ступеневою зміною частоти, що для клинотронів субміліметрового діапазону становить полосу частот від 20 до 55 ГГц.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Dhillon, S.S. et al. "The 2017 terahertz science and technology roadmap," *Journal of Physics D: Applied Physics*, 50(4), pp. 043001, 2017.
2. Claudio Paoloni, Aldo Di Carlo, Francesca Brunetti, Mauro Mineo, Giacomo Ulisse, et al., "Design and Fabrication of a 1 THz Backward Wave Amplifier." *Terahertz Science and Technology*, 2011, 4, pp.149-163.
3. Альтшулер Ю. Г. Лампы малой мощности с обратной волной / Ю. Г. Альтшулер, А. С. Татаренко // М.: Сов. Радио. – 1963. – С. 296.
4. G. Ducournau, "Terahertz communications using photonics based emitters for 300 GHz bands." *Journée CEA PTC Instrum & Detection*, Palaiseau, Oct 11th, 2019.
5. H. Lindley-Hatcher, R. I. Stantchev, X. Chen, A. I. Hernandez-Serrano, J. Hardwicke, and E. Pickwell-MacPherson, "Real time THz imaging—opportunities and challenges for skin cancer detection", *Appl. Phys. Lett.* 118, 230501, 2021.
6. G. Valušis, A. Lisauskas, H. Yuan, W. Knap, and H. G. Roskos, "Roadmap of Terahertz Imaging 2021," *Sensors*, vol. 21, no. 12, p. 4092, Jun. 2021.
7. N. Lyu, J. Zuo, Y. Zhao, and C. Zhang, "Layer-Resolving Terahertz Light-Field Imaging Based on Angular Intensity Filtering Method," *Sensors*, vol. 21, no. 22, p. 7451, Nov. 2021.
8. C. Seco-Martorell, V. López-Domínguez, G. Arauz-Garofalo, A. Redo-Sanchez, J. Palacios, and J. Tejada, "Goya's artwork imaging with Terahertz waves," *Opt. Express* 21, pp. 17800-17805, 2013.
9. Z. Yan, L. Zhu, K. Meng, W. Huang, Q. Shi, "THz medical imaging: from in vitro to in vivo," *Trends in Biotechnology*, vol. 40(7), pp. 816-830, 2022.
10. Zang, Z., Wang, J., Cui, HL. et al. Terahertz spectral imaging based quantitative determination of spatial distribution of plant leaf constituents. *Plant Methods* 15(106), 2019.
11. L. Afsah-Hejri, E. Akbari, A. Toudeshki, T. Homayouni, A. Alizadeh, R. Ehsani, "Terahertz spectroscopy and imaging: A review on agricultural

applications," *Computers and Electronics in Agriculture*, vol. 177, pp. 105628, 2020.

12. R. Chen, M. Ibrahim, H. He, "Solid Physical State Transformation in Hot Melt Extrusion Revealed by Inline Near-Infrared (NIR) Spectroscopy and Offline Terahertz (THz) Raman Imaging," *Spectroscopy Supplements, IR Spectroscopy for Today's Spectroscopists*, vol. 36(8), pp. 16–23, 2021.

13. Jiarui Wang, Rayko I. Stantchev, Qiushuo Sun, Tor-Wo Chiu, Anil T. Ahuja, and Emma Pickwell MacPherson, "THz in vivo measurements: the effects of pressure on skin reflectivity," *Biomed. Opt. Express* 9, pp. 6467-6476, 2018.

14. S. Han, R. Griffin, K. Hu, C. Joo, C. Joye, J. Sirigiri, R. Temkin, A. Torrezan, P. Woskov, "Spectral Characteristics of a 140-GHz Long-Pulsed Gyrotron," *IEEE Trans Plasma Sci IEEE Nucl Plasma Sci Soc.* 2007

15. Y. A. Myasin, A. Y. Il'yin and V. V. Evdokimov, "Orotrons with double-row periodic structure and spherocylindrical and multifocal mirrors," 2009 19th International Crimean Conference Microwave & Telecommunication Technology, pp. 184-185, 2009, Sevastopol, Ukraine

16. V. L. Bratman, B. S. Dumesh, A. E. Fedotov, P. B. Makhlov, B. Z. Movshevich, F. S. Rusin, "Terahertz Orotrons and Oromultipliers." *IEEE Transactions on Plasma Science*, 38(6), 2010.

17. Франк И. М. "Излучение Вавилова-Черенкова. Вопросы теории." Москва: Наука, с. 284, 1988.

18. Schunemann K. "Theory of the clinotron: A grating backward-wave oscillator with inclined electron beam" K. Schunemann, D. Vavriv. *IEEE Trans. on Electron Devices*. – 1999. – Vol. 46, № 11. – P. 2245-2252.

19. A. Likhachev et. al. "Development of compact generator complexes based on terahertz clinotrons at O. Ya. Usikov IRE NAS of Ukraine," *RADIOFIZIKA I ELEKTRONIKA*, vol. 24 no. 2, pp. 33-48, Jun. 2019.

20. Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, L. Mospan, S. Steshenko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, "Effect of Mode

Transformation in THz Clinotron," *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves* vol. 39, no. 11, pp. 1055–1064 Nov. 2018.

21. Высокочастотные омические потери в клинотронах непрерывного действия терагерцевого диапазона частот / Ю. С. Ковшов, С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, А. А. Лихачев, С. А. Власенко, В. В. Завертанный, Э. М. Хуторян, А. Н. Кулешов // *Радиофизика и электроника*. – 2017. – Т.8, № 1, 2017. – С. 68-76.

22. Клинотрон / Г. Я. Левин, А. И. Бородкин, А. Я. Кириченко, С. А. Чурилова, А. Я. Усиков. // К.: Наук. Думка. –1992. – С. 157.

23. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, A. A. Likhachev, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, "Effect of electron beam velocity spread in a clinotron". *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2019; 66(3): 1540–1544.

24. Кириченко А. Я. Ортоклинотронный эффект // *Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины*. – 2007. – Т. 12, спец. вып. – С. 117-121.

25. Генераторы дифракционного излучения / В.П. Шестопапов, А.А. Вертий, Г.П. Ермак, Б.К. Скрынник, Г.И. Хлопов, А.И. Цвык; под ред. В.П. Шестопапов; кол. авт. Академия наук Украинской ССР, Институт радиофизики и электроники. – Киев: Наукова думка, 1991. – 317 с.

26. D.M. Vavriv, V.A. Volkov, V.G. Chumak, "Clinotron tubes: High-power THz sources," *European Microwave Conference*, 09-12 Oct. 2007, Munich, Germany

27. Roth, K., "NMR Tomography. In: *NMR-Tomography and -Spectroscopy in Medicine*." Springer, 1984

28. Matsuki Y., Fujiwara T. "Advances in high-field DNP methods," in *Experimental Approaches of NMR Spectroscopy: Methodology and Application to Life Science and Materials Science*, Springer Singapore, pp. 91-134, 2017.

29. Ковшов Ю. С. Стабилизация частоты электромагнитных колебаний в ЛОВ-генераторах субмиллиметрового диапазона / Ю. С. Ковшов, А. И. Иванов, С. А. Кишко, С. С. Пономаренко, А. Н. Кулешов, Б. П. Ефимов //

Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина. Серия «Радиофизика и электроника». – 2013. – Т 23, № 1094. – С. 77-83.

30. A. Likhachev, A. Danik, Yu. Kovshov, S. Kishko, S. Ponomarenko, O. Martseniak, E. Khutoryan, I. Ogawa, T. Idehara, A. Kuleshov, “Compact radiation module for THz spectroscopy using 300 GHz continuous-wave clinotron,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 90, no. 3, pp. 034703-1- 034703-5, Mar. 2019.

31. M. Blank, K. Felch, "Millimeter-wave Sources for DNP-NMR," *eMagRes*, vol. 7, pp. 155-166, 2018.

32. T. Idehara, A. Kuleshov, K. Ueda "Power-stabilization of high frequency gyrotrons using a double PID feedback control for application to high power THz spectroscopy". *Millimeter and THz Waves*. –2014. – Vol. 35, № 2. – P. 159-168.

33. M.Yu. Demchenko, G.P. Ermak, I.D. Revin, “Investigation of phase-locked diffraction radiation generator,” Third International Kharkov Symposium 'Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves'. MSMW'98, 17 Sept. 1998, Kharkov, Ukraine

34. O´Dweyer, A. Handbook of PI and PID Controller Tuning Rules, 3rd ed.; Imperial College Press: London, UK, 2009; 626 pages

35. G. P. Ermak, A. V. Varavin, E. A. Alekseev, “Phase Locking of 2-mm Wave Sources Upon High-Order IMPATT Multipliers,” *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 24, pp. 1609–1615, 2003

36. Krupnov, A.F. Phase Lock-In of MM/SUBMM Backward Wave Oscillators: Development, Evolution, and Applications. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 22, pp. 1–18, 2001.

37. [Online]. Available: vadiodes.com. [Accessed: Sep 30, 2022].

38. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, V. V. Zavertanniy, E. M. Khutoryan, I. V. Lopatin, B. P. Yefimov, A. N. Kuleshov, “400-GHz continuous-wave clinotron oscillator,” *IEEE Trans. Plasma Science*, vol. 41, no. 1, pp. 82-86, Jan. 2013.

39. D. Wang, R. Ning, G. Li, J. Zhao, Y. Wang, L. Rong, "3D image reconstruction of terahertz computed tomography at sparse angles by total variation minimization," *Appl. Opt.* 61, B1-B7, 2022

40. E. Cristofani, F. Friederich, S. Wohnsiedler, C. Matheis, J. Jonuscheit, M. Vandewal, R. Beigang "Nondestructive testing potential evaluation of a terahertz frequency-modulated continuous-wave imager for composite materials inspection," *Optical Engineering* 53(3), pp. 031211, 2014.
41. P. Fosodeder, et al. "Terahertz Computer Tomography for Plastics Extrusion (TACTICS)," 9th International THz-Bio Workshop, Apr 19 – 23, 2021.
42. Алямовский И. В. Электронные пучки и электронные пушки // М.: Советское радио. – 1966. – С. 454.
43. Paoloni C. THz Backward-Wave Oscillators for Plasma Diagnostic in Nuclear Fusion / C. Paoloni, D. Gamzina, L. Himes, B. Popovic, R. Barchfeld, L. Yue, Y. Zeng, H. Tang, Y. Tang, P. Pan, H. Li, R. Letizia, M. Mineo, J. Feng, N. C. Luhmann // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2016. – Vol. 44, № 4. – P. 369-376.
44. Idehara, T., & Sabchevski, S. P. (2012). Development and Applications of High—Frequency Gyrotrons in FIR FU Covering the sub-THz to THz Range. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 33(7), 667–694.
45. Zavertanniy V. V., Kishko S. A., Ponomarenko S. S., Efimov B. P., Zabrodskiy A. F., Kirichenko L. A., Kudinova T. V., Kuleshov A. N. Magnetic focusing system for intense electron beams of submillimeter clinotrons. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*, 2012, vol. 20, iss. 5, pp. 112-120.
46. Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, E. Khutoryan, D. Zahrevskiy, A. Kuleshov, "Tracking analysis of a sheet electron beam for clinotron tube". 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 330-333,
47. Molokovsky S. I. Methods of fields calculations / S. I. Molokovsky, A. D. Sushkov // in *Intense Electron and Ion Beams*. – Berlin, Germany: Springer. – 2005. – P. 27-45.
48. Евдокименко Ю. И. К двумерной нелинейной нестационарной теории генератора дифракционного излучения / Ю. И. Евдокименко, К. А. Лукин, В.

- П. Шестопалов // Электронная техника, Сер.1 Электроника СВЧ. – 1981. – Вып. 10. – С. 35-40.
49. A. S. Gilmour, "Klystrons, Traveling Wave Tubes, Magnetrons, Crossed-field Amplifiers, and Gyrotrons". Artech House, 2011 p 882.
50. О возможности снижения фокусирующих магнитных полей в генераторах с нежесткофокусированными электронными потоками / А. Я. Кириченко, Б. П. Ефимов, В. Ф. Процай // Тр. ИРЭ АН УССР. – 1969. – Т. 16. – С. 119-130.
51. Клинотроны непрерывного и импульсного действия субмиллиметрового диапазона / С. А. Чурилова, А. И. Бородкин, Г. Я. Левин, С. Н. Терехин // Тр. Тр. ИРЭ АН УССР. – 1969. – Т. 16. – С. 76-85.
52. S. S. Ponomarenko, A. A. Likhachev, V. V. Stoyanova, Yu. S. Kovshov, S. A. Vlasenko, S.A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, "Spectral Characteristics of THz CW Clinotrons", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 67, № 12, pp. 5766 – 5770, 2020.
53. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника // Харьков: Высшая школа. – 1976. – С. 233.
54. A. A. Likhachev, Yu. S. Kovshov, S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, S.A. Vlasenko, A. I. Ivanov, A. N. Kuleshov, "Supply voltage control for guaranteed performance of compact terahertz vacuum electron devices". Review of Scientific Instruments. 2021; 92(12):124704.
55. M. K. Kazimierczuk, Pulse-Width Modulated DC-DC Power Converters (John Wiley & Sons, 2008).
56. Lei Zhao, Haoyu Li, Yue Hou, Yanxue Yu, "Operation analysis of a phase-shifted full-bridge converter during the dead-time interval". IET Power Electronics. 2016; 9: 1777-1783.
57. Visintini, R. Rectifiers. In CAS CERN Accelerator School Specialized Course on Power Converters; Daniel, B., Ed.; CERN: Geneva, Switzerland, 2006; pp. 133–183.

58. N.V, Matveev, R.G. Martin, "Protection System for the Gyrotrons at TJ-II", *Fusion Engineering and Design* 66-68 (2003) 461-466.
59. [Online]. Available: www.behlke.com [Accessed: Sep 30, 2022].
60. E. M. Khutoryan, T. Idehara, A. N. Kuleshov, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Stabilizations of gyrotron frequency and power by PID double feedback control on the acceleration and anode voltages" 9th Int. Kharkiv 145 Symp. on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). – 2016. – Vol. 56, № 1. – P. 1-3.
61. J. P. Gerry, "A comparison of PID control algorithms," *Control Eng.*, vol. 34, no. 3, pp. 102–105, Mar. 1987
62. Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, "Numerical simulation and experimental study of sub-THz and THz CW clinotron oscillators," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 65, no. 6, pp. 2177-2182, Jun. 2018.
63. D. Gamzina, H. Li, L. Himes, R. Barchfeld, B. Popovic, P. Pan, R. Letizia, M. Mineo, J. Feng, C. Paoloni, N. C. Luhmann, "Nanoscale surface roughness effects on THz vacuum electron device performance," *IEEE Trans. Nanotechnol.*, vol. 15, no. 1, pp. 85-93, Jan. 2016
64. A. Likhachev, S. Ponomarenko, S. Kishko, Yu. Kovshov, V. Zheltov, E. Khutoryan, D. Moseev, T. Stange, A. Kuleshov, "Development and Test of 175 GHz Clinotron Tube," 22nd International Vacuum Electronics Conference, April 2021.
65. Шевчик В. Н. Электроника ламп обратной волны / В. Н. Шевчик, Д. И. Трубецков // С.: Саратовский Университет. – 1975. – С. 195.
66. Jau-Jr Lin, Yuan-Ping Li, Wei-Chiang Hsu, Ta-Sung Lee, "Design of an FMCW radar baseband signal processing system for automotive application," *SpringerPlus* 5, 42, 2016.
67. K. Iizuka, A. P. Freundorfer, K.H. Wu et al., "Step-frequency radar", *Journal of Applied Physics*, vol. 56, no. 9, pp. 2572-2583, 1984.

68. Spellman High Voltage Electronics Corporation, "Instruction Manual: SLM Series High Voltage Power Supply," Spellman High Voltage Electronics Corporation, 118080-001 REV D, 2020. [Online]. Available: <https://www.spellmanhv.com>. [Accessed: Sep 30, 2022].
69. Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, S. Vlasenko, A. Lihachev, A. Lukash, A. Danik, E. Khutoryan, A. Kuleshov, "0.1–0.4 THz clinotron table-top modules for spectroscopy applications," in Proc. YSF-2017, Lviv, Ukraine, 2017, pp. 275-278.
70. A. Likhachev, Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, V. Stoyanova, E. Khutoryan, A. Kuleshov, "Effect of Grating Thermal Expansion on the THz Clinotron Operation," 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Sep. 2021.
71. C. C Cutler, "Spurious Modulation of Electron Beams", Proceedings of the IRE, Vol. 44, Issue 1, pp. 61-64, 1956
72. L. Smullin, H. Haus, "Noise in Electron Devices." The MIT Press, pp. 427, 2003.
73. J. Schou, "Secondary Electron Emission from Solids by Electron and Proton Bombardment," Scanning Microscopy: Vol. 2 : No. 2 , Article 1, 1987
74. Stantchev, R.I., Yu, X., Blu, T. et al. "Real-time terahertz imaging with a single-pixel detector", Nat Commun 11, 2535, 2020
75. Afsah-Hejri, L., Hajeb, P., Ara, P., & Ehsani, R., "A Comprehensive Review on Food Applications of Terahertz Spectroscopy and Imaging," Comprehensive reviews in food science and food safety, 18(5), pp. 1563-1621, 2019
76. Andreucci M, Solomon R, Tasanarong A. "Side effects of radiographic contrast media: pathogenesis, risk factors, and prevention." Biomed Res Int. 2014
77. Vaquero JJ, Kinahan P. "Positron Emission Tomography: Current Challenges and Opportunities for Technological Advances in Clinical and Preclinical Imaging Systems". Annu Rev Biomed Eng. 2015
78. V. I. Mikla, V. V. Mikla, "Computed Tomography", Medical Imaging Technology, Elsevier, pp. 23-38, 2014

79. Carovac A, Smajlovic F, Junuzovic D. Application of ultrasound in medicine. *Acta Inform Med.*, 19(3), pp. 168-71, 2011
80. Popescu DP, Choo-Smith LP, Flueraru C, Mao Y, Chang S, Disano J, Sherif S, Sowa MG. "Optical coherence tomography: fundamental principles, instrumental designs and biomedical applications." *Biophys Rev.* 2011
81. Taylor ZD, Singh RS, Bennett DB, Tewari P, Kealey CP, Bajwa N, Culjat MO, Stojadinovic A, Lee H, Hubschman JP, Brown ER, Grundfest WS. "THz Medical Imaging: in vivo Hydration Sensing." *IEEE Trans Terahertz Sci Technol.* 2011
82. E. Pickwell and V. P. Wallace, "Biomedical applications of terahertz technology," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 39, pp. R301–R310, 2006.
83. Sun Y, Sy MY, Wang YX, Ahuja AT, Zhang YT, Pickwell-Macpherson E. "A promising diagnostic method: Terahertz pulsed imaging and spectroscopy." *World J Radiol.* 2011
84. Di Fabrizio, M.; D'Arco, A.; Mou, S.; Palumbo, L.; Petrarca, M.; Lupi, S. "Performance Evaluation of a THz Pulsed Imaging System: Point Spread Function, Broadband THz Beam Visualization and Image Reconstruction." *Appl. Sci.*, 11, p. 562, 2021
85. Lee, I.-S.; Lee, J.W. "Nondestructive Internal Defect Detection Using a CW–THz Imaging System in XLPE for Power Cable Insulation." *Appl. Sci.*, 10, 2055, 2020
86. A. Likhachev, S. Ponomarenko, S. Kishko, Yu. Kovshov, S. Vlasenko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, "THz Imaging System Based on Frequency-Tunable 140 GHz Clinotron and Quasi-Optical Antenna," 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW), pp. 946-949, 2020
87. Joo-Hiuk Son, Seung Jae Oh, and Hwayeong Cheon , "Potential clinical applications of terahertz radiation", *Journal of Applied Physics* 125, 190901, 2019
88. Ochoa, A., "Feedback in analog circuits" (Springer International Publishing, Switzerland, 2016), pp. 164

89. 16-Bit nanoDAC™ [Online]. Available: www.analog.com [Accessed: Sep 30, 2022].
90. E. Khutoryan, M. Sattorov, K. Lukin, O. Kwon, S. Min, R. Bhattacharya, I. Baek, S. Kim, M. Yi, J. So, G. Park, "Theory of Multimode Resonant Backward-Wave Oscillator With an Inclined Electron Beam," *IEEE Transactions on Electron Devices*, 62(5), pp. 1628–1634, 2015.
91. Y. Xiong, X. Cheng, X. Wang, P. Kumar, L. Guo, Z. Shen, "Performance Analysis of Trench Power MOSFETs in High-Frequency Synchronous Buck Converter Applications", *Advances in Power Electronics*, vol. 2008, pages 9, 2008.
92. SIFERRIT material N97 [Online]. Available: www.tdk-electronics.tdk.com [Accessed: Sep 30, 2022].
93. О. Н. Літвиненко, *Основы радиооптики*, Киев:Техника, 1974.
94. R. C. Gonzalez, R. E. Woods, *Digital Image Processing*, 2nd ed., New Jersey: Prentice Hall, Inc., 2002.
95. H. Momiyama, Y. Sasaki, I. Yoshimine, S. Nagano, T. Yuasa, C. Otani, "Depth super-resolved imaging of infrastructure defects using a terahertz-wave interferometer", *NDT & E International*, vol. 120, p. 102431, 2021
96. Sheen D. M., McMakin D. L., Hall T. E. "Three-dimensional millimeter-wave imaging for concealed weapon detection", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. vol. 49, No. 9. pp. 1581-1592, 2001
97. Soumekh M. "Bistatic synthetic aperture radar inversion with application in dynamic object imaging", *IEEE Trans. Signal Processing*. vol. 39. pp. 2044–2055, 1991
98. R. Bracewell, "The Fourier Transform & Its Applications", McGraw-Hill Science/Engineering/Math; 3rd edition, 640 pages, 1999
99. Griffiths, Hugh D. "New ideas in FM radar." *Electronics & Communication Engineering Journal* 2 pp. 185-194, 1990.
100. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, B. P. Yefimov, "The extension of the operation frequency range of the resonant BWOs

- by use of the multistage gratings,” in Proc. Int. Conf. Math. Methods Electromagn. Theory, Dnipropetrovsk, Ukraine, Aug. 2014, pp. 233–236.
101. M. Richards, J. Scheer, W. Holm, "Principle of Modern Radar: Basic Principles", ed. W. Melvin, Sci Tech Pub., vol. 1, 2010.
102. W. Melvin, J. Scheer, "Principles of Modern Radar: Radar Applications" ed. D. Kay, Sci Tech Pub., vol. 3, 2014.
103. P. Koivumäki, “Triangular and Ramp Waveforms in Target Detection with a Frequency Modulated Continuous Wave Radar,” Master’s thesis, Aalto university, 2017
104. В.Г. Сугак, А.В. Букин, Е.М. Васильева, О.А. Овчинкин, Ю.А. Педенко, Ю.С. Силаев, Е.В. Тарнавский, В.Н. Бормотов, А.В. Сугак, "Радиолокатор со ступенчатым изменением частоты для обнаружения и распознавания малогабаритных объектов под поверхностью земли", Радиофізика та електроніка. Т. 1(15), № 3. — С. 92-97, 2009.
105. Y. Quan, Y. Li, W. Hu, Y. Zhai, and M. Xing, "FM sequence optimization of chaotic-based random stepped frequency signal in through-the-wall radar," IET Signal Process., vol. 11, no. 7, pp. 830–837, 2017
106. Genderen, Piet van. “Multi-Waveform SFCW radar.” 2003 33rd European Microwave Conference, 2003 (2003): 849-852.
107. Y. M. Kuleshov, Ed., “Exploration of opportunities of development of radiomeasuring equipment and devices in the sub-mm band based on quasi-optical principles,” (in Russian), IRE NASU, Kharkov, Ukraine, Tech. Rep. “Ozero”, 1966.

Додаток А

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ*1. Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації**1.1 Статті у виданнях, індексованих Scopus та/або Web of Science*

1. A. A. Likhachev, A. A. Danik, Yu. S. Kovshov, S.A. Kishko, S. S. Ponomarenko, V N. Zheltov, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, “Effect of Electron Beam Velocity Spread in a Clinotron”, IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 66, № 3, pp. 1540 - 1544, 2019 (Q1).
2. S. S. Ponomarenko, A. A. Likhachev, V. V. Stoyanova, Yu. S. Kovshov, S. A. Vlasenko, S.A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, “Spectral Characteristics of THz CW Clinotrons”, IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 67, № 12, pp. 5766 – 5770, 2020 (Q1).
3. A. A. Likhachev, A. A. Danik, Yu. S. Kovshov, S.A. Kishko, S. S. Ponomarenko, O. Martseniak, E. M. Khutoryan, I. Ogawa, T. Idehara A. N. Kuleshov, “Compact radiation module for THz spectroscopy using 300 GHz continuous-wave clinotron”, The Review of scientific instruments, vol. 90, № 3, 034703, 2019 (Q2).
4. A. A. Likhachev, Yu. S. Kovshov, S.A. Kishko, S. S. Ponomarenko, S. A. Vlasenko, A. I. Ivanov, A. N. Kuleshov, “Supply voltage control for guaranteed performance of compact terahertz vacuum electron devices”, The Review of scientific instruments, vol. 92, № 12, 124704, 2021 (Q2).

1.2 Статті у фахових виданнях України

1. A. A. Likhachev, S.A. Kishko, Yu. S. Kovshov, A. A. Danik, S. S. Ponomarenko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, A. C. Tischenko, V. V. Zavertanniy, A. F. Zabrodskiy, S. M. Terekhin, T. V. Kudinova, L. A.

Kirichenko, L. A. Galushko, Yu. S. Klescheva, G. S. Bezrodnaya, S. A. Vlasenko, "Development of compact generator complexes based on terahertz clinotrons at O. Ya. Usikov IRE NAS of Ukraine," *RADIOFIZIKA I ELEKTRONIKA*, vol. 24, № 2, pp. 33-48, 2019.

2. Наукові праці, що засвідчують апробацію матеріалів дисертації

1. A. Danik, A. A. Likhachev, S. S. Ponomarenko, S.A. Kishko, Yu. S. Kovshov, V. V. Zavertanniy, S. A. Vlasenko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, "Compact THz Continuous-Wave Clinotron Oscillators", 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 1-6 Sept. 2019, Paris, France
2. S. S. Ponomarenko, A. A. Likhachev, S.A. Kishko, Yu. S. Kovshov, S. A. Vlasenko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, "THz Imaging System Based on Frequency-Tunable 140 GHz Clinotron and Quasi-Optical Antenna", IEEE Ukrainian Microwave Week, 21-25 Sept. 2020, Kharkiv, Ukraine
3. A. A. Likhachev, S. S. Ponomarenko, S.A. Kishko, Yu. S. Kovshov, V N. Zheltoy, E. M. Khutoryan, D. Moseev, T. Stange, A. N. Kuleshov, "Development and Test of 175 GHz Clinotron Tube", 22nd International Vacuum Electronics Conference, 27-30 April 2021, Rotterdam, Netherlands
4. A. A. Likhachev, Yu. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S.A. Kishko, V. V. Stoyanova, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, "Effect of Grating Thermal Expansion on the THz Clinotron Operation", 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 29 Aug.-3 Sept. 2021, Chengdu, China (стендова доповідь).