

НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР
«ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»
НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ імені В.Н. КАРАЗІНА
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

*Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису*

Сюсько Євген Васильович

УДК 533.9.08

ДИСЕРТАЦІЯ

**«ЗАСТОСУВАННЯ РЕФРАКЦІЇ МІКРОХВИЛЬ ДЛЯ ДІАГНОСТИКИ
НЕОДНОРІДНОЇ ПЛАЗМИ»**

Спеціальність 104 – «Фізика та астрономія»

(Галузь знань 10 – Природничі науки)

Подається на здобуття ступеня доктора філософії


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



Є. В. Сюсько

Науковий керівник: Ковтун Юрій Вікторович, кандидат
фізико-математичних наук, старший науковий дослідник.

Харків – 2021

*Усі примірники дисертації ідентичні
за змістом
Голова експертної Ради
ДФ 64.051.057*
 *Володимир
Кузлич*

АНОТАЦІЯ

Сюсько Є. В. **Застосування рефракції мікрохвиль для діагностики неоднорідної плазми.** – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 – Фізика та астрономія (Галузь знань 10 – Природничі науки). – Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» Національної академії наук України; Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2021.

У дисертаційній роботі розвинуто методи діагностики плазми, які засновані на рефракції, а саме: вимірювання зсуву фази мікрохвилі при похилому зондуванні плазми з фіксованими в просторі рупорними антенами, метод визначення азимутальних неоднорідностей плазми, що обертається. Похиле зондування (у випадку фіксованих у просторі рупорних антен) було вперше запропоновано реалізувати з використанням периферійної частини випромінювання рупорної антени.

Вимірювання зсуву фази хвиль при похилому зондуванні та метод визначення азимутальних неоднорідностей плазми, що обертається, можуть використовуватися у якості методів діагностики плазми, завдяки яким є можливість отримувати інформацію про периферійну плазму та визначати азимутальні неоднорідності плазми відповідно. Ці методи можуть бути використані як при дослідженні лабораторної плазми, так і в пристроях керованого термоядерного синтезу.

У роботі виконано розрахунки траєкторії мікрохвиль в неоднорідній плазмі технологічного пристрою МАКЕТ. Результати проведеного моделювання вказують на можливість використання рефракції мікрохвиль для дослідження плазми з різними розподілами густини з застосуванням периферійної частини випромінювання рупорної антени фіксованої у просторі відносно до плазми.

При дослідженні плазми імпульсного відбивного розряду в пристрої МАКЕТ виконано вимірювання зсуву фази хвиль при похилому зондуванні, що дало можливість отримати інформацію про параметри плазми в периферійних шарах плазмового утворення в інтервали часу, коли зондування крізь центр плазмового утворення неможливе. Проведена експериментальна перевірка та відпрацювання методу визначення азимутальних неоднорідностей на механічній моделі, яка імітує азимутальні неоднорідності шару плазми, що обертається, з критичною густиною. Експериментальна апробація цього методу на неоднорідній плазмі імпульсного відбивного розряду показала його придатність та перспективність для вимірювань азимутальних неоднорідностей плазми.

В першому розділі наведені основні методи діагностики плазми: зондові, корпускулярні, лазерні, оптичні, мікрохвильові. Серед мікрохвильових методів виділено й описано найбільш поширені активні методи: метод інтерферометрії, рефлектометрії. Наведено основні принципи та основи методу геометричної оптики, надано основні критерії можливості її застосування для опису розповсюдження мікрохвиль в плазмі. Також розглянуто рефракцію як поняття геометричної оптики, описані основні методи мікрохвильової діагностики плазми, що використовують рефракцію мікрохвиль. Показано вплив рефракції на точність визначення параметрів плазми при використанні мікрохвильових методів діагностики плазми.

У другому розділі виконано опис установки МАКЕТ, де реалізується потужний імпульсний відбивний розряд в схрещених електричному та магнітному полях. Описано основні параметри установки та її основних систем: системи управління, електророзрядної та магнітної систем, вакуумної системи і системи напуску робочого газу. Розглянуті та описані конструкційні особливості імпульсної, високовольтної електророзрядної та магнітної систем електрофізичної установки, що служить для отримання та дослідження багатокomпонентної газометалевої плазми. Приведено електричні схеми електромагнітної та електророзрядної

систем, описано їх принцип дії. Виконано розрахунки залежності напруги, заряду та струму у RLC колі магнітної системи. Проведено порівняння експериментально виміряних значень амплітуди і тривалості імпульсу розрядного струму через магнітну систему з розрахунковими, яке показало, що розбіжності тривалості імпульсу струму та його амплітуди не перевищує $\pm 2\%$. Описано можливості вакуумної системи, системи напуску робочого газу.

У третьому розділі були описані геометричні параметри рупорних антен установки МАКЕТ та зроблена оцінка їх основних випромінюючих характеристик. Виконано розрахунки ефективної площі поверхні та коефіцієнт використання поверхні рупорної антени, розподіл вектора Пойнтінга. З розрахункових та експериментальних даних встановлено, що розподіл вектора Пойнтінга та виміряної амплітуди мікрохвильового сигналу детектором якісно схожі та співпадають по формі. Розрахунки та вимірювання проводились вздовж координати x , вправо або вліво до 150 мм, паралельно розкриву рупорної антени, $x = 0$ мм – координата осі антени, крок розрахунку 1 мм, $y = \text{const}$, $z = \text{const}$. Аналіз розрахункових та експериментальних даних показує, що приймальні характеристики антени повністю задовольняють умовам використання її на частоті 37,2 та 71 ГГц для експериментів з рефракцією мікрохвиль на установці МАКЕТ.

Проведено розрахунки траєкторій мікрохвильових променів в неоднорідній плазмі з урахуванням геометричних параметрів установки МАКЕТ, геометричного розташування рупорних антен, їх основних характеристик та параметрів плазми. Розрахунки траєкторії проводились для різних профілів густини з максимумом на осі плазмового формування, при різних значеннях кутів падіння, максимуму густини та частот зондування. Отримані розрахункові дані траєкторії мікрохвильових променів для параболічного профілю густини з максимумом на осі плазмового формування демонструють принципову можливість використання мікрохвильової рефракції для діагностики плазми в установці МАКЕТ при фіксованих в просторі рупорних антенах. Показано, що використання рефракції

мікрохвиль на частотах 37,2 та 71 ГГц дає змогу розширити можливості мікрохвильової діагностики плазми в установці МАКЕТ.

З урахуванням отриманих шляхом моделювання результатів проведено експерименти із застосуванням рефракції в установці МАКЕТ. Експерименти продемонстрували, що залежно від густини плазми мікрохвильові промені на частоті 37 ГГц, потрапляють на рупорні антени, розміщені під кутом 60° та 120° відносно осі антени, що випромінює. При наростанні густини мікрохвильовий сигнал спочатку реєструється приймальною антеною під кутом $\varphi_2 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$. Пізніше при $\frac{N_p(0)}{N_{cr}} > 1$ ($N_p(0)$ – густина електронів плазми на осі плазмового формування, N_{cr} – критична густина) сигнал реєструється приймальною антеною під кутом $\varphi_1 \approx 60^\circ \pm 9^\circ$ (в антені під кутом $\varphi_2 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$ немає сигналу), а у випадку $1,75 > \frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ сигнал відсутній для обох антен. При розпаді плазми спостерігається подібна картина, але в зворотному порядку. Показано, що така ж картина спостерігається і у розрахунках. Проведені експерименти по дослідженню рефракції мікрохвиль на частотах 36 та 71 ГГц продемонстрували можливість прийому мікрохвиль на рупорну антену зміщену на кут 60° відносно осі антени, що випромінює. Як розрахунки, так і експерименти показують, що у випадку, коли $N_p > N_{cr}$, для хвилі на частоті 36 ГГц, сигнал на антені відсутній, а для частоти зондування 71 ГГц для тих самих умов сигнал реєструвався, навпаки, максимальний. Тому завдяки похилому зондуванню плазми мікрохвилями на різних частотах може здійснюватися зондування різних шарів плазми. Проведені дослідження продемонстрували можливість використання периферійної частини випромінювання рупорної антени для діагностики плазми у випадках, коли кут нахилу рупорних антен не можливо змінювати.

У четвертому розділі було запропоновано: за рахунок використання периферійної частини випромінювання рупорної антени виконати зондування периферійних шарів плазми похилими мікрохвилями, виконати вимірювання

зсуву фази даних хвиль, що пройшли крізь периферійні шари плазми. Для цього було проведено розрахунки фази мікрохвильових променів в неоднорідній плазмі при наскрізному зондуванні (крізь вісь плазмового циліндра) і при похилому зондуванні, яке реалізується за рахунок мікрохвильових променів, які падають похило на поверхню плазми, що зондується. Початкові умови поставленої задачі брались згідно геометрії установки МАКЕТ, положення і параметрів рупорних антен, типових параметрів плазми, що утворюється в установці. Результати розрахунків показали принципову можливість використання вимірювання зсуву фази мікрохвилі при похилому зондуванні для діагностики периферійних шарів плазми. У випадку вимірювання зсуву фази хвиль при похилому зондуванні при прийомі мікрохвиль під кутами $60^\circ \pm 9^\circ$ та $120^\circ \pm 9^\circ$, фазовий зсув спостерігається як при $N_{cr} > N_{max}$, так і при $N_{cr} < N_{max}$ (N_{max} – максимальна густина плазми). Це говорить про те, що, використовуючи вимірювання зсуву фази мікрохвилі при похилому зондуванні з фіксованими в просторі рупорними антенами, є можливість реєструвати фазові зсуви навіть у випадку, якщо густина плазми вище критичного значення і наскрізна інтерферометрія неможлива. Також було розраховано радіус критичного шару плазми r_{cr} з густиною рівною N_{cr} , коли за рахунок рефракції та віддзеркалення від шару з критичною густиною частина або всі мікрохвильові промені потрапляють у прийомну антену під кутом 60° . При параболічному профілі густини r_{cr} належить до проміжку між 5,2 до 6,3 см. Розрахунки r_{cr} показують, що при інших функціях розподілу густини вздовж радіуса значення r_{cr} знаходяться в межах 4,5 – 6,5 см.

Описано експерименти з визначення густини плазми за допомогою інтерферометрії при наскрізному зондуванні та зондуванні з використанням рефракції мікрохвиль, коли приймальні рупори розташовано під кутами 60° та 120° . Ці експерименти показали, що використання рефракції мікрохвиль дозволяє вимірювати густину плазми в окремих її шарах при неможливості наскрізного зондування плазмового утворення. При $N_{cr} < N_p$ (N_p – густина електронів плазми)

фазовий зсув відсутній при зондуванні крізь центр плазмового утворення і фазовий зсув присутній при похилому зондуванні. Експериментально виміряно середній час відсутності фазових зсувів при зондуванні крізь центр плазмового утворення $\tau_1 = 3,12 \pm 0,21$ мс та при похилому зондуванні $\tau_2 = 1,04 \pm 0,25$ мс. Визначено залежність добутку $\overline{N_p L}$ (добуток усередненої густини плазми на оптичний шлях L мікрохвиль в плазмі) від часу, а також оцінена величина середньої густини плазми при зондуванні крізь центр плазми та похилому зондуванні. При цьому в обох випадках зондування (при густині плазми $N_{cr} > N_p$) отримано близьке значення середньої густини плазми, що задовільно узгоджується з припущенням віддзеркалення мікрохвильових променів від протилежної поверхні камери. Проведені дослідження продемонстрували можливість використати вимірювання зсуву фази мікрохвилі при похилому зондуванні для діагностики периферійної плазми.

У п'ятому розділі запропоновано метод визначення азимутальних неоднорідностей плазми, що обертається. Метод заснований на спектральному та кореляційному аналізі віддзеркалених від плазми сигналів при похилому й нормальному падінні на плазмову поверхню. Перевірка і відпрацювання методу визначення азимутальних неоднорідностей густини плазми, що обертається, проводилась на механічній моделі. Експериментальна апробація методу проводилося на установці МАКЕТ, в якій реалізується імпульсний відбивний розряд в схрещених електричному та магнітному полях. Плазма зондувалася «звичайною» хвилею на частоті зондування $f = 36$ ГГц. Характер віддзеркалених від плазми сигналів подібний отриманим раніше для механічної моделі циліндра з трьома жолобками. Проведений аналіз віддзеркалених від плазми сигналів дозволив виявити коливання густини електронів плазми з азимутальною модою $m = 3$; визначити значення кутів азимутального зміщення жолобків $\approx 120^\circ, 123^\circ, 118^\circ$; виміряти кутову швидкість обертання азимутальних

неоднорідностей, що знаходиться в діапазоні від $2 \cdot 10^4$ до $4 \cdot 10^4$ рад/с. Проведені експериментальна перевірка, відпрацювання та апробація методу визначення азимутальних неоднорідностей плазми, що обертається, показали перспективність дослідженого у дисертації методу діагностики плазми.

Ключові слова: мікрохвилі, промінь, рефракція, плазма, густина, розряд, імпульс, інтерферометрія, ВЧ методи, генератор, антена, спектр, магнітне поле, рупор.

ABSTRACT

Siusko Y. V. Application of microwave refraction for diagnosis of inhomogeneous plasma. Qualification scholarly paper: a manuscript.

Thesis submitted for obtaining the Doctor of Philosophy degree in Natural Sciences, Specialty 104 – Physics and Astronomy. – National Science Center “Kharkiv Institute of Physics and Technology”, The National Academy of Sciences of Ukraine; V. N. Karazin Kharkiv National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2021.

The methods of plasma diagnostics based on refraction have been developed in the dissertation work, namely: the measurement of microwave phase shift at inclined plasma probing with horn antennas fixed in space, the method of determination of azimuthal inhomogeneities of rotating plasma. Inclined probing (in the case of horn antennas fixed in space) has been proposed to implement using the peripheral part of the horn antenna radiation for the first time.

Measurement of the phase shift of waves in inclined probing and the method of determining the azimuthal inhomogeneities of rotating plasma can be used as the methods for diagnosing plasma, which make it possible to obtain information about peripheral plasma and determine azimuthal plasma inhomogeneities respectively. These methods can be used both in the study of laboratory plasma and in the devices of controlled thermonuclear fusion.

The work has calculated the trajectory of microwaves in the inhomogeneous plasma of the technological device MAKET. The results of the simulation indicate the possibility of using microwave refraction to study plasma with different density distributions using the peripheral part of the radiation of the horn antenna fixed in space in relation to the plasma.

In the study of the plasma of pulsed reflective discharge in the MAKET device, the phase shift of the waves has been measured with inclined probing, which made it possible to obtain information about the plasma parameters in the peripheral layers of plasma

formation at time intervals when probing through the plasma formation center is impossible. Experimental verification and testing of the method for determining the azimuthal inhomogeneities on a mechanical model that simulates the azimuthal inhomogeneities of a rotating plasma layer with a critical density have been carried out. Experimental testing of this method on the inhomogeneous plasma of a pulsed reflective discharge has shown its suitability and prospects for measuring the azimuthal inhomogeneities of the plasma.

The first section has described the main methods of plasma diagnostics: probe, corpuscular, laser, optical, microwave. Among microwave methods, the most common active methods have been identified and described: the method of interferometry, reflectometry. The basic principles and bases of the method of geometric optics have been given, the main criteria of possibility of its application for the description of distribution of microwaves in plasma have been given. Refraction as a concept of geometric optics has also been considered; the main methods of microwave plasma diagnostics using microwave refraction have been described. The influence of refraction on the accuracy of determination of plasma parameters when using microwave methods of plasma diagnostics has been shown.

The second section has described the MAKET installation, which implements a powerful pulsed reflective discharge in the crossed electric and magnetic fields. The main parameters of the installation and its main systems have been described: control systems, electric discharge and magnetic systems, vacuum system and working gas supply system. The design features of pulsed, high-voltage electric discharge and magnetic systems of electrophysical installation, which serves to obtain and study of multicomponent gas-metal plasma, have been considered and described. Electrical diagrams of electromagnetic and electric discharge systems have been given; their principle of operation has been described. The calculations of the dependence of voltage, charge and current in the *RLC* circuit of the magnetic system have been performed. The experimentally measured values of the amplitude and duration of the discharge current

pulse through the magnetic system have been compared with the calculated ones, which has shown that the discrepancy between the duration of the current pulse and its amplitude does not exceed $\pm 2\%$. The possibilities of the vacuum system and the working gas supply system have been described.

The third section has described the geometric parameters of the horn antennas of the MAKET installation, and has evaluated their main radiating characteristics. The calculations of the effective surface area and the utilization factor of the horn antenna surface, the distribution of the Poynting vector have been performed. From the calculated and experimental data it is established that the distribution of the Poynting vector and the measured amplitude of the microwave signal by the detector are qualitatively similar and coincide in shape. Calculations and measurements have been performed along the x coordinate, to the right or left up to 150 mm, in parallel to the opening of the horn antenna; $x = 0$ mm – the coordinate of the antenna axis, calculation step is of 1 mm, $y = \text{const}$, $z = \text{const}$. The analysis of the calculated and experimental data has shown that the receiving characteristics of the antenna fully meet the conditions of its use at 37.2 and 71 GHz for the experiments with microwave refraction on the MAKET installation.

The calculations of the trajectories of microwave beams in inhomogeneous plasma have been carried out taking into account geometrical parameters of the MAKET installation, geometrical arrangement of horn antennas, their basic characteristics and plasma parameters. Trajectory calculations have been performed for different density profiles with a maximum on the axis of plasma formation, at different values of angles of incidence, maximum density and probing frequencies. The obtained calculated data of the trajectory of microwave beams for the parabolic density profile with a maximum on the axis of plasma formation demonstrate the fundamental possibility of using microwave refraction to diagnose plasma in the MAKET installation with horn antennas fixed in space. It has been shown that the use of microwave refraction at frequencies of 37.2 and 71 GHz makes it possible to expand the possibilities of microwave plasma diagnostics in the MAKET installation.

Taking into account the results obtained by modeling, the experiments have been performed using refraction in the MAKET installation. The experiments have shown that, depending on the plasma density, the microwave beams at a frequency of 37 GHz fall on the horn antennas placed at an angle of 60° and 120° in relation to the axis of the radiating antenna. As the density increases, the microwave signal is registered by the receiving antenna at first at an angle of $\varphi_2 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$. Later, when $\frac{N_p(0)}{N_{cr}} > 1$ ($N_p(0)$ – plasma electron density on the plasma forming axis, N_{cr} – critical density) the signal is registered by the receiving antenna at an angle of $\varphi_1 \approx 60^\circ \pm 9^\circ$ (there is no signal in the antenna at an angle of $\varphi_2 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$), and in the case of $1,75 > \frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ there is no signal for both antennas. When the plasma decays, a similar pattern is observed, but in reverse order. It is shown that the same pattern is observed in the calculations. The experiments on the study of microwave refraction at frequencies of 36 and 71 GHz have demonstrated the possibility of receiving microwaves on a horn antenna shifted by an angle of 60° in relation to the axis of the radiating antenna. Both calculations and experiments show that in the case when $N_p > N_{cr}$, for a wave at 36 GHz, the signal on the antenna is absent, and for a probing frequency of 71 GHz for the same conditions, the signal was registered, on the contrary, at its maximum level. Therefore due to the inclined probing of plasma by microwaves at different frequencies, probing of different layers of plasma can be carried out. Conducted studies have shown the possibility of using the peripheral part of the radiation of the horn antenna for the diagnosis of plasma in cases where the angle of the horn antennas cannot be changed.

In the fourth section, it has been proposed: to probe the peripheral layers of the plasma by inclined microwaves, to measure the phase shift the waves that passed through the peripheral layers of the plasma by using the peripheral part of the horn antenna radiation. To do this, we have calculated the phase of microwave beams in the inhomogeneous plasma with through probing (through the axis of the plasma cylinder) and with inclined probing, which is realized due to the microwave beams falling obliquely on the surface

of the plasma being probed. The initial conditions of the task have been taken according to the geometry of the MAKET installation, the position and parameters of the horn antennas, the typical parameters of the plasma generated in the installation. The results of the calculations have shown the fundamental possibility of using the measurement of the phase shift of the microwave with inclined probing for the diagnosis of peripheral plasma layers. In the case of measuring the phase shift of waves with inclined probing when receiving microwaves at angles of $60^\circ \pm 9^\circ$ and $120^\circ \pm 9^\circ$, phase shift is observed both at $N_{cr} > N_{max}$ and at $N_{cr} < N_{max}$ (N_{max} – the maximum plasma density). This suggests that, using microwave phase shift measurements with inclined probing with the horn antennas fixed in space, it is possible to record phase shifts even if the plasma density is above the critical value and through interferometry is not possible. Also, the radius of the critical plasma layer r_{cr} with a density equal to N_{cr} has been calculated, when due to refraction and reflection from the critical density layer part or all of the microwave beams enter the receiving antenna at an angle of 60° . At the parabolic density profile, r_{cr} belongs to the range between 5.2 and 6.3 cm. Calculations of r_{cr} show that for other density distribution functions along the radius, the values of r_{cr} are in the range of 4.5 and 6.5 cm. The experiments on determination of plasma density by means of interferometry at through probing and probing using microwave refraction when receiving horn antennas are located at angles of 60° and 120° have been described. These experiments have shown that the use of microwave refraction allows to measure the density of plasma in its individual layers when it is impossible to probe the plasma formation through. Thus, for $N_{cr} < N_p$ (N_p is the plasma electron density), the phase shift is absent during the probing through the center of plasma formation and the phase shift is present during the inclined probing. The average time of absence of phase shifts during the probing through the center of plasma formation has been experimentally measured as $\tau_1 = 3.12 \pm 0.21$ ms and during the inclined probing it has been measured as $\tau_2 = 1.04 \pm 0.25$ ms. The dependence of the multiplication $\overline{N_p L}$ (the multiplication of the average plasma density on the optical

path L of microwaves in plasma) on time has been determined, and the value of the average plasma density during the probing through the plasma center and the inclined probing has been estimated. In both cases of probing (at a plasma density of $N_{cr} > N_p$) a close value of the average plasma density has been obtained, which adequately conforms with the assumption of reflection of microwave beams from the opposite surface of the chamber. Conducted studies have shown the ability to use the microwave phase shift measurements at inclined probing to diagnose peripheral plasma.

In the fifth section, the method for determining the azimuth inhomogeneities of rotating plasma has been proposed. The method is based on the spectral and correlation analysis of plasma-reflected signals at inclined and normal incidence on the plasma surface. Verification and testing of the method for determining the azimuthal inhomogeneities of the rotating plasma density has been performed on a mechanical model. Experimental testing of the method has been carried out on the MAKET installation, which implements a pulsed reflective discharge in crossed $E \times B$ fields. Plasma was probed by the O-wave at a probing frequency of $f = 36$ GHz. The nature of the signals reflected from the plasma is similar to that obtained earlier for the mechanical model of the cylinder with three grooves. The analysis of the signals reflected from the plasma has allowed: to detect the fluctuations of plasma electron density with azimuthal mode $m = 3$; to determine the values of the angles of azimuthal displacement of the grooves as $\approx 120^\circ, 123^\circ, 118^\circ$; to measure the angular velocity of rotation of azimuthal inhomogeneities in the range from $2 \cdot 10^4$ to $4 \cdot 10^4$ rad/s. The performed experimental verification, testing and approbation of the method of determination of azimuthal inhomogeneities of rotating plasma have shown the prospects of the method of plasma diagnostics studied in the dissertation.

Key words: microwaves, beam, refraction, plasma, density, discharge, pulse, interferometry, microwave methods, generator, antenna, spectrum, magnetic field, horn.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ
Наукові праці, в яких опубліковано основні наукові результати дисертації

Наукові праці у наукових фахових виданнях України, що входять до міжнародної наукометричної бази Scopus:

1. Kovtun Yu. V., **Syusko Y. V.**, Skibenko E. I., Skibenko A. I. Experimental Study of Inhomogeneous Reflex-Discharge Plasma Using Microwave Refraction Interferometry. *Ukrainian Journal of Physics*. 2018. Vol. 63, No. 12. P. 1057–1065. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті). (Scopus). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85061927796&origin=AuthorNamesList&txGid=54c2360f54b95c15fd1a77113c72b3d3>

2. **Siusko Y. V.**, Kovtun Yu. V. An application of microwaves refraction for inhomogeneous plasma diagnostic. *Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Physics"*. 2021. No. 1. P. 163–170. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті). (Scopus). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85103415342&origin=resultslist>

Наукові праці у зарубіжних наукових фахових виданнях, що входять до міжнародної наукометричної бази Scopus:

3. **Siusko Y. V.**, Kovtun Yu. V. Using refraction during interferometry of plasma. *In Journal of Physics: Conference Series*. 2019. Vol. 1197, Iss. 1. Art. 012001. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів,

написанні статті). (Scopus). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85065558829&origin=resultslist>

4. Kovtun Yu. V., **Siusko Y. V.** Determining local inhomogeneities of rotating plasma density via microwave refraction. *Physics Letters A*. 2019. Vol. 383, Iss. 31. Art. 125880. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті). (Scopus). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85070490953&origin=resultslist>

Наукові праці в виданнях України, що входять до міжнародної наукометричної бази Scopus:

5. Skibenko A. I., Pinos I. B., Kovtun Yu. V., Skibenko E. I., **Syusko E. V.** Application of microwave ray refraction in inhomogeneous plasma interferometry. *Ukrainian Journal of Physics*. 2016. Vol. 61, No. 8. P. 715–721. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті). (Scopus). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-84989815321&origin=resultslist&sort=plf-f&src=s&sid=be4b7bff050ad652e6d7848416fce372&sot=b&sdt=b&sl=93&s=TITLE-ABS-KEY%28Application+of+microwave+ray+refraction+in+inhomogeneous+plasma+interferometry%29&relpos=0&citeCnt=4&searchTerm=>

6. Kovtun Yu. V., **Syus'ko E. V.**, Skibenko E. I., Skibenko A. I. Refraction of microwaves in an inhomogeneous rotating plasma. *Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Physics"*. 2016. No. 6. P. 169–172. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті). (Scopus). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0->

[85007524284&origin=resultslist&sort=plf-f&src=s&sid=f72459c230935f917d040089d1dfb35b&sot=b&sdt=b&sl=75&s=TITLE-ABS-KEY%28Refraction+of+microwaves+in+an+inhomogeneous+rotating+plasma%29&re-lpos=1&citeCnt=4&searchTerm=](https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85007524284&origin=resultslist&sort=plf-f&src=s&sid=f72459c230935f917d040089d1dfb35b&sot=b&sdt=b&sl=75&s=TITLE-ABS-KEY%28Refraction+of+microwaves+in+an+inhomogeneous+rotating+plasma%29&re-lpos=1&citeCnt=4&searchTerm=)

7. Kovtun Yu. V., **Siusko Y. V.**, Skibenko E. I. Comparative analysis of the refraction of microwaves at different frequencies in an inhomogeneous plasma of a high-power impulse reflex discharge. *Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Physics"*. 2018. No. 6. P. 328–331. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті). (Scopus). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85060709650&origin=resultslist>

Наукові праці апробаційного характеру (матеріали наукових конференцій, тези) за темою дисертації:

8. Kovtun Yu. V., Skibenko E. I., Skibenko A. I., Ozerov A. N., Pinos I. B., **Syus'ko E. V.** Use of electromagnetic wave refraction for multicomponent gas-metal plasma diagnostics // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves : Proceedings of Symposium, 20-24 June 2016, Kharkiv, Ukraine. 2016. P. 1–4. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написання тез до матеріалів конференції).

9. Kovtun Yu. V., **Syusko E. V.**, Skibenko A. I., & Skibenko E. I. Interferometry of plasma with the use of the microwave ray refraction // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves : Proceedings of Symposium, 20-24 June, 2016, Kharkiv, Ukraine. 2016.

Р. 1–4. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написання тез до матеріалів конференції).

10. Kovtun Yu. V., **Syusko E. V.**, Skibenko E. I., Skibenko A. I. Refraction of microwaves in an inhomogeneous rotating plasma // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion : abstr. 12–15 September, Kharkiv, Ukraine, 2016. P. 172. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тезисів, доповідь).

11. **Syusko E. V.**, Kovtun Yu. V., Skibenko A. I., Skibenko E. I. Features of microwaves refraction on an Inhomogeneous plasma cylinder // IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering : abstr. 10-14 October, Kharkiv, Ukraine, 2016. P. 8 (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тезисів, доповідь).

12. Kovtun Yu. V., Skibenko A. I., Skibenko E. I., **Siusko Y. V.**, Refraction of microwaves in an inhomogeneous gas-metal rotating plasma // The 14th International Conference of Young Scientists on Energy Issues : Proceedings of the International Conference, 25-26 May, 2017, Kaunas, Lithuania, 2017. P. 269–276. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написання тез до матеріалів конференції).

13. **Siusko Y. V.**, Kovtun Yu. V., Skibenko A. I., Skibenko E. I. Interferometry of Plasma by Inclined Probing // IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering : abstr. 17-20 October, Lviv, Ukraine, 2017. P. 132–133. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тезисів, доповідь).

14. Kovtun Yu. V., **Siusko Y. V.**, Skibenko E. I. Comparative analysis of the refraction of microwaves at different frequencies in an inhomogeneous plasma of a high power impulse reflex discharge // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion : abstr. 10-13 September, Kharkiv, Ukraine, 2018. P.179. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тезисів, доповідь).

15. **Siusko Y. V.**, Kovtun Yu. V. Using refraction during interferometry of plasma // 14th Kudowa Summer School. Towards Fusion Energy : abstr. 4 – 8 June, Kudowa-Zdrój, Poland, 2018. P.75. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тезисів, доповідь).

16. Kovtun Yu. V., **Siusko Y. V.** Investigation of high power impulse reflex discharge // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion : abstr. 10-13 September, Kharkiv, Ukraine, 2018. P. 175. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тезисів).

17. Kovtun Yu. V., **Siusko Y. V.** Determining the Angular Frequency of Rotating Cylinder via Microwave // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week : Proceedings of the international conference, 21-25 September, Kharkiv, Ukraine. 2020. P. 888–892. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів написання тез до матеріалів конференції, доповідь).

18. **Siusko Y. V.** Microwave methods with using refraction for plasma diagnostic // PhD Event 2020 - The Virtualalternative : abstr. 23 -24 November 2020. P. 116. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні

експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тезисів, доповідь).

Наукова праця, яка додатково відображає наукові результати дисертації:

19. Ковтун Ю. В., **Сюсько Є. В.** Високовольтна система живлення магнітної системи електрофізичної установки для отримання та дослідження багатокомпонентної газометалевої плазми, *Вісник Національного технічного університету «ХПІ»*. Серія: «Техніка та електрофізика високих напруг». 2016. № 14. С. 44–48. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь в обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті).

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ	23
ВСТУП	25
РОЗДІЛ 1 ОГЛЯД НАУКОВОЇ ЛІТЕРАТУРИ. ВИБІР НАПРЯМКІВ ДОСЛІДЖЕННЯ	33
1.1 Методи діагностики плазми	33
1.2 Мікрохвильова діагностика плазми	35
1.2.1 Наближення геометричної оптики	37
1.2.2 Інтерферометрія плазми	40
1.2.3 Рефлектометрія плазми	42
1.3 Мікрохвильові методи, що використовують рефракцію мікрохвиль	44
1.3.1 Визначення профілю густини плазми	46
1.3.2 Визначення частоти зіткнень, температури електронів по поглинанню рефрагуючого мікрохвильового променя	52
1.3.3 Визначення розподілу магнітного поля циліндричної плазми	52
1.4 Вплив рефракції на методи мікрохвильової діагностики	53
Висновки до розділу 1	54
РОЗДІЛ 2 ЕКСПЕРЕМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА	56
2.1 Електророзрядна система	58
2.2 Магнітна система	59
2.3 Вакуумна система та система напуску робочого газу	68
РОЗДІЛ 3 ЗАСТОСУВАННЯ РЕФРАКЦІЇ ДЛЯ ДІАГНОСТИКИ БАГАТОКОМПОНЕНТНОЇ ПЛАЗМИ.	70
3.1. Характеристики рупорних антен установки МАКЕТ	71
3.2 Розрахунок траєкторій мікрохвильових променів в неоднорідній плазмі	81
3.3 Дослідження багатокомпонентної плазми за допомогою рефракції електромагнітних хвиль.	96
Висновки до розділу 3	114

РОЗДІЛ 4 ВИЗНАЧЕННЯ ГУСТИНИ БАГАТОКОМПОНЕНТНОЇ ПЛАЗМИ В ПЕРИФЕРІЙНИХ ШАРАХ ПРИ ВИМІРЮВАННІ ЗСУВУ ФАЗИ ХВИЛЬ, ЩО ПАДАЮТЬ ПОХИЛО	116
4.1 Особливості визначення зсуву фази мікрохвиль з застосуванням рефракції мікрохвиль	118
4.2 Дослідження плазми з використанням вимірювання зсуву фази зондуючої мікрохвилі при похилому зондуванні	125
Висновки до розділу 4	141
РОЗДІЛ 5 ВИЯВЛЕННЯ АЗИМУТАЛЬНИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ ГУСТИНИ ПЛАЗМИ, ЩО ОБЕРТАЄТЬСЯ, ЗА ДОПОМОГОЮ РЕФРАКЦІЇ МІКРОХВИЛЬ	144
5.1 Визначення кутової частоти обертання за допомогою мікрохвиль	145
5.2 Виявлення азимутальних неоднорідностей густини плазми	157
Висновки до розділу 5	162
ВИСНОВКИ	164
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	166
ДОДАТОК 1	185

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

НВЧ – надвисокі частоти;

ГО – геометрична оптика;

ЕЦЕ – електронно-циклотронне емісійне випромінювання;

ІЦЕ – іонно-циклотронне емісійне випромінювання;

ЗППВІ – зондування плазми пучком важких іонів;

λ_0 – довжина хвилі в вакуумі, $\lambda_0 = \frac{2\pi}{\omega}$;

n – показник заломлення середовища;

Ψ – кут падіння мікрохвильового променя на плазму;

θ – відхилення радіус-вектора променя від положення його при вході в плазму;

ω_{ce} — електронна циклотронна частота, $\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e}$; $u = \frac{\omega_{ce}}{\omega}$;

ω – частота хвилі, що зондує;

c – швидкість світла;

$n(s)$ – показники заломлення в заданій точці s плазми;

$\kappa(s)$ – показник поглинання в заданій точці s плазми;

S_p – шлях мікрохвильового променя в плазмі;

ω_{pe} – електронно плазмова частота, $\omega_{pe} = \left(\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}$;

ν_{eff} – ефективна частота зіткнень електронів;

$N(r)$ — густина плазми на відстані r від осі;

N_{cr} — критична густина для зондуючого частоти ω ;

ϵ_0 — діелектрична проникність плазми для звичайної (O-wave) хвилі;

R – радіус циліндра;

r_0 – радіус точки повороту траєкторії;

N_{max} – максимальна густина плазми в певний момент часу;

L – довжина оптичного шляху мікрохвильових променів у вакуумі;

N_p – густина плазми (концентрація електронів);

μ_0 – магнітна проникливість;

e – заряд електрона;

ε_0 – електрична стала;

c – швидкість світла у вакуумі;

k – стала Больцмана;

Z – заряд іона;

B – індукція магнітного поля;

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження:

На сьогодні область практичного застосування та дослідження плазми дуже різноманітна і постійно розширюється. Так наприклад, високотемпературна плазма в основному використовується в термоядерних установках, спрямованих на вирішення проблем керованого термоядерного синтезу (КТС). Низькотемпературна плазма використовується в енергетиці (плазмовий вимикач), фізичній електроніці, металургії (плазмове напилення, плазмова різка), плазмохімії (синтез матеріалів), медицині (газовий розряд), та ін. Тому, для контролю параметрів плазми, при реалізації того чи іншого технологічного процесу, або для дослідження плазми в разі лабораторної плазми, плазми іоносфери та космосу, застосовують різні методи діагностики плазми. Таким чином, прогрес фізики плазми значною мірою визначається рівнем розвитку методів діагностики плазми. При проведенні досліджень плазми важливо, щоб методи діагностики не впливали на параметри плазми, що досліджується, тобто були безконтактними. Серед безконтактних методів діагностики поширеними являються методи мікрохвильової діагностики. Діагностика плазми за допомогою електромагнітного випромінювання на надвисоких частотах (НВЧ) застосовується в більшості сучасних плазмових установках. Зондування мікрохвилями використовують як для діагностики термоядерної плазми, так і для діагностики низькотемпературної плазми. Широке використання мікрохвильових методів в сучасних експериментах пояснюється їх безконтактністю та відсутністю температурних обмежень. Мікрохвильову діагностику також використовують при дослідженні іоносфери, лабораторної плазми, розробки плазмових антен і МГД генераторів та ін. За допомогою мікрохвильових методів діагностики плазми вимірюють густину електронів, її розподіл в просторі, величини частот зіткнень електронів з нейтральними або зарядженими частинками, електронну температуру та ін.

Серед мікрохвильових методів існують методи, які засновані на рефракції мікрохвиль. Такі методи здійснюються при похилому зондуванні плазми. При зондуванні звичайною мікрохвилею (O-wave) використовують залежності кута рефракції від параметрів плазми, кута падіння, частоти зондування. У разі незвичайної хвилі (X-wave) враховують вплив магнітного поля на рефракцію мікрохвиль. За допомогою мікрохвильових методів, що використовують рефракцію мікрохвиль в неоднорідній плазмі, можливо визначати розподіл густини плазми, розподіл магнітного поля, частоту зіткнень частинок та профіль електронної температури. Методи мікрохвильової діагностики на основі рефракції доцільно використовувати у випадку, коли рефракція мікрохвиль в плазмі суттєва та виконуються умови геометричної оптики. У випадку, коли наскрізне зондування неможливе, мікрохвилі при похилому зондуванні, завдяки рефракції, мають криволінійну траєкторію, віддзеркалюються від шару плазми з критичною густиною, проходять різні шари плазми і виходять назовні. Мікрохвилі, що вийшли на зовні, в такому випадку, містять в собі додаткову інформацію про плазму, що досліджується у порівнянні, наприклад, з наскрізною мікрохвильовою інтерферометрією.

Для реалізації методів на основі рефракції необхідно змінювати кут нахилу рупорних антен відносно поверхні плазми, що досліджується. Для цього в діагностичній системі рупорні антени повинні мати можливість змінювати кут нахилу антени відносно поверхні плазми. В пристроях для лабораторних досліджень плазми, зазвичай використовують металеву вакуумну камеру. Встановлення рухомих антен в порти металевої камери з можливістю зміни кута нахилу в широкому діапазоні по відношенню до плазми є технічно ускладненим або, взагалі, неможливим. Тому дослідження і подальший розвиток мікрохвильових методів на основі рефракції з застосуванням фіксованих в просторі рупорних антен, проведені у дисертації, є **актуальними** для

удосконалення методів діагностики плазми і здійснення оптимальних режимів плазових розрядів.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами:

Дисертаційну роботу виконано в Інституті фізики плазми Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут» відповідно до тематичних планів фундаментальних науково-дослідних робіт (2016-2020 р.), зокрема, «Розробка перспективних високочастотних методів очищення та підготовки до робочих розрядів внутрішніх вакуумних поверхонь термоядерних установок з магнітним утриманням плазми» (№ державної реєстрації 0118U006801), «Дослідження в торсатронах У-2М та У-3М структури плазового шнура, МГД активності плазми та ВЧ способів створення і нагрівання плазми» (№ державної реєстрації 0119U101343), «Дослідження високочастотного утворення та нагріву плазми, що утримується в тороїдальних магнітних пастках стелараторного типу» (№ державної реєстрації 116U006160). У виконанні цих робіт дисертант брав участь як виконавець.

Мета і завдання дослідження:

Основною метою дисертаційної роботи є розвиток та вдосконалення методів мікрохвильової діагностики плазми, заснованих на рефракції мікрохвиль, і застосування цих методів для діагностики неоднорідної плазми, що утримується в схрещених електричному і магнітному полях.

Для досягнення мети необхідно було вирішити наступні завдання:

1. За допомогою числового моделювання розрахувати траєкторію мікрохвильових променів для плазми з різноманітними функціями розподілу густини вздовж радіусу плазового циліндру, кутами падіння, та максимальною густиною.
2. Провести дослідження неоднорідної плазми, що утримується в схрещених електричному і магнітному полях, використовуючи рефракцію мікрохвиль

3. За допомогою числового моделювання виконати розрахунки фази мікрохвилі при наскрізному та похилому зондуванні неоднорідної плазми.

4. Провести дослідження параметрів периферійних шарів неоднорідної плазми за допомогою вимірювання зсуву фази хвиль при похилому зондуванні з фіксованими в просторі рупорними антенами.

5. Провести відпрацювання методу дослідження азимутальних неоднорідностей плазми, що обертається, на механічній моделі. З використанням цього методу виконати дослідження азимутальних неоднорідностей плазми та визначити швидкість їх обертання в схрещених електричному і магнітному полях.

Об’єкт дослідження: багатокомпонентна плазма в схрещених електричному і магнітному полях імпульсного відбивного розряду.

Предмет дослідження: середня густина периферійних шарів плазми, азимутальні неоднорідності густини плазми, що обертається.

Методи дослідження: у дисертації застосовуються загально відомі експериментальні методи: мікрохвильова інтерферометрія з фазовим детектуванням (мікрохвильовий інтерферометр типу Маха - Цендера для вимірювання середньої густини електронів вздовж хорди) та метод відсічки мікрохвиль. Ці методи неодноразово використовувались для дослідження плазми як в магнітному так і без магнітного поля на різних плазмових установках. Також для аналізу даних та розрахунку використовуються відомі аналітичні та числові методи: спектральний та кореляційний аналіз.

За допомогою поясу Роговського та високовольтного омичного дільника напруги відповідно вимірювалися часова залежність струму та напруги імпульсного відбивного розряду. Лінійна густина плазми вимірювалася за допомогою метода мікрохвильової інтерферометрії. Зондування, в залежності від експерименту, проводилося мікрохвилями на частотах 36, 37,2, 71 ГГц. За допомогою метода “відсічки” контролювався момент часу, коли плазма досягала критичного значення для хвилі, що зондує та період часу поки густина на осі плазмового стовпа більша

за критичну. За допомогою спектрального і кореляційного аналізу виконувався аналіз віддзеркалених від плазми мікрохвильових сигналів при похилому і нормальному падінні на плазмову поверхню.

Наукова новизна отриманих результатів:

1. Вперше запропоновано метод мікрохвильової діагностики плазми на основі рефракції мікрохвиль, що випромінюються з периферійної частини рупорної антени і поширюються похило по відношенню до плазми, що зондується. Проведено чисельне моделювання цього методу, яке підтвердило його ефективність для визначення середньої густини периферійних шарів плазми.

2. Вперше за допомогою вимірювання зсуву фази хвиль при похилому зондуванні плазми з застосуванням фіксованих в просторі антен визначено величину середньої густини периферійних шарів плазми, що утримується в схрещених електричному і магнітному полях.

3. Вперше, за допомогою спектрального та кореляційного аналізу амплітуди мікрохвиль, віддзеркалених від поверхні плазми при нормальному та похилому зондуванні, виявлено азимутальні неоднорідності плазми, що обертається, визначено кутову швидкість обертання та кути азимутального зміщення між неоднорідностями.

Практичне значення отриманих результатів:

Практичне значення отриманих в дисертаційній роботі результатів полягає в тому, що виконане дослідження відкриває шлях використання для вимірювань параметрів плазми тої частини випромінювання рупорів, яка зазвичай вважалась марною, а іноді, навіть, шкідливою. Це дає можливість подальшого використання методів мікрохвильової діагностики на основі рефракції на установках для магнітного утримання плазми, де не має можливості змінювати кут нахилу рупорних антен. Методи діагностики, що запропоновано і реалізовано у дисертації, можуть бути використані як в дослідженнях лабораторної плазми, так і в установках керованого термоядерного синтезу для діагностики диверторних

областей, що мають значні градієнти густини та малу кривизну поверхонь. Ці методи діагностики можуть бути впроваджені на установках ХНУ імені В. Н. Каразіна (м. Харків), Інституту ядерних досліджень та Інституту фізики (м Київ) та в установах, що беруть участь в програмі EUROfusion.

Особистий внесок здобувача:

Всі результати, що увійшли до дисертації, здобуто при безпосередній участі автора. Здобувач брав безпосередню участь у виконанні розрахунків, підготовці та проведенні експериментів, обробці експериментальних даних, інтерпретації та обговоренні результатів досліджень, аналізі джерел наукової літератури за темою дослідження, підготовці та написанні наукових статей та тез доповідей на наукових конференціях.

У роботах [129, 132-136] здобувач брав участь у плануванні, підготовці та проведенні експериментів по дослідженню неоднорідної плазми в схрещених $E \times B$ полях з використанням рефракції мікрохвиль, проведенні розрахунків траєкторії мікрохвиль в неоднорідній плазмі, оформленню статей.

У роботах [130, 131, 162-166] здобувачем запропоновано визначати фази мікрохвилі у випадку похилого зондування, коли рефракція мікрохвиль суттєва. Також, здобувач брав участь у плануванні, підготовці та проведенні експериментів по апробації, відпрацюванню визначення фази, вимірюванні зсуву фази хвиль при похилому зондуванні, проведенні розрахунків фази в неоднорідній плазмі при наскрізному та похилому зондуванні, аналізу даних, підготовці та оформленню статей.

У роботах [187-189] здобувачем запропоновано метод визначення азимутальних неоднорідностей плазми, що обертається при нормальному та похилому падінні мікрохвиль на поверхню плазми. Також, здобувач брав участь у плануванні, підготовці та проведенні експериментів по апробації, відпрацюванню запропоновано метода на плазмі та на механічній моделі, аналізу даних, підготовці та оформленню статей.

Апробація результатів дослідження:

Основні результати дисертації представлені та обговорені на наступних наукових конференціях, школах і семінарах:

International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, (Kharkiv, Ukraine, 2016); International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, (Kharkiv, Ukraine, 2016); IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering, (Kharkiv, Ukraine, 2016); The 14th International Conference of Young Scientists on Energy Issues, (Kaunas, Lithuania, 2017); IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering, (Lviv, Ukraine, 2017); International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, (Kharkiv, Ukraine, 2018); 14th Kudowa Summer School. Towards Fusion Energy, (Kudowa-Zdrój, Poland, 2018); International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, (Kharkiv, Ukraine, 2018); In 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week, (Kharkiv, Ukraine, 2020); PhD Event 2020 – The Virtualalternative (2020).

Публікації:

Результати, що викладені у дисертації, опубліковано в 19 наукових роботах, з них 2 статті у фахових виданнях України, що входять до міжнародної наукометричної бази Scopus [164, 166], 2 статті у закордонних фахових виданнях, що входять до міжнародної наукометричної бази Scopus [163, 189], 3 статті у виданнях України, що входять до міжнародної наукометричної бази Scopus [129, 130, 132], та 4 матеріали конференцій [131, 135, 136, 187] та 7 тез доповідей на міжнародних та вітчизняних конференціях, 1 робота [124] додатково відображає наукові результати дисертації. Наведені публікації повністю віддзеркалюють зміст дисертації.

Структура дисертації:

Дисертація складається зі вступу, п'яти розділів, висновків, списку використаних джерел і одного додатку. Загальний обсяг дисертації складає

190 сторінок, з яких основний текст – 146 сторінки. Робота містить 74 рисунка та 6 таблиць. Список використаних джерел наукової літератури налічує 196 найменувань.

Подяки:

Автор щиро вдячний науковому керівнику – с.н.с., кандидату фіз.-мат. наук Ковтуну Юрію Вікторовичу, за всебічну підтримку, дискусії, а також за досвід та навички, якими він постійно ділився.

Автор гречно дякує академіку НАН України, доктору фіз.-мат. наук, професору Гаркуші Ігорю Євгеновичу та доктору фіз.-мат. наук, професору, член-кореспонденту НАН України Гірці Ігорю Олександровичу за всебічну підтримку та повсякчасну увагу до роботи. Автор щиро дякує, с.н.с., доктору фіз.-мат. наук Моїсеєнку Володимирі Євгеновичу за постійну увагу до роботи та підтримку, с.н.с., доктору фіз.-мат. наук Грекову Дмитру Леонідовичу за виказаний інтерес, за цінні зауваження, та корисні дискусії. Автор щиро дякує с.н.с., доктору фіз.-мат. наук, професору Маслову Василю Івановичу за цінні зауваження та корисні поради, с.н.с., кандидату фіз.-мат. наук Павліченку Ростиславу Олеговичу за цінні зауваження та корисні дискусії, с.н.с., доктору фіз.-мат. наук Войцені Володимирі Сергійовичу за інтерес до роботи та корисні поради. Автор вдячний співавторам с.н.с., кандидатам фіз.-мат. наук Скибенку Євгену Івановичу та Скибенку Анатолію Івановичу, за обговорення результатів експериментів та корисні дискусії, а також програмісту Піносу Ігорю Борисовичу та м. н. с. Озерову Олександрі Миколайовичу за плідну співпрацю.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД НАУКОВОЇ ЛІТЕРАТУРИ. ВИБІР НАПРЯМКІВ ДОСЛІДЖЕННЯ

1.1 Методи діагностики плазми

Прогрес фізики плазми значною мірою визначається рівнем розвитку методів діагностики плазми. Для діагностики плазми використовуються різні методи [1-7]: зондові, спектрометричні, мікрохвильові, лазерні, корпускулярні та ін. Методи діагностики плазми поділяються на активні та пасивні, контактні (наприклад зонд Ленгмюра) та безконтактні (наприклад мікрохвильові). Активні методи засновані на вимірюванні результату взаємодії з плазмою, наприклад, електромагнітних хвиль або частинок. У методах пасивної діагностики вимірюють власне випромінювання плазми: мікрохвильове, корпускулярне, оптичне та ін. В діагностиці плазми також використовують макроскопічні методи: вимірювання струму, напруги, повної променевої енергії, відео та фото реєстрація. Важливо підкреслити, що при визначенні характеристик плазми в установках термоядерного синтезу, неможливо спиратися тільки на один тип діагностики. Для точного визначення її параметрів та характеристик необхідний комплексний підхід, із застосуванням як мінімум основного арсеналу діагностики: макроскопічної, зондової, мікрохвильової, лазерної, корпускулярної.

Зондовий метод був вперше запропонований Ірвінгом Ленгмюром в 1923 р. У 1924 р Ленгмюром і Мотт-Смітом розроблено теорію зонда у випадку, коли зіткнення відсутні [8]. Зондові методи широко використовують для діагностики низькотемпературної плазми. На пристроях для магнітного утримання плазми, в тому числі стелараторах (торсатронах) Ураган-2М (У-2М) і Ураган-3М (У-3М), зондові методи використовують для діагностики периферійної плазми [9]. Електричним зондом називається ізольований металевий електрод малих розмірів. З вимірної вольт-амперної характеристики, зануреного в плазму зонда,

визначають її локальні параметри (густину та температуру електронів, потенціал плазми та ін.). Зазвичай, зондові методи застосовуються при концентраціях плазми до 10^{14} - 10^{15} см⁻³ та температури електронів не вище 10 кеВ [6]. Існує безліч різноманітних конструкцій електричних зондів. Найбільш поширені зонди Ленгмюра – одинарні [10], подвійні [11], потрійні [12], емісійні (термозонд, зонд тліючого розряду) [13]. Ті чи інші конструкції зондів мають, як свої недоліки, так і переваги і використовуються в залежності від експериментальних умов та параметрів плазми.

Корпускулярна діагностика плазми заснована на аналізі частинок, які випромінюються плазмою (пасивні методи) або, які зондують плазму (активні методи) [14-19]. Для аналізу масового спектру заряджених частинок використовують мас-спектрометри. Під час розряду в плазмових установках по часовій залежності потоку атомів, які генеруються плазмою, отримують інформацію про зміну температури іонів [14]. Для діагностики плазми використовують мас-спектрометри на основі методу парабол Томсона [15]. Плазмово-іонна мас-спектрометрія пристінної плазми була застосована на токамаці DITE [16]. Типовим прикладом активної корпускулярної діагностики є зондування плазми нейтральним пучком [17]. У відсутності магнітного поля вимірювання можуть проводитися пучком протонів [18]. У роботі [19] представлений та реалізований проект системи діагностики зондування плазми пучком важких іонів (ЗППВІ) для стеларатора Ураган - 2М. За допомогою цих методів визначають електричний потенціал плазми, густину плазми, температуру електронів та інші.

Існують різні методи лазерної діагностики плазми, наприклад, інтерферометрія, в тому числі голографічна, поляриметрія, лазерне розсіювання і лазерна флуоресценція [20-24] та ін. Ці методи засновані на вимірюванні результатів взаємодії лазерного випромінювання з плазмою. При взаємодії з плазмою лазерне випромінювання може поглинатися і перевипромінюватися, змінювати фазу,

поляризацію та розсіюватися. Одним з розповсюджених методів лазерної діагностики на пристроях для магнітного утримання плазми є Томсонівське розсіювання [20-24]. Перевагою Томсонівського розсіювання є можливість визначення локальних значень температури електронів T_e та густини електронів N_e лише з відносних вимірювань. Застосування даного методу обмежене довжиною хвилі лазера, що зондує.

Методи оптичної емісійної спектроскопії плазми ґрунтуються на реєстрації електромагнітного випромінювання з плазми від інфрачервоного до рентгенівського діапазонів [25]. З фізичної точки зору спектроскопічні дослідження можна поділити на дослідження лінійного спектра випромінювання плазми і вивчення безперервного спектра, континууму [26, 27]. Для діагностики високотемпературної плазми найбільшого значення набуває випромінювання від ультрафіолетового до рентгенівського діапазонів спектра [28]. Температура атомів або іонів може бути визначена по Допплерівському, або по Штарковському розширенню спектральних ліній. Порівнюючи інтенсивності двох ліній, наприклад, нейтрального гелію, можна визначити електронну температуру [29]. Наприклад, у роботі [30], з використанням оптично-емісійної спектроскопії, було досліджено зарядовий склад іонної компоненти плазми імпульсного відбивного розряду.

1.2 Мікрохвильова діагностика плазми

Діагностика плазми за допомогою електромагнітного випромінювання на надвисоких частотах (НВЧ) застосовується в більшості сучасних плазмових установках [1-7, 26, 29, 31-33]. Мікрохвильову діагностику використовують при дослідженні як низькотемпературної так і високотемпературної плазми. За допомогою мікрохвильових методів вимірюють густину електронів, її розподіл в просторі, частоту зіткнень електронів з нейтральними або зарядженими частинками, електронну температуру та ін. Параметри плазми досліджуються або

по результату взаємодії плазми з мікрохвилею, що зондує плазму (активні методи), або за характеристиками - випромінювання самої плазми (пасивні методи) [31-33]. Основні активні методи: метод “відсічки”, інтерферометрія, резонаторний метод, рефлектометрія, поляриметрія і методи засновані на розсіюванні і рефракції мікрохвиль. Основні пасивні методи: вимірювання іонно-циклотронного (ІЦ) та електронно-циклотронного (ЕЦ) емісійного випромінювання плазми. У тороїдальних магнітних пастках, зазвичай, генерується плазма зі спектром ІЦ випромінювання, який лежить у межах 10–100 МГц, тоді як спектр ЕЦ випромінювання лежить у межах 50–500 ГГц. Поляриметрія [34] ґрунтується на ефектах Фарадея і Коттона - Мутона. При поширенні електромагнітної хвилі перпендикулярно магнітному полю змінюється еліптичність еліпса поляризації. Цей ефект називають ефектом Коттона - Мутона. У той же час при поширенні електромагнітної хвилі паралельно вектору індукції зовнішнього магнітного поля, спостерігається обертання площини поляризації електромагнітної хвилі, цей ефект названий ефектом Фарадея [35]. Поляриметрію в основному використовують для визначення розподілу магнітного поля, а отже, густини струму в плазмі [36,37].

В активних методах мікрохвильової діагностики при зондуванні плазми використовують звичайну (O-wave) та незвичайну (X-wave) хвилі [38]. Мікрохвилю називають звичайною, якщо вектор її електричного поля паралельний вектору зовнішнього магнітного поля. У такому випадку зовнішнє магнітне поле не впливає на розповсюдження хвилі в плазмі. Мікрохвилю називають незвичайною, якщо вектор її електричного поля перпендикулярний вектору зовнішнього магнітного поля, а отже магнітне поле впливає на розповсюдження хвилі в плазмі. При зондуванні плазми перпендикулярно магнітному полю найчастіше використовують O-wave. Відповідно в цьому випадку показник заломлення n та поглинання κ для O-wave визначаються як [38]:

$$n = \left(\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_{eff}^2} \right) + \frac{1}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_{eff}^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_{eff}^2} \frac{\nu_{eff}}{\omega} \right)^2} \right)^{1/2}, \quad (1.1)$$

$$\kappa = \left(\frac{-1}{2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_{eff}^2} \right) + \frac{1}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_{eff}^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_{eff}^2} \frac{\nu_{eff}}{\omega} \right)^2} \right)^{1/2}, \quad (1.2)$$

де, ω_{pe} – електронно плазмова частота [рад/с], $\omega_{pe} = \left(\frac{N_p e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}$, N_p – електронна густина плазми [м⁻³], e – заряд електрона [кулон], m_e – маса електрона [кг], ϵ_0 – діелектрична стала, ν_{eff} – ефективна частота зіткнень електронів з атомами (молекулами) та іонами, [с⁻¹]; ω – частота хвилі, що зондує [с⁻¹]; В окремому випадку, коли $\omega^2 \gg \nu_{eff}^2$ та $\epsilon \gg \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0}$, $\epsilon > 0$, σ – провідність плазми, ϵ – діелектрична проникність, вирази (1.1), (1.2) для показника заломлення n і поглинання κ значно спрощуються та набувають вигляду [38]:

$$n \approx \sqrt{\epsilon} = \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right)^{1/2}, \quad (1.3)$$

$$\kappa \approx \frac{1}{2} \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0 \sqrt{\epsilon}} = \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\nu_{eff}}{\omega} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right)^{-1/2}. \quad (1.4)$$

Значення густини плазми при якій O-wave віддзеркалюється називається критичною густиною і задається виразом [31]:

$$N_{cr} = \frac{\epsilon_0 m_e \omega}{e^2}, \text{ м}^{-3}. \quad (1.5)$$

При виконанні умови (1.5) O-wave не розповсюджується крізь плазму, що називають відсічкою мікрохвильового сигналу. Метод при якому підбирають частоту для виконання умови (1.5) називають методом “відсічки”.

1.2.1 Наближення геометричної оптики

Розділ оптики, в якому нехтують скінченністю довжин хвиль, що відповідає граничному переходу $\lambda_0 \rightarrow 0$ (λ_0 – довжина хвилі у вакуумі м), називається

геометричною оптикою (ГО), оскільки в цьому наближенні оптичні закони можна сформулювати мовою геометрії [39]. Наближення геометричної оптики є ефективним інструментом для знаходження хвильових полів в умовах плавно-неоднорідних і повільно-нестационарних середовищ [40].

В рамках геометричної оптики світло (електромагнітні хвилі) розглядається як пучок променів. Геометричні світлові промені визначаються як траєкторії, ортогональні до геометричних хвильових фронтів $\varphi(r) = \text{const}$. Напрямок променів в кожній точці траєкторій збігається з напрямком усередненого вектора Пойнтінга [39]. Основні закони ГО, що описують розповсюдження променів в різноманітних середовищах: закон прямолінійності поширення променів в однорідному середовищі, закони віддзеркалення променів, закони заломлення променів. Закон заломлення променів (див. рис. 1.1) – закон Снеліуса (також закон Снела), відомий як закон Снела-Декарта, описує зв'язок кута падіння з кутом заломлення:

$$n_1 \sin(\Psi_1) = n_2 \sin(\Psi_2), \quad (1.6)$$

де n_1 – показник заломлення середовища, з якого промінь падає на границю розділу; Ψ_1 – кут падіння променя - кут між падаючим на поверхню променем і нормаллю до поверхні; n_2 – показник заломлення середовища, в яке промінь потрапляє, пройшовши границю розділу; Ψ_2 – кут заломлення променя, тобто кут між променем, що пройшов крізь границю розділу і нормаллю до поверхні.

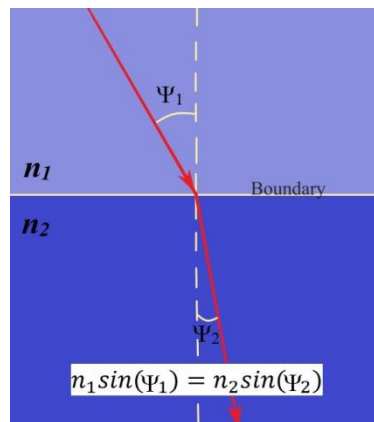


Рис. 1.1 Ілюстрація закону Снелла

При побудові методу геометричної оптики використовують два підходи. Перший ґрунтується на виводі рівнянь геометричної оптики з хвильового рівняння, другий – рівняння геометричної оптики виводяться з варіаційного принципу, в оптиці – принцип Ферма [39,40]. У першому підході з хвильового рівняння виводять рівняння ейконалу [39]:

$$(\nabla\varphi)^2 = n^2, \quad (1.7)$$

де, n – показник заломлення середовища; функція φ – ейконал, поверхні $\varphi(r)=const$ називають геометричними хвильовими поверхнями або геометричними хвильовими фронтами. Термін ейконал (від дав.-гр. εἰκών – зображення) був введений в 1895 р. Брунсом для позначення деяких зв'язаних функцій. Рівняння ейконалу є нелінійне диференціальне рівняння з частинними похідними першого порядку і належить до класу рівнянь Гамільтона-Якобі. Рівняння ейконалу (1.7) може бути записано в декартових координатах [39]:

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2 = n^2(x, y, z). \quad (1.8)$$

У другому підході рівняння геометричній оптики можна отримати з варіаційного принципу (принципу Ферма). Принцип Ферма може бути виражений даним рівнянням:

$$[A, B] = \int_A^B n ds. \quad (1.9)$$

Наближення геометричній оптики використовується при розгляді поширення електромагнітних хвиль в плазмі [38]. Для одновимірних задач, умови застосовності наближення геометричної оптики були розглянуті в [38]:

при нормальному падінні:

$$\frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot \frac{\left|\frac{dn}{dz}\right|}{|n^2|} \ll 1, \quad (1.10)$$

та при похилому падінні:

$$\frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot \frac{\left| \frac{d(n \cos \Psi)}{dz} \right|}{|n^2 \cos^2 \Psi|} \ll 1, \quad (1.11)$$

де Ψ – кут падіння мікрохвильового променя на плазму. Ця умова порушується при $\cos \Psi \rightarrow 0$, тобто при наближенні до точки віддзеркалення. Тобто, умови (1.10) та (1.11) виконуються тоді коли параметри плазми практично не змінюються на відстані порядку довжини хвилі.

1.2.2 Інтерферометрія плазми

Значне місце серед багатьох методів дослідження плазми займають мікрохвильові методи [1-7, 26, 29, 31-33] у зв'язку з їх безконтактністю, та відсутності температурних обмежень. Серед мікрохвильові методів [1-7, 26, 29, 31-33] широке застосування отримали методи інтерферометрії, розвиток та застосування яких почався ще в середині 50-х – 60-х років XX сторіччя [41-46]. В сучасних експериментальних дослідженнях з фізики плазми мікрохвильові інтерферометричні методи використовуються для вимірювання деяких параметрів низькотемпературної слабоіонізованої [47] та високоіонізованої плазми [48], а також високотемпературної плазми керованого термоядерного синтезу [49-58].

Мікрохвильова інтерферометрія плазми дозволяє виміряти середню густину електронів плазми, середню частоту зіткнень електронів, визначити (оцінити) середню температуру електронів та профіль густини електронів плазми. На рис. 1.2 показана схема найпростішого мікрохвильового інтерферометра типу Маха – Цендера, що складається з генератора, атенюаторів для регулювання амплітуди хвилі в плечах інтерферометра, фазообертача, та кристалічного детектора.

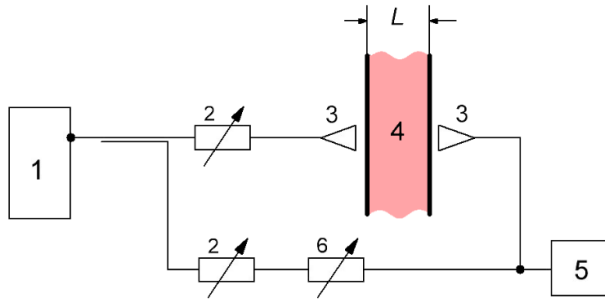


Рис. 1.2 Схема НВЧ інтерферометра:

1 – НВЧ генератор; 2 – атенюатор; 3 – антени; 4 – плазма; 5 – кристалічний детектор; 6 – фазообертач

Інтерферометр фіксує зміну фазового зсуву мікрохвилі у наслідок появи плазми в вимірювальному плечі. В області застосування геометричної оптики зміна фази хвилі в неоднорідній плазмі на шляху L визначається рівнянням [41-44]:

$$\varphi_p = \frac{\omega}{c} \int_0^L n(z) dz, \text{ рад}, \quad (1.12)$$

де dz — елемент траєкторії променя у напрямку z , показник заломлення (1.3)

можна представити у вигляді $n(z) = \left(1 - \frac{N_p(z)}{N_{cr}}\right)^{\frac{1}{2}}$, $N_p(z)$ – густина плазми.

Фазовий зсув між хвилями, в опорному каналі та в вимірювальному, може бути знайдено згідно рівняння [41-44]:

$$\Delta\Phi(t) = \varphi_0 - \varphi_p = \frac{\omega}{c} L - \frac{\omega}{c} L \bar{n} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(L - \int_0^L \left(1 - \frac{N_p(z)}{N_{cr}}\right)^{\frac{1}{2}} dz \right), \text{ рад}, \quad (1.13)$$

де φ_0 – фаза в опорному каналі [рад], L – оптична довжина траєкторії мікрохвилі в плазмі [м], c – швидкість світла в вакуумі [м\с]. При цьому для визначення фази при наскрізному зондуванні необхідне виконання умови $N_p(z) \leq N_{cr}$.

За останній час інтерферометрична техніка зазнала подальшого розвитку. У роботі [55] розроблена система детектування фази, яка використовує цифрову обробку сигналу для міліметрового (140 ГГц) інтерферометра. Удосконалюються методи визначення профілю густини інтерферометрії уздовж декількох хорд. Так,

у роботі [50] розроблений та описаний семи-канальний мікрохвильовий інтерферометр (100 ГГц) для вимірювання радіального профілю густини плазми $N_e(r)$ на токамаці Aditya. Даним багато-хордовим інтерферометром розрахований профіль густини плазми, який збігся з отриманим профілем густини методом Томсонівського розсіювання. Багатоканальні інтерферометри на токамаці JET, стелараторі LHD та токамаці ITER описані в роботах [51-53] відповідно. У роботі [54] описана система гетеродинного чотирьох канального мікрохвильового інтерферометра, що встановлено та розроблено на токамаці HL-2A, яка може одночасно вимірювати як густину електронів так і коливання густини електронів. На торсатроні Ураган-2М використовується мікрохвильовий 2 мм (140 ГГц) супергетеродинний інтерферометр, що дозволяє “онлайн” вимірювати лінійну (середню по довжині хорди, що проходить крізь плазму) густину електронів [55]. З отриманих даних цього інтерферометра були визначені «глобальні» квазі-когерентні флуктуації густини плазми в діапазоні частот 3...20 кГц [56]. В роботі [57] розглянуті похибки фази, що отримані методом інтерферометрії, та можливості підвищення точності вимірювання фази. У зв’язку з роботами по удосконаленню на токамаці COMPASS була запропонована нова конструкція інтерферометра [58], який може стати одним із варіантів в якості інтерферометра в субміліметровому діапазоні вже на токамаці COMPASS-U.

1.2.3 Рефлектометрія плазми

Рефлектометрія – це метод, який досліджує параметри плазми, вимірюючи фазовий зсув (або амплітуду) між хвилею, що падає на поверхню плазми і хвилею, що віддзеркалюється від шару плазми з критичною густиною [31]. Найпростіша схема вимірювання фази показана на рис. 1.3 [31]. У цій схемі хвиля, віддзеркалена від плазми, поєднується з опорною хвилею, що віддзеркалена від поршня (фаза опорного сигналу може регулюватися переміщенням поршня, амплітуда - за допомогою атенюатора). Продетектований інтерферометричний сигнал

реєструється осцилографом. З осцилограмами інтерферометричного сигналу можна визначити зміну фази віддзеркаленої від плазми хвилі і відповідно положення шару плазми з критичною густиною.

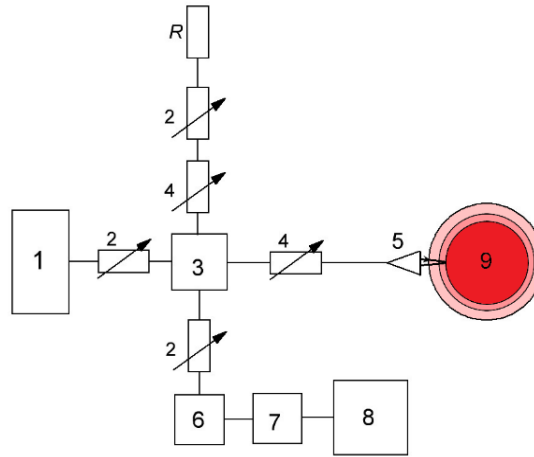


Рис. 1.3 Схема НВЧ рефлектометра:

1 – НВЧ -генератор; 2 – атенюатор; 3 – магнічне Т; 4 – фазообертач 5 – рупорна антена; 6 – кристалічний детектор; 7 – підсилювач; 8 – осцилограф; 9 – плазма;

R – хвилевідний поршень

У випадку коли розміри області наростання плазми більше за довжину хвилі, що зондує плазму, фазовий зсув віддзеркаленої хвилі в плазмі можна визначити за формулою [31]:

$$\Delta\varphi_i = 2C_R \frac{\omega}{c} l_c - \frac{\pi}{2}, \text{ рад}, \quad (1.14)$$

де $C_R = \frac{1}{l_c} \int_0^{l_c} \sqrt{1 - \frac{N_p}{N_{cr}}} dz$, l_c – відстань від граничного шару плазми до шару плазми з критичною густиною, [м]. Як видно з виразу (1.14) по даним фазового зсуву може бути визначено положення границі плазми з критичною густиною. Зондуючи плазму різними частотами, можна простежити за просторовим розподілом густини, вимірюючи фазу між падаючою і віддзеркаленою мікрохвилями [31,59].

Метод рефлектометрії вперше застосований для лабораторної плазми в роботах [60, 61], наразі продовжує свій розвиток і являється одним з основних методів, що використовуються на різних пристроях термоядерного синтезу [62-64]. Так у

роботі [65] представлена нова багатоканальна система, яка працює в діапазоні (33 – 55 ГГц). У ній можливе використання Допплерівської рефлектометрії [65]. Допплерівська рефлектометрія – це діагностична методика, яка заснована на вимірі зворотно-розсіяних мікрохвиль при похилому зондуванні по відношенню до градієнту густини плазми [66-74]. При доплерівській рефлектометрії, на відміну від класичної рефлектометрії, використовують додатково дані з розсіювання, тому завдяки цьому методу можна отримати дані як про коливання критичного шару плазми, так і його переміщення [67]. Допплерівська рефлектометрія вперше була використана в 2000-х роках для вимірювання швидкості обертання плазми [70-72] та радіальної залежності ширину електричного поля [73]. В подальшому метод було удосконалено і стало можливим вимірювання радіальної залежності кореляційного радіусу у випадку турбулентності [74]. Для дослідження плазми використовують також імпульсні рефлектометри. Так у роботі [75] описано особливості конструкції та результати вимірювань нового коротко-імпульсного (наносекундного) рефлектометра, встановленого на токамаці TCV (Tokamak a Configuration Variable). Коротко-імпульсна рефлектометрія засновується на зондуванні плазми широкосмуговими мікрохвильовими імпульсами (близько 1 нс, та несучою частотою 50-75 ГГц). При цьому, вимірюється їх групові затримки в обидва кінці за допомогою точних хронометрів. Також, важливу роль для розвитку мікрохвильової рефлектометрії відіграють системи збору та контролю даних [76, 77] та систем числового моделювання [78-81].

1.3 Мікрохвильові методи, що використовують рефракцію мікрохвиль

В діагностиці плазми використовують мікрохвильові методи, що засновані на рефракції мікрохвиль [82-109]. При цьому рефракція розглядається як окреме незалежне від дифракції хвиль явище тільки в тому випадку, коли можливо застосувати променевий опис хвильових процесів (в рамках наближення

геометричної оптики). Розробці НВЧ методів на основі рефракції передувало використання радіометодів для вивчення іоносферної плазми. Ще в двадцяті-тридцяті роки були розпочаті експерименти з зондування іоносфери короткими радіохвилями, що дозволяли отримати відомості про розподіл густини електронів в різних шарах іоносфери [83-87].

У методах діагностики плазми, заснованих на рефракції мікрохвильових променів [88-109], використовуються залежності кута рефракції від параметрів плазми при зондуванні O-wave хвилею, а у разі X-wave хвилі, використовують залежність рефракції мікрохвиль від напруженості магнітного поля [107, 108]. Зондування може вестися як у здовж так і перпендикулярно осі плазмового стовпа. Типова схема зондування циліндрично шарової і плоско шарової плазми мікрохвильовими методами на основі рефракції показана на рис. 1.4.

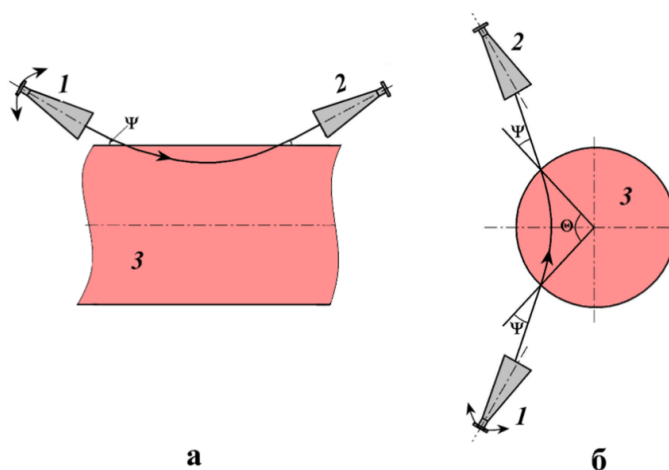


Рис. 1.4 Типова схема зондування плазми мікрохвильовими методами на основі рефракції. а – зондування плоско шарової плазми, б – зондування циліндрично шарової плазми, 1 – рупор з можливістю регулювання кута падіння, 2 – приймальний рупор, 3 – плазма, Ψ – кут між напрямком поширення і шаром плазми в точці падіння, θ – кут відхилення радіус-вектора променя від його положення при вході в плазму

За допомогою мікрохвильових методів, що використовують рефракцію мікрохвиль в неоднорідній плазмі, можливо визначати профіль густини плазми,

розподіл магнітного поля, частоту зіткнень частинок та профіль електронної температури.

1.3.1 Визначення профілю густини плазми

Вперше в роботі [88] було теоретично розглянуто можливість використання рефракції мікрохвиль для діагностики плазми. Був запропонований метод визначення профілю густини плазми при зондуванні перпендикулярно осі плазмового стовпа, в залежності від кута падіння. Аналітично були отримані залежності кута відхилення мікрохвильового променя від прицільного параметра для розподілу типу: $N(r) = N_{max} = const$, $N(r) = N_{max}[1 - (r/R)^2]$, $N(r) = N_{max}[1 - 0,5(r/R)^2]$, де N_{max} максимальна густина плазми, $[м^{-3}]$, r – поточна координата, R – радіус вакуумної камери, $[м]$.

В роботі [89] були проведені розрахунки траєкторії мікрохвильових променів, фазового зсуву і згасання для параболічного профілю густини $N(r) = N_{max}[1 - (r/R)^2]$, при поширенні хвиль в площині перпендикулярній до осі циліндра.

У роботі [90] були виконані теоретичні та експериментальні дослідження з визначення профілю густини плазми лінійного пінчового розряду без магнітного поля, на стадії розпаду. Для визначення профілю плазми, відповідно до описаної у роботі моделі, необхідні вимірювання положення точки виходу променя, що зондує, в залежності хоча б від двох різних кутів падіння. При цьому передбачається, що профіль густини може бути заданий модельними функціями $N(r) = N_{max} \left(\frac{r}{R}\right)^\alpha$ та $N(r) = N_{max} \left(\sin \frac{\pi r}{2R}\right)^\alpha$, α – показник ступеня. Цей метод був використаний для дослідження аргонної плазми лінійного пінча, що розпадається. Плазма створювалася в скляній камері діаметром 300 мм і довжиною 1500 мм. Зондування плазми проводилась мікрохвилями з $\lambda_0=8,9$ мм та 4,3 мм уздовж плазмового стовпа. Для зондування використовувалися рупорні антени з лінзами. Було показано, що даний метод може застосовуватися для визначення профілю

електронної густини в лінійному розряді. Подальший розвиток цього методу виконано в роботі [91]. В експериментах плазма зондувалася мікрохвилями на частоті 35 ГГц уздовж осі циліндричного пінча. Для більш простого обчислення інтеграла, що зв'язує відстань між входом і виходом променя (з плазми) з кутом падіння, була показана можливість використання ряду наближень: кусочно-лінійне наближення або при допущенні, що профіль параболічний. Показано, що за допомогою кусочно-лінійного наближення розрахунок профілю густини плазми найбільш точний. Розглянуто обмеження даного методу.

Метод, заснований на рефракції мікрохвиль для визначення профілю густини плазми лінійного пінчового розряду стабілізованого в магнітному полі було застосовано у роботі [92]. Вимірювання проводились у період після-свічення на плазмі, що отримувалася шляхом розряду конденсаторної батареї (180 мкФ, 6 кВ) при тиску аргону 10 Па та при тиску водню 1,33 Па. Розряд відбувався в стабілізуючому осьовому магнітному полі, яке формувалось шляхом пропускання струму 10 кА крізь пару одновиткових котушок Гельмгольца. Максимальне значення поля 0,02 Тл. Плазма зондувалась 8,54 мм O-wave хвилею перпендикулярно осі плазмового формування. Рупорні антени були фазово-коригованими комбінаціями рупор – лінза (діаметр 70 мм), розробленими на основі геометричної оптики. Діаметр лінзи порядку 10 довжин мікрохвилі є важливим, оскільки менші лінзи призводять до розходження пучка мікрохвиль. В результаті експерименту показано, що в імпульсній плазмі, за допомогою даного методу, можливо визначити профіль електронної густини лише за короткий проміжок часу, коли рефракція в плазмі відчутна, а саме під час наближення до моменту часу, коли плазма в центрі досягає критичної густини.

У роботі [93, 94] було розглянуто питання рефракції мікрохвильових променів, що розповсюджуються перпендикулярно осі плазмового циліндру, з розподілом густини, максимум якого знаходиться на осі плазмового циліндру. Профіль

густини було задано у вигляді: $N(r) = N_{max} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^\gamma \right]$, де $\gamma = \bar{N}/N_{max}$, \bar{N} – середня густина плазми, $[m^{-3}]$. Разом з теоретичними викладками та описом принципу дії методу була проведена його експериментальна апробація у плазмі імпульсного відбивного розряду. Розряд проводився у водні при тиску 2 Па та магнітному полі 0,5 Тл. Плазма зондувалась 8-ми, 4-ьох та 2-ух міліметровими хвилями з O-wave поляризацією. Прийом сигналу відбувався під різними кутами відповідно до осі плазмового циліндру. В роботі показано, що визначивши кут відхилення радіус - вектора променя в залежності від кута падіння хвилі, що зондує, можна знайти функцію розподілу густини плазми імпульсного відбивного розряду, у випадку якщо відомі максимальне та середнє значення густини.

Методи визначення профілю густини плазми за допомогою рефракції при довільному розподілі густини були розглянуті в [95, 96]. Рівняння траєкторії мікрохвильових променів для моделі плоскошарового середовища (див. рис. 1.4а), показник заломлення якого залежить від однієї координати, має вигляд [92]:

$$\frac{dz}{dx} = \frac{\sin \Psi}{\sqrt{n^2(x) - \sin^2 \Psi}}, \quad (1.15)$$

де, Ψ – кут між напрямком поширення і шаром плазми в точці падіння, x – поточна координата. Інтегруючи рівняння (1.15), знаходимо відстань між точками входу і виходу променя з плазми [96]:

$$l(\Psi) = 2 \int_0^{x_0} \frac{\sin \Psi dx}{\sqrt{n^2(x) - \sin^2 \Psi}}, \text{ м}, \quad (1.16)$$

де, x_0 – точка повороту траєкторії променя, яка визначається з умови: $\sin^2 \Psi = n^2(x)$. Рівняння (1.16) приводиться до інтегрального рівняння типу Абеля, рішення якого має вигляд [96]:

$$x = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{l(\Psi) \cdot d \cdot \sin \Psi}{\sqrt{n^2(x)} \sqrt{\sin^2 \Psi - n^2(x)}}, \text{ м}, \quad (1.17)$$

Рівняння (1.17) визначає (в неявній формі) залежність $n=n(x)$ відповідно до відомого співвідношення $l(\Psi)$. Отримавши з експерименту залежність положення виходу променя з плазми від кута падіння $l(\Psi)$ можна знайти радіальну залежність

показника заломлення. З якої нескладно визначити розподіл густини. Аналогічно (1.17) було отримано рівняння, яке визначає (в неявній формі) залежність $n = n(r)$ для циліндрично шарової плазми (див. рис. 1.46) [96]:

$$r = R \cdot \exp \left[\frac{-1}{\pi} \int_{\sqrt{u}}^1 \frac{\theta(\Psi) d \sin \Psi}{\sqrt{\sin^2 \Psi - u}} \right], \text{ м}, \quad (1.18)$$

де $u = n^2(r) \frac{r^2}{R^2}$. З рівняння (1.18) видно, що знаючи залежність кута відхилення радіус-вектора променя від кута його падіння може бути визначений профіль густини. Отже отримавши з експерименту залежності $l(\Psi)$ або $\theta(\Psi)$ можливо визначити профілі густини плазми при зондуванні вздовж або перпендикулярно осі плазмового стовпа.

Відпрацювання запропонованої методики [95, 96], при дослідженні профілю густини плазмового стовпа, проводилося на розпаді водневої плазми, утвореної безелектродним індукційним розрядом [97, 98]. Склова камера була діаметром 100 мм і довжиною 2000 мм. В описаних експериментах частота мікрохвильового сигналу була фіксована $\lambda_0 = 8$ мм, змінювався кут падіння. Для зондування використовувалися рупорні антени, в розкритті яких були вмонтовані діелектричні плоско-опуклі лінзи. Було проведено порівняння результатів вимірювань профілю густини при зондуванні уздовж і перпендикулярно осі плазмового стовпа. Обробка результатів вимірювань проводилася за методикою [95, 96] та [91]. Результати вимірювань добре узгоджувались між собою.

В роботі [99] було описано метод визначення профілю густини плазми з використанням рефракції мікрохвильових променів з різними частотами. Для визначення профілю плазми немає необхідності заздалегідь робити припущення щодо функції розподілу. Для використання цього методу потрібно зондувати плазму під постійним кутом падіння різними частотами. При цьому для частоти зондування повинна виконуватися умова $\omega_{pe}^2 > \omega^2 \cos^2 \Psi$. Відпрацювання методу [99] проводили на плазмі імпульсного індукційного розряду з такими початковими параметрами: тиск в розрядній камері 2.2 Па, камера скляна, напруга на

одновитковій котушці 25 кВ, робочий газ - водень. Тривалість імпульсу приблизно 100 мкс. Плазма зондувалася одночасно за допомогою 2-ух, 4-ьох і 8-ми міліметровими хвилями уздовж і перпендикулярно осі плазмового циліндра при фіксованому куті падіння (40°) на стадії розпаду. При зондуванні в площині, що проходить уздовж плазмового циліндра для визначення просторового розподілу густини електронів визначають залежність відстані між точками входу і виходу променя з плазми від частоти зондування. При зондуванні перпендикулярно осі плазмового циліндра знаходять залежність кута відхилення радіус-вектора променя від його положення при вході в плазму в залежності від частоти зондування. Використання в експерименті кількох мікрохвильових променів з різною частотою дозволяє знайти розподіл густини при фіксованому куті падіння і розширити межі вимірювання густини.

Також рефракція мікрохвиль була застосована на токамаці НУВТОК [100]. У роботі описані експерименти, де було визначено профіль густини плазми по рефракції мікрохвиль. Профіль електронної густини визначали в період часу, коли густина плазми була близька до критичної. Плазма зондувалася хвилями на частоті 70 ГГц. Інформацію о параметрах плазми отримували з зареєстрованих мікрохвиль, що постійно змінювали свою траєкторію, розповсюджуючись крізь неоднорідну плазму. Для мікрохвиль на частоті 70 ГГц виконане порівняння розрахункових даних траєкторії мікрохвильових променів з експериментальними. Отриманий профіль узгоджується з профілем, оціненим на основі інтерферометричних вимірювань.

Порівняння різних методів визначення профілю густини плазми було проведено в [101]. Перевірка методів проводилася на плазмі імпульсного відбивного розряду в циліндричній скляній камері довжиною 1300 мм і діаметром 90 мм в атмосфері водню. Для отримання більш достовірних результатів, вимірювання проводилися в одному перерізі розрядної трубки. Вимірювання показали, що профілі густини

плазми, визначені методом рефлектометрії, зондовим, по рефракції мікрохвиль та по згасанню мікрохвиль, задовільно узгоджуються.

Теоретично розглянута проблема визначення профілю електронної густини за даними рефракції мікрохвиль в циліндричній плазмі зі скляною стінкою [102]. Розглянуто випадок переривчастої густини (різка межа плазми).

Кутове розсіювання мікрохвильового потоку в плазмі, що флюктує, розглянуто в роботі [103]. Експериментальні дослідження були проведені на імпульсному відбивному розряді, в якому, під час протікання струму, між електродами виникають сильні флюктуації густини. Зондування плазми, що утворюється в скляному циліндрі діаметром 100 мм, проводилося O-wave $\lambda_0 = 8$ мм в поперечному перерізі циліндра під кутами $0 \div 50^\circ$. По кутах розсіювання та залежності $N(r)$ знайдена величина просторової неоднорідності, як функція густини плазми.

Вплив плоско шарових статистичних неоднорідностей середовища на рефракцію електромагнітної хвилі розглянуто в [104]. Показано, що пульсації точки виходу променя визначаються пульсаціями точки повороту в середовищі, коли градієнти випадкового компонента показника заломлення перевищують середній градієнт, що обумовлює регулярну рефракцію. Обговорюється можливість застосування отриманих результатів для діагностики статично-неоднорідної плазми. Задача про відновлення флюктуаційних характеристик неоднорідної плазми за флюктуаційними характеристиками променя, що заломлюється, в загальному випадку плоско шарового та циліндрично шарового середовища, розглянута в [105]. Передбачалося, що середня густина є монотонно зростаючою функцією, а флюктуації густини досить малі. Показано, що при характерному масштабі неоднорідності флюктуацій, меншому характерного масштабу неоднорідності плазми, визначальний вплив на рефракцію надають флюктуації густини в околиці точки повороту променя.

1.3.2 Визначення частоти зіткнень, температури електронів по поглинанню рефрагуючого мікрохвильового променя

Методи визначення профілю температури електронів плазми за допомогою рефракції теоретично були розглянуті в [96, 106]. У випадку циліндрично шарової плазми величину локального значення показника поглинання ($\chi(r)$) визначають з вимірювання повного згасання мікрохвильового променя ($\mu_p(\Psi)$) при різних кутах його падіння (Ψ) на плазмовий шар з рівняння [106]:

$$\mu_p(\Psi) = 4 \frac{\omega}{c} \int_{r_0}^R \chi(r) \sqrt{1 + r^2 \left(\frac{d\theta}{dr} \right)^2} dr. \quad (1.19)$$

Залежність локального коефіцієнта загасання від радіуса по відомій залежності $\mu_p(\Psi)$ [106]:

$$\chi(r) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dr} \frac{r}{R} \sqrt{n^2(r)} \int_{\frac{r}{R}\sqrt{n^2(r)}}^1 \frac{d\mu_p}{d\sin\Psi} \frac{d\sin\Psi}{\sqrt{\sin^2\Psi - \frac{r^2}{R^2} n^2(r)}}. \quad (1.20)$$

Експериментальне визначення розподілу густини і температури плазми імпульсного відбивної розряду на стадії розпаду було виконано в роботі [104]. Зондування плазми проводилося перпендикулярно осі плазмового циліндра (діаметр циліндра 100 мм, довжина хвилі 8,1 мм). Спочатку було виміряно коефіцієнт поглинання $\mu_p(\Psi)$ і кут відхилення радіус-вектора променя $\theta(\Psi)$ для різних кутів падіння Ψ , в межах 0-40° для визначення $\mu_p(\Psi)$, і в межах 0-60° для визначення $\theta(\Psi)$. Знаючи локальні значення згасання мікрохвильових променів в результаті зіткнень та розподіл густини плазми, можна визначити границі вимірюваної частоти зіткнень та температури електронів. Порівняння значень температури, отриманих даним методом і зондовим методами, показало збіг по порядку величин.

1.3.3 Визначення розподілу магнітного поля циліндричної плазми

У роботі [107] розглянуті особливості рефракції X-wave хвилі в поперечному перерізі анізотропного плазмового циліндра. Проведені і описані експерименти з

дослідження плазмового циліндра діаметром 100 мм мікрохвилями різної поляризації (“O-wave” та “X-wave”) та з довжинами мікрохвиль $\lambda_0=8,1$ та 14,3 мм в інтервалі напруженостей магнітних полів від 0,15 до 1,4 Т. Радіальне електромагнітне поле може бути знайдене, якщо відома залежність $\theta(\Psi)$ для хвиль обох поляризацій. На основі вимірювання залежності кута рефракції від кута падіння для X-wave та O-wave хвиль з довжиною $\lambda_0 = 8,1$ мм проведено визначення $N(r)$ та $H(r)$. Порівняння між кривою $H(r)$, отриманої мікрохвильовим методом на основі рефракції мікрохвиль, з отриманої кривої $H(r)$ зондовим методом, показало різницю не більше 20%.

У роботі [108] запропоновано метод визначення розподілу полоїдального магнітного поля в токамаці. Метод засновується на зондуванні циліндричної плазми O - wave хвилями в площині малого перетину тора під кутом до екваторіальної площини тора. Діапазон частот придатних для вимірювань відповідає порядку плазмової частоти електронів. В роботі наведені вирази для полоїдальної компоненти магнітного поля в разі фіксованого кута падіння при зондуванні плазми декількома частотами і розглянуто випадок зондування при постійній частоті але різних кутах падіння. Показано, що за вимірюваннями залежності положення виходу променя з плазми від частоти або кута падіння можна знайти розподіл полоїдального магнітного поля в токамаці.

1.4 Вплив рефракції на методи мікрохвильової діагностики

У мікрохвильових методів описаних в підпараграфі 1.3 рефракцію мікрохвильових промінів використовують для діагностики плазми. З іншого боку в методах інтерферометрії, поляриметрії, рефракцію розглядають як потенційний чинник, що може призвести (у випадку, коли рефракція суттєва) до неточності вимірювання параметрів плазми. Рефракція мікрохвиль суттєва у випадку, коли густина плазми наближається до критичного значення частоти хвилі, що зондує, або у випадку коли розміри плазми набагато більші за довжину хвилі. В свою

чергу, зміщення траєкторії променя від прямолінійної збільшує довжину шляху променя, що призводить до похибки виміру фази при інтерферометрії плазми [109-112]. Так через зсув променя на апертурі приймальної антени, у разі параболічного розподілу електронної густини, максимальна похибка багатоканальної інтерферометрії складає приблизно 4% від максимальної електронної густини. В роботі [112] було зроблено висновок, що для зменшення впливу рефракції при вимірюванні розподілу густини багато-хордовим інтерферометром, довжина хвилі, що зондує має бути приблизно в 3-5 разів меншою порівняно з довжиною хвилі, що допустима при вимірюванні середньої концентрації уздовж перетину плазми. В роботі [113] запропоновано метод, на основі ітераційного алгоритму, що компенсує похибку, що виникає за рахунок рефракції. Для поляриметрії плазми, похибка виникає, за рахунок зміни кута між хвильовим вектором і вектором зовнішнього магнітного поля [114-116]. Також, через рефракцією, мікрохвильовий промінь, що пройшов крізь плазму, може не потрапити до приймального рупора, а накладатися до сусідньої антени, що призведе до похибки [116].

Висновки до розділу 1

В діагностиці плазми існує велика кількість методів: зондові, корпускулярні, лазерні, оптичні, мікрохвильові. НВЧ діагностика плазми застосовується в більшості сучасних плазмових установках [1-7, 26, 29, 31-33]. Серед мікрохвильових методів існують методи, які засновані на рефракції мікрохвиль [82-109]. За допомогою методів, що використовують рефракцію мікрохвиль променів в неоднорідній плазмі, визначають розподіл густини плазми [88-94, 97-104], профіль електронної температури [95, 96] та розподіл магнітного поля [106-108], частоту зіткнень частинок [105, 106]. Методи мікрохвильової діагностики на основі рефракції доцільно використовувати у випадку коли рефракція мікрохвиль в плазмі суттєва та виконуються умови геометричної

оптики. Зондування плазми ведеться похилими вузько-направленими мікрохвильовими променями уздовж або перпендикулярно осі плазмового циліндра при різних кутах нахилу рупорних антен по відношенню до плазми [88-101,104-109]. На відміну від наскрізного зондування мікрохвилі при похилому зондуванні, завдяки рефракції, мають криволінійну траєкторію, тому можуть проходити інші шари плазми. Відповідно це може надати додаткову інформацію про плазму, що досліджується у порівнянні, наприклад, с наскрізною інтерферометрією.

Для застосування даних методів, антени для випромінювання і прийому мікрохвильового сигналу можна встановлювати зовні, коли вакуумна камера оптично прозора для мікрохвиль, або всередині вакуумної камери. І в одному і в другому випадку необхідно рухати антену, змінювати кут нахилу антени по відношенню до плазмового стовпа. В пристроях для лабораторних досліджень плазми, зазвичай використовують металеву вакуумну камеру. Встановлення рухомих антен в порти металевої камери з можливістю зміни кута нахилу в широкому діапазоні по відношенню до плазми може бути технічно ускладнене або неможливе. Що ускладнює застосування методів на основі рефракції [88-101,104-109]. Через це, можливо, методи на основі рефракції не отримали такого широкого застосування як інтерферометрія або рефлектометрія.

Тому, для збільшення області застосування, підвищення інформативності, виявлення усіх можливостей мікрохвильових методів на основі рефракції необхідне їх подальше дослідження та удосконалення.

РОЗДІЛ 2

ЕКСПЕРЕМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Експериментальне відпрацювання методів діагностики неоднорідної плазми на основі рефракції мікрохвиль проводилася на установці МАКЕТ (див. рис. 2.1). В представленій установці реалізується потужний імпульсний відбивний розряд в схрещених $E \times B$ полях [117]. Раніше установка МАКЕТ використовувалася для дослідження густої (до $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$) багатокомпонентної газометалевої плазми з високим ступенем іонізації $\leq 100\%$ [118, 119], а також для відпрацювання мікрохвильових методів діагностики плазми [120-122].

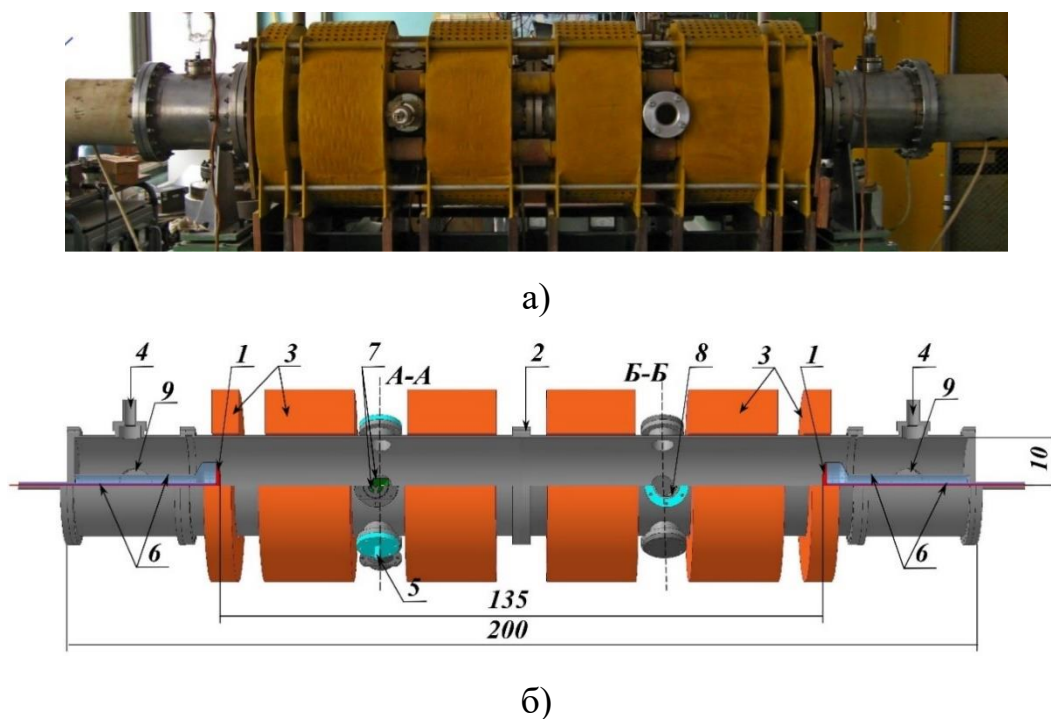


Рис. 2.1 Фото (а) та схематичне зображення (б) експериментальної установки МАКЕТ.

1 – катоди; 2 – розрядна камера (анод); 3 – котушки магнітної системи ;
4 – патрубки для під'єднання датчиків виміру тиску; 5 – патрубки для напуску
робочого газу; 6 – між електродні ізолятори; 7 – фіксовані у просторі рупорні
антени; 8 – кварцове вікно для оптичної діагностики; 9 – торцеві патрубки для
відкачки; *A-A*, *B-B* – перетин діагностичних портів

Наявність на установці обладнання для мікрохвильового зондування плазми (рупорні антени, хвилеводи та ін.), а також можливість створення плазми з густиною до $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, дозволяє використовувати її для експериментів з відпрацювання методів діагностики плазми на основі рефракції в міліметровому діапазоні довжин хвиль. Основні параметри установки показані в таблиці 2.1.

Таблиця 2.1

Основні параметри установки

Параметри	Значення	Параметри	Значення
Електророзрядна система:		Магнітна система:	
Розрядна напруга	$\leq 5 \text{ кВ}$	Розрядна напруга	$\leq 3 \text{ кВ}$
Тривалість імпульсу	$\sim 4 \text{ мс}$	Магнітна індукція	$\leq 0,9 \text{ Т}$
Розрядний струм	$\leq 2 \text{ кА}$	Тривалість імпульсу	$\sim 18 \text{ мс}$
Ємність батареї конденсаторів	560 мкФ	Розрядний струм	$\leq 6.5 \text{ кА}$
Максимальна енергія, що запасється	$\leq 7 \text{ кДж}$	Ємність батареї конденсаторів	12 мФ
Об'єм вакуумної камери	$\sim 7 \cdot 10^4 \text{ см}^3$	Максимальна енергія, що запасється	$\leq 54 \text{ кДж}$
Робочий тиск	$0,133\text{-}4,7 \text{ Па}$	Об'єм плазми	$\sim 10^4 \text{ см}^3$
Діаметр катодів	10 см	Робочий газ	Ar
		Матеріал катодів	Мідь покрита цирконієм

Установка МАКЕТ складається з наступних основних систем (див. рис. 2.2): управління, електророзрядної, магнітної, вакуумної, та системи напуску робочого газу. Система управління складається з панелі управління та блоку управління. Через панель управління керують всіма системами установки. Імпульс запуску до систем комутації електророзрядної та електромагнітної систем подається блоком

управління (див. рис. 2.2). При цьому є можливість налаштувати затримку між імпульсами запуску магнітної системи та електророзрядної системи. Блок управління може працювати як в ручному так і в автоматичному режимі за необхідністю.



Рис. 2.2 Блок-схема установки МАКЕТ

2.1 Електророзрядна система

На рис. 2.3 зображена електрична схема електророзрядної системи. Блок перетворення та випрямлення складається з автотрансформатора TV6, високовольтного трансформатора TV5 і блоку випрямлення з діодами типу Д1006 (VD5-VD10). Блок накопичення C2 складається з 4 шт. конденсаторів типу ИМ2-5-140 (140мкФ, 5 кВ) загальною ємністю 560 мкФ, та максимальним енерговмістом 7 кДж, кіловольметра (кВ). Блок комутації складається з: високовольтних трансформаторів (TV1, TV2, TV3, TV4), накопичувача C1, тиратрона VL1 та ігнітрона VL2. Схема (рис. 2.3) працює наступним чином. Схема живиться від електричної мережі 50 Гц 220 В. Після вмикання перемикача SB1 (див. рис 2.3) спрацьовує електромагнітний пускач К1 і розмикаються контакти

K1.1 і K1.2, які через резистор R7 шунтується ємнісний нагромаджувач C2. Напруга з джерела живлення подається на трансформатори TV1, TV3 та авторансформатор TV6. В подальшому з вторинної (високовольтної) обмотки трансформатора TV5 напруга випрямляється системою діодів VD5 – VD10 і подається на батарею конденсаторів C2. Для вимірювання та контролю зарядної напруги використовується кіловольметр (kV). Після подачі імпульсу запуску з блоку управління на блок комутації електророзрядної системи відбувається відкриття VL1, розряд конденсатора C1 через TV4 на VL2. Після відкриття VL2 відбувається розряд ємнісного нагромаджувача через баластний опір R1-R10 на навантаження. Навантаженням для електророзрядної системи слугує газове середовище вакуумної камери між катодами та анодом. Катоди (див. рис. 2.1) представляють собою два плоских мідних диска радіусом 10 см, лицьова поверхня якого покрита Цирконієм, який був нанесений вакуумно дуговим методом на поверхню дисків. Анод – розрядна камера (рис.2.1) є циліндром з нержавіючої сталі X18H10T, завдовжки 1500 мм і внутрішнім діаметром 200 мм.

2.2 Магнітна система

Магнітне поле пробкової конфігурації, з пробковим відношенням 1,25, формується при розряді конденсаторів блока накопичення на шість котушок (рис 2.1). Соленоїди виготовлені по типу соленоїдів Біттера [123]. Матеріал дисків – алюміній. Соленоїди мають повітряне охолодження. Основні параметри соленоїдів показані в таблиці 2.2. На рис. 2.4 показано розподіл магнітного поля по осі установки у вигляді відношення B/B_0 , де B_0 – максимальне значення індукції магнітного поля в пробці; B – значення індукції магнітного поля в поточній координаті. На рис. 2.5 показана часова залежність зміни індукції магнітного поля (а), залежність максимального магнітного поля від напруги на ємнісному накопичувачі (б). При максимальній напрузі 3 кВ максимальне значення B_0 становить 0,7 Тл.

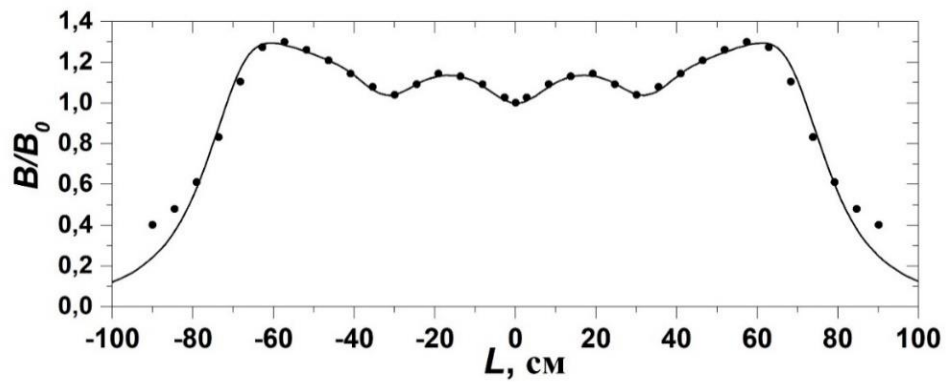


Рисунок 2.4 Розподіл магнітного поля по осі установки

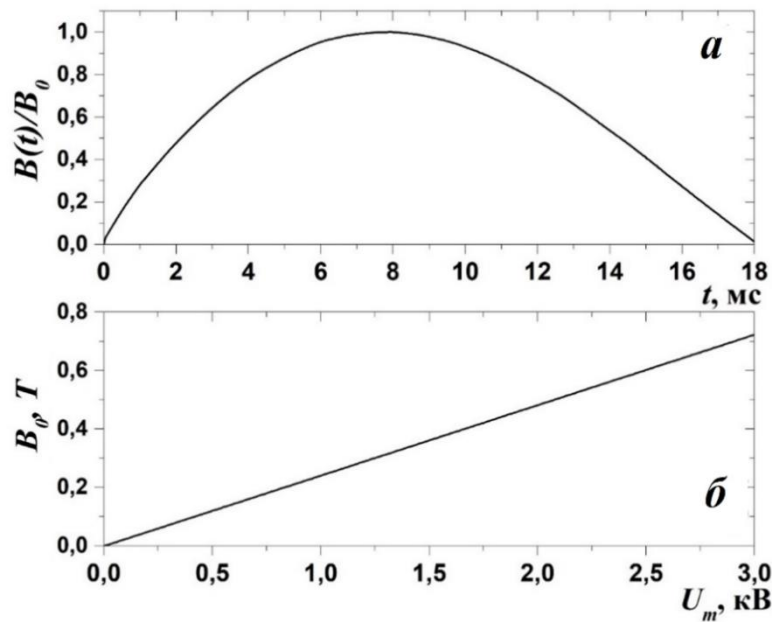


Рисунок 2.5 Залежність магнітного поля від часу (а), залежність максимального магнітного поля від напруги (б)

На рис. 2.6 зображена електрична схема магнітної системи. Електричну схему магнітної системи можна розділити на три основні блока: 1 – блок перетворення та випрямлення, 2 – блок накопичення, 3 – блок комутації.

Блок перетворення та випрямлення складається з автотрансформатора, високовольтного трансформатора і блоку випрямляча на діодах типу Д1006. Блок накопичення магнітної системи установки складається з 120 шт. конденсаторів типу ИМ-3-100 (100 мкФ, 3 кВ) з загальною ємністю 12 мФ та максимальною енергією, що запасється 54 кДж. Для зменшення габаритів ємнісного

накопичувача конденсатори були зібрані в батарею, яку розмістили на чотирьох поверхах спеціальної конструкції по 30 конденсаторів на кожному поверху. Конденсатори з'єднані паралельно мідною шиною перерізом $2 \times 0,3$ см і загальною довжиною 41,76 м. Батарея з'єднана з соленоїдами магнітної системи високовольтним кабелем загальною довжиною 20 м. До блока комутації входять комутатори на основі тиристорів ТЗ-320 та Т9-250, та їх система запуску.

Схема працює наступним чином. Схема живиться від електричної мережі 50 Гц, 220 В. Після вмикання перемикача SB1 (на панелі управління) спрацьовує електромагнітний пускач K1 і розмикаються контакти K1.1 і K1.2, які, при вимиканні живлення, замикають та зашунтовують контур ємнісного нагромаджувача через резистор R13. Напруга подається на автотрансформатор TV2, який регулює напругу, що подається на первинну обмотку високовольтного трансформатора TV1. В подальшому з вторинної (високовольтної) обмотки трансформатора TV1 напруга випрямляється системою діодів VD1 – VD7 і подається на батарею конденсаторів C1 – C120. На кожні 12 конденсаторів ставиться по 1 сигнальній лампі HL1 – HL2, по одному захисному резистору R1 – R12 та запобіжнику FU1 – FU12. Зарядна напруга контролюється за допомогою кіловольтметра (kV), який вимірює напругу в двох діапазонах: 1,5 кВ та 3 кВ. Блок комутації виконаний на основі тиратронів VL1, VL2, які живляться за допомогою трансформаторів TV5, TV6 і TV7. Імпульс від блока управління подається на імпульсні трансформатори TV5, TV6, після чого відбувається відкриття сітки тиратрона та формування керуючого імпульсу, що подається через роздільні імпульсні трансформатори TV8 і TV9, діоди VD10 – VD13, на тиристори VS1 – VS4. Після чого відбувається розряд блока ємнісного нагромаджувача на магнітну систему установки. Запуск тиристора VS4 відбувається з запізненням на 18 мс після відкриття VL2. Це запобігає виникненню негативного півперіоду розряду на магнітну систему.

Основні параметри котушок магнітної системи

Параметри	№1 торцева	№2 центральна
Внутрішній діаметр обмотки, см	23,0	23,0
Зовнішній діаметр обмотки, см	44,0	44,0
Довжина обмотки, см	6,0	20,0
Кількість витків, шт.	30	40
Кількість котушок, шт.	2	4
Проміжок між котушками, Δ , см	3,5	14,0
Одинична індуктивність, L , мкГн	104	360
Одиничний опір, R , Ом	$1,74 \cdot 10^{-3}$	$2,32 \cdot 10^{-3}$

Важливим при формуванні імпульсного магнітного поля є знання параметрів розрядного струму через магнітну систему. Тому були проведені розрахунки розрядного струму та його експериментальне вимірювання [124]. Розрядний струм через магнітну систему вимірювався за допомогою шунта, який був підключений послідовно з соленоїдами магнітної системи. Сигнал з шунта реєструвався електронним осцилографом “Velleman PCS 500”. Розрахунки проводились шляхом спрощування електричної схеми електромагнітної системи. В першому наближенні магнітну систему можливо розглядати у вигляді схеми послідовного кола з зосередженими та постійними ємністю C , індуктивністю L та опором R , яка зображена на рис. 2.7. У цьому випадку розряд ємнісного накопичувача на магнітну систему можна наближено розглядати, як розряд ємності в RLC колі [125]. Сумарний опір R та індуктивність L кола складаються з суми опору та індуктивності соленоїдів, кабелю, що з’єднує блок конденсаторів з соленоїдами, шин, що з’єднують між собою конденсатори, і шин, що з’єднують соленоїди. Спільна ємність C складається з суми ємностей 120 конденсаторів підключених паралельно.

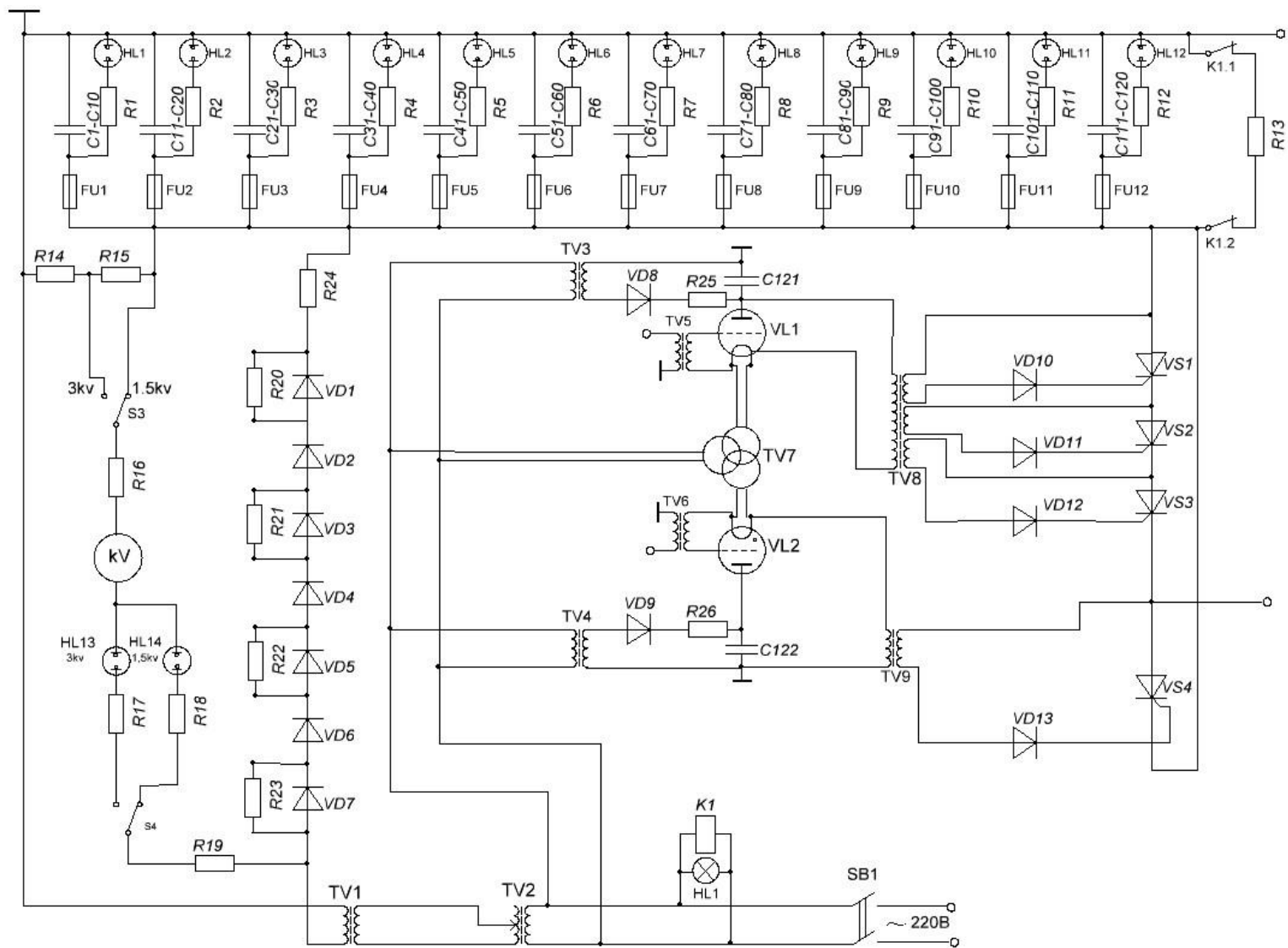


Рис. 2.6 Принципова схема магнітної системи [124]

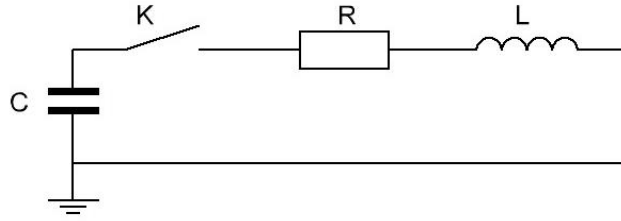


Рис. 2.7 Схема заміщення системи живлення для магнітної системи [124]

Згасаючі електромагнітні коливання в RLC описуються однорідним диференціальним рівнянням другого порядку:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{R}{L} \cdot \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C \cdot L} q = 0, \quad (2.1)$$

де q – заряд, [Кл], $q = \int I dt$, I – струм, [А], $I(t) = \frac{-dq}{dt}$. Можливі три рішення рівняння (2.1) при наступних умовах: $R > 2\sqrt{\frac{L}{C}}$, $R = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$, $R < 2\sqrt{\frac{L}{C}}$. У даному випадку при параметрах кола ємності $C = 12$ мФ, індуктивності $L = 2,66$ мГн та опору $R = 0,107$ Ом виконується умова $R < 2\sqrt{\frac{L}{C}}$. У цьому випадку загальне рішення рівняння (2.1) має вигляд:

$$q(t) = e^{-\beta \cdot t}, \text{ Кл}, \quad (2.2)$$

де β – ступінь згасання в колі, $\beta = \frac{R}{2L}$; ω – кутова частота, [рад\с], $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$, ω_0 – власна частота коливань, $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$, [с⁻¹]; c_1 та c_2 – константи. При початкових умовах, U_0 – початкова напруга на ємнісному накопичувачі) константи c_1 , c_2 мають значення:

$$c_1 = q_0; c_2 = \frac{2 \cdot q_0 \beta}{\omega}. \quad (2.3)$$

На рис. 2.8 представлено результати розрахунку напруги, струму, заряду при наступних початкових умовах: $C = 12 \cdot 10^{-3}$ Ф, $L = 2,66 \cdot 10^{-3}$ Гн, $R = 0,107$ Ом, $U_0 = 1500$ В.

У другому наближенні систему живлення можна розглядати у вигляді довгої лінії, схема якої зображена на рис. 2.9, де С1 – С4 – ємність 30 конденсаторів

розташованих на кожному з чотирьох поверхів відповідно, $R1 - R4$ та $L1 - L4$ – опір та індуктивність шин, що з'єднують конденсатори, $R5$ та $L5$ – опір та індуктивність соленоїдів, шин, що з'єднують соленоїди, та кабелю, що з'єднує батареєю конденсаторів і соленоїди. Моделювання довгої лінії проводилось в програмі *Micro-cap 11 for students*.

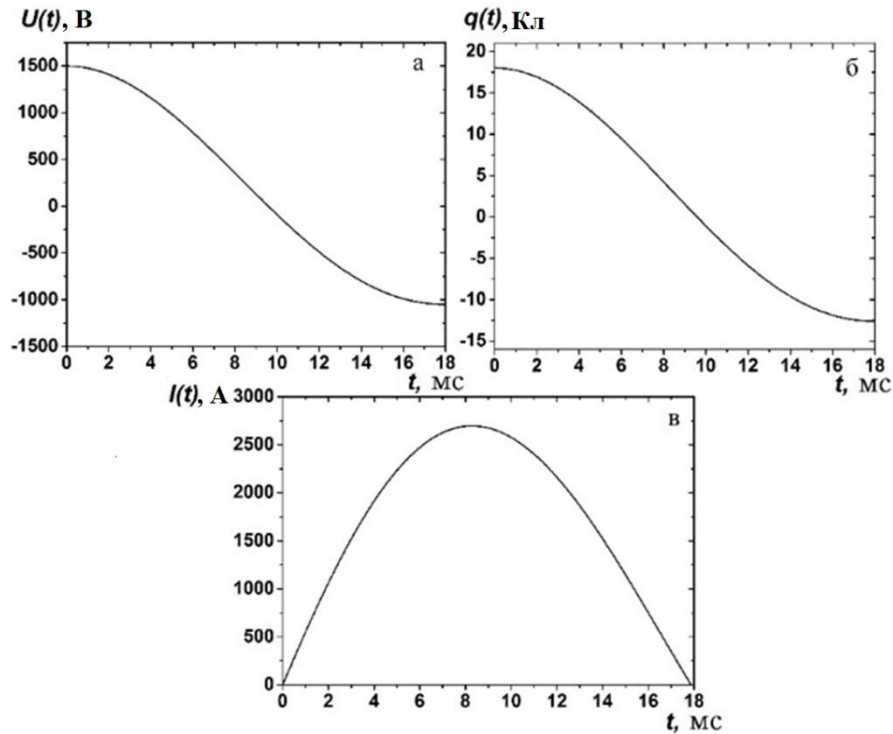


Рис. 2.8 Розрахункові залежності напруги (а), заряду (б) та струму (в) у RLC колі магнітної системи [124]

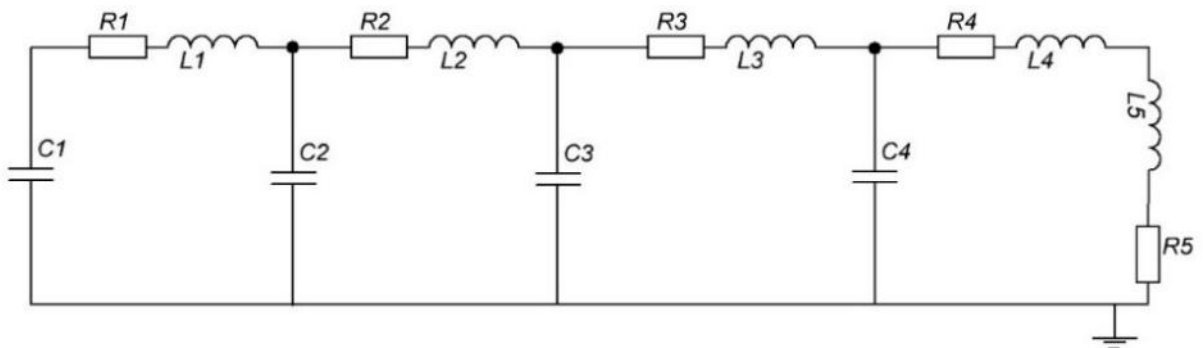


Рис. 2.9 Схема заміщення системи живлення магнітної системи електрофізичної установки у вигляд довгої лінії [124]

Залежність розрядного струму через магнітну систему від часу при $U_0 = 1500$ В для довгої лінії наведена на рис. 2.10. Виміряна залежність розрядного струму через магнітну систему від часу при напрузі $U_0 = 1500$ В наведена на рис. 2.10, крива 1.

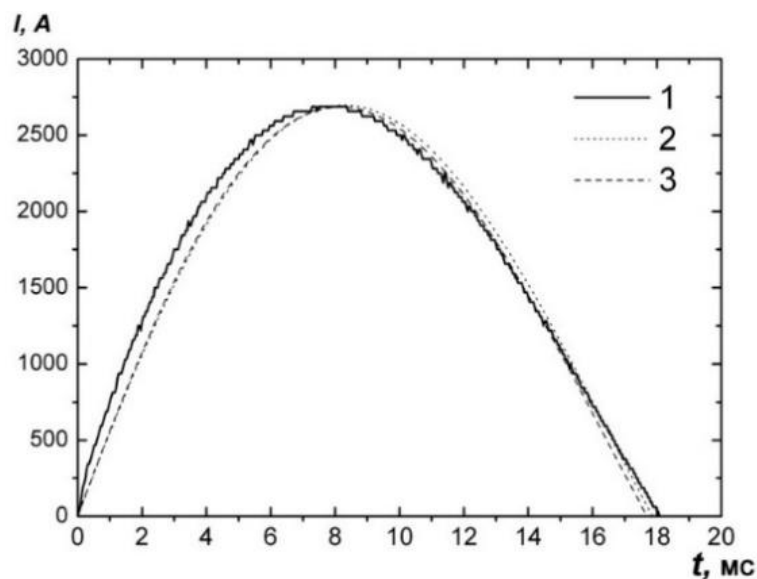


Рис. 2.10 Залежність розрядного струму через магнітну систему від часу. $U_0 = 1500$ В. Експериментально виміряна (1), розрахункові для послідовного кола з зосередженими параметрами (2) та довгої лінії (3) [124]

Порівняння експериментальної залежності (див. рис. 2.10, крива 1) з розрахунковими (див. рис. 2.10, крива 2,3) показує, що розбіжність тривалості імпульсу струму та його амплітуди не перевищує $\pm 2\%$. Це говорить про те, що розрахунок сумарної ємності, індуктивності і опору магнітної системи виконано вірно. Але в експерименті (див. рис. 2.10, крива 1) фронт наростає швидше, а спад стрімкіший на відміну з розрахунком для послідовного кола з зосередженими параметрами (див. рис. 2.10, крива 2). Розрахунок розрядного струму при розгляді схеми живлення у вигляді довгої лінії (див. рис. 2.10, крива 3) показав, що фронт і спад у цьому випадку став більш наближений до експерименту. З останньої залежності можна зробити висновок, що спрощене представлення реальної схеми

у вигляді довгої лінії не достатньо для збігу форми імпульсу, а потрібно знати точний розподіл опору, індуктивності, ємності елементів по довжині лінії.

На рис. 2.11 зображена залежність максимального значення розрядного струму через магнітну систему від прикладеної напруги U_0 на ємнісному накопичувачі. Порівняння експериментально вимірної залежності максимального значення розрядного струму від початкової напруги (див. рис. 2.11) з розрахунковою залежністю (формули (2.2), (2.3)) показує, що розбіжність між ними не перевищує $\pm 2\%$.

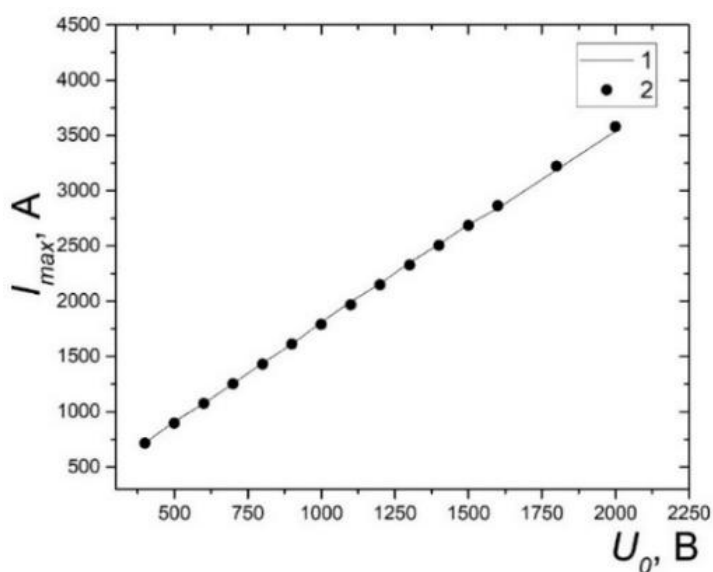


Рис. 2.11 – Залежність максимального значення розрядного струму через магнітну систему від прикладеної напруги U_0 на ємнісному накопичувачі.

1 – експеримент, 2 – розрахунок [124]

2.3 Вакуумна система та система напуску робочого газу

Вакуумна система складається з двох високо вакуумних агрегатів, до складу яких входять високо вакуумні дифузійні паромасляні насоси М-500 виробництва заводу ННЦ ХФТІ НАНУ, сорбційні пастки і форвакуумні насоси марки РВН-20 з середньою швидкістю відкачування 3 л/с. Вакуумні агрегати приєднуються до розрядної камери через торцеві патрубки діаметром 20 см (рис. 2.1) і, відповідно, пропускної здатністю 10^3 - 10^4 л/с в молекулярному і молекулярно - в'язкісному

режимах, 10^4 - 10^6 л/с у в'язкісному [126], завдяки коротким відріzkам вакуумпровода Ø100мм. Граничний тиск, отриманий в об'ємі розрядної камери в режимі вакуумного тренування, склав $\sim 1 \cdot 10^{-4}$ Па.

Система напуску робочого газу в розрядну камеру призначена для регульованого напуску робочих газів (H_2 , He, Ar, Kr, Xe) і їх сумішей до заданих значень тиску (густини часток). Відмітимо, що напуск водню здійснюється через паладієвий фільтр, напуск інших газів (He, Ar, Kr, Xe) через механічний клапан-натікач тонкого регулювання. Контроль кількості газу, що напускається, здійснюється по зміні тиску в ресивері або в самому реципієнті при постійному об'ємі. Система напуску робочого газу забезпечена замково-регулюючою арматурою, вимірювачами тиску в широкому діапазоні його вимірів.

РОЗДІЛ 3

ЗАСТОСУВАННЯ РЕФРАКЦІЇ ДЛЯ ДІАГНОСТИКИ БАГАТОКОМПОНЕНТНОЇ ПЛАЗМИ.

В методах діагностики плазми, які засновуються на рефракції мікрохвильових променів, використовують похиле зондування плазмового стовпа [88-101, 105-108]. За допомогою мікрохвильових методів, які використовують рефракцію мікрохвиль в неоднорідній плазмі, можна визначати розподіл густини плазми, розподіл магнітного поля, частоту зіткнень електронів. Важливою умовою застосування методу є використання вузьких мікрохвильових променів по відношенню до розмірів плазми, що зондується. Для цього потрібно варіювати кут нахилу рупорних антен по відношенню до поверхні плазми, що зондується. Ця умова не завжди може бути технічно реалізована в експериментах, що обмежує використання даних методів. В експериментах де відпрацьовувались мікрохвильові методи на основі рефракції [88-101, 105-108], зазвичай, використовували скляну вакуумну камеру, для того, щоб мати можливість зондувати і приймати мікрохвилі під будь-якими кутами по відношенню до площини поверхні плазми, що зондується. У металевих камерах зазвичай рупорні антени фіксовані і встановлюються всередині камери в спеціальних портах. Тому варіювання кута нахилу рупорних антен по відношенню до плазми в таких установках неможливе, а встановлення нових рухомих рупорів може бути конструктивно не передбачене. У такому випадку похиле зондування запропоновано реалізувати за рахунок використання периферійної частини випромінювання рупора (мікрохвильових променів, що виходять з розкриву рупора) направлено похило [127, 128]. Похилі промені, падаючи на плазму, заломлюються в ній, таким чином можуть перетинати різні шари плазми, що може бути використано для діагностики плазми в периферійних шарах плазмового формування. Особливо це корисно при неможливості наскрізного зондування.

Для реалізації даної пропозиції, по-перше, були проведені розрахунки траєкторій мікрохвильових променів в неоднорідній плазмі з урахуванням геометричних параметрів установки МАКЕТ, геометричного розташування рупорних антен, їх основних характеристик та параметрів плазми. По-друге, проведені експерименти з використанням рефракції електромагнітних хвиль для дослідження багатокомпонентної газометалевої неоднорідної плазми в схрещених $E \times B$ полях. Результати досліджень, представлені у цьому розділі, наведені в авторських роботах [129-136].

3.1. Характеристики рупорних антен установки МАКЕТ

В області НВЧ, як правило, використовують прямокутні рупорні антени [137, 138]. Рупорні антени являються діапазонними, а також мають високий коефіцієнт корисної дії. Високий коефіцієнт корисної дії пов'язано з тим, що вся енергія, яка надходить на вхід рупора, проходить через його розкриття і бере участь у формуванні поля випромінювання. Також прямокутні рупорні антени при генерації ближнього поля зберігають поляризацію хвилі відповідно до поляризації хвилі в хвилеводі. Недоліками рупорних антен є їх розміри та присутність фазових спотворень поля в розкритті.

Для розрахунку параметрів рупорної антени, визначення її характеристик необхідно знати її геометричні розміри, матеріали та спосіб генерації поля. Пірамідальні рупорні антени в установці "МАКЕТ" (див. рис 2.1) встановлені в діагностичних портах (1, 4, 5, 7), схематично зображених на рис. 3.1, що розташовані в двох перерізах А-А і Б-Б. Зміна кута нахилу рупорних антен встановлених в діагностичні порти (1, 4, 5, 7) конструктивно не передбачена. Геометричні розміри антен і матеріал (нержавіюча сталь) з якого виготовлені антени являються ідентичними.

Матеріал рупорних антен та хвилеводу – нержавіюча сталь та мідь відповідно. Рупорні антени застосовувались для передачі і прийому хвиль на частоті 37,2 ГГц

та 71 ГГц. Хвилеводи застосовувались для транспортування хвиль на частоті 37,2 ГГц та 71 ГГц. Критична густина для хвилі на частотах 37,2 ГГц та 71 ГГц відповідно $1,72 \cdot 10^{13}$ та $6,26 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

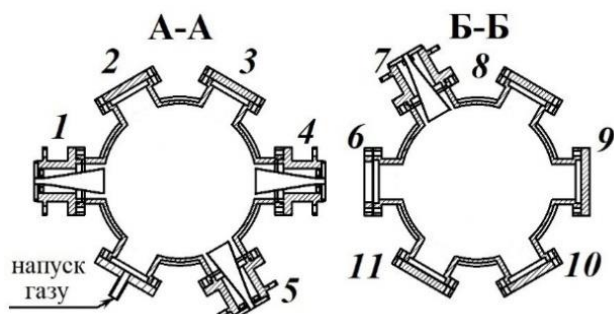


Рис. 3.1 Розташування діагностичних портів і їх функціональне призначення. 1, 4, 5, 7 – рупорні антени, 6 – кварцове вікно, 2, 3, 8, 9, 10 та 11 – діагностичні порти

Діагностичні порти віддалені на відстані 500 мм від торців вакуумної (розрядної) камери і, відповідно, на віддаленні 300 мм від торцевих електродів (катодів). Кожен порт зміщений азимутально один від одного на 60° .

На рис. 3.2 показано зображення рупорної антени, яка встановлена в установці "МАКЕТ", та її геометричні розміри.

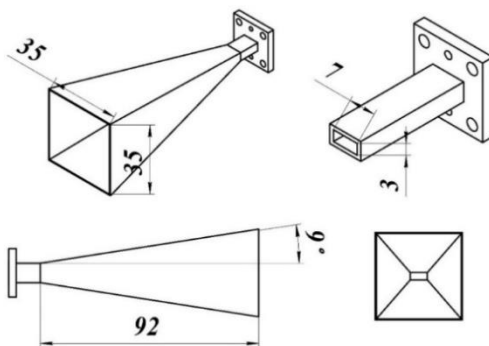


Рис. 3.2 Геометричні параметри рупорної антени та хвилеводу.

Розмір поперечного перерізу антени

(розкрив антени – $a = b = 35$ мм, осьова висота – 92 мм, кут розкриття – 9° ,

розкрив прямокутного хвилеводу – $a = 7$ мм, $b = 3$ мм)

Основна хвильова мода що розповсюджується в заданому хвилеводі на частоті 37,2 ГГц TE_{10} . Всі інші моди не є суттєвими для прямокутного хвилеводу для хвилі на частоті 37,2 ГГц. Гранична частота для даного хвилеводу для моди TE_{10} становить 20,83 ГГц. Для частоти 71 ГГц, розповсюджуються і інші моди, але основною є TE_{10} . Розподіл електричного поля в прямокутному хвилеводі показано на рисунку 3.3 [139]. Електричне поле паралельне коротшій стороні хвилеводу з максимальним значенням в центрі рупора. Магнітне поле в перпендикулярне електричному. Для того щоб зондувати плазму О-wave хвилею хвилевод встановлюють так щоб вектор електричного поля в хвилеводі був паралельним вектору зовнішнього магнітного поля.

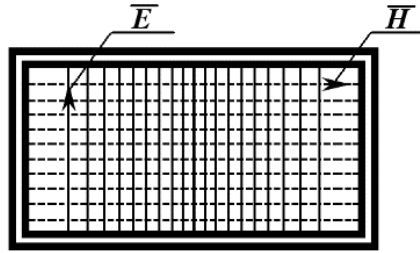


Рис. 3.3 Розподіл електромагнітного поля в прямокутному хвилеводі для моди TE_{10} . Вектор E суцільною лінією, вектор H штрихова лінія

Важливою характеристикою антени є її діаграма спрямованості (ДС). ДС дозволяє наочно оцінити ширину пучка де вкладається більша частина потужності, іншими словами розподіл енергії в просторі [137]. Вона характеризує залежність потужності випромінювання, віднесеної до одиниці тілесного кута в дальній зоні, від напрямку, при незмінних умовах збудження антени. Потужністю випромінювання антени називають потужність, що випромінюється антеною через навколишню замкнуту поверхню, а отже потік вектора Пойнтінга крізь цю поверхню [137]

$$P_{\text{вип}} = \oint_S \bar{S} d\bar{s}, \quad (3.1)$$

Вектор Пойнтінга в загальному випадку є комплексним [137]:

$$\bar{S} = \frac{1}{2} [\overline{EH}], \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}, \quad (3.2)$$

де, \overline{E} – комплексна амплітуда вектора електричного поля; \overline{H} – спряжена комплексна амплітуда вектора магнітного поля.

Ступінь концентрації випромінювання в напрямку максимуму амплітудної ДС оцінюється коефіцієнтом посилення (КСД). Цей параметр показує відношення модуля вектора Пойнтінга в напрямку максимального випромінювання S_{max} на відстані R ($R = \text{const}$, $R \rightarrow \infty$) в дальній зоні до середнього модулю вектора Пойнтінга S_{cp} на поверхні сфери того ж радіуса, що охоплює антену [140]:

$$G_{max} = S_{max}/S_{cp}. \quad (3.3)$$

Коефіцієнт посилення (коефіцієнт спрямованої дії) пірамідальних рупорних антен може бути виражений наступним виразом [140]:

$$G_{\text{пірамид}} = \frac{\pi}{32} G_E G_H \cong 0.1 G_E G_H, \quad (3.4)$$

де, G_E та G_H знаходяться з графіків приведених в [140], для рупорів встановлених в установці $G_{\text{пірамид}} = G = 180$. Коефіцієнт посилення вказує на те, в скільки разів потужність випромінювання направленої антени більша ніж потужність ізотропного випромінювача.

Коефіцієнт спрямованої дії пірамідальних рупорних антен також може бути виражений через ефективну площу поверхні [138, 140]:

$$G = \frac{4\pi A_{\text{еф}}}{\lambda_0^2}, \quad (3.5)$$

де, $A_{\text{еф}}$ – ефективна площа поверхні, що випромінює мікрохвилі $[\text{м}^2]$. З виразу (3.5), підставивши значення $G = 180$ та $\lambda_0 = 8$ мм, отримуємо $A_{\text{еф}} = 917$ мм². Діюча (ефективна) площа антени – це площа розкриву деякої еквівалентної антени з рівномірним і синфазним розподілом поля, що створює в напрямку максимуму ДН таку саму інтенсивність випромінювання, що і антена, що досліджується, в напрямку максимуму своєї ДН, за умови рівності потужностей, що підводяться до обох антен і їхнього коефіцієнта корисної дії.

Відношення ефективної площі поверхні, що випромінює $A_{\text{еф}}$ до геометричної площі $A_{\text{г}}$ називається коефіцієнтом використання поверхні і визначається [140, 141]:

$$\gamma = \frac{A_{\text{еф}}}{A_{\text{г}}}. \quad (3.6)$$

Підставивши значення $A_{\text{еф}}$ та $A_{\text{г}}$ отримуємо коефіцієнт використання поверхні $\gamma = 0,75$. Це значення являється типовим для рупорних антен.

Простір, що оточує антену розділяють на три області [138]: область реактивного ближнього поля, область ближнього (Френеля) та область дальнього (Фраунгофера) поля. Ці області визначаються відстанню R від площини розкриття антени. Якщо $R < (2 \cdot D^2 / \lambda_0)$ (D – найбільший розмір антени), то простір, що оточується даною областю, належить до ближнього поля антени, а весь інший простір, що знаходиться на відстані більш ніж $(2 \cdot D^2 / \lambda_0)$, належить до дальнього поля антени. У ближній зоні електромагнітне поле носить складний характер, у ньому присутні всі компоненти векторів поля, вектор Пойнтінга є комплексний і може не збігатися за напрямком з радіусом-вектором точки спостереження. Дальньої зоною антени називають область простору, в якій виконуються наступні умови: амплітуди векторів полів, випромінюваних елементами антени, зменшуються обернено пропорційно відстані. Оцінки дальнього поля з урахуванням геометричних параметрів антени показують, що область дальнього поля знаходиться на відстані ≥ 31 см та ≥ 65 см для частот 37,2 і 71 ГГц відповідно. Отже, радіус області де розташована плазма (діаметр циліндричного анода) менший за відстань де формується дальнє поле антени. Тому в даному випадку зондування плазми проводиться в ближньому полі антени.

Найчастіше характеристики антени вимірюють на поверхні сфери постійного радіусу, а результати вимірювань представляються у сферичних координат. Для вимірювання зовнішніх параметрів антени використовують безліч методів. Найбільш розповсюдженими є коліматорний і голографічний методи [142].

Коліматорний метод полягає у прямому вимірюванні параметрів антени в полі, близькому до поля плоскої хвилі, яке створюється за допомогою допоміжної антени – коліматора, розташованої неподалік антени, яку випробовують [143]. Розміри розкриву коліматора повинні бути принаймні вдвічі більші за розмір антени, яка випробовується. Параметри антени, яку випробовують, визначаються шляхом вимірювання сигналів на її виході при різних кутах повороту антени відносно коліматора. Основою голографічного (амплітудно-фазометричного) методу, як і коліматорного, є прямі вимірювання амплітудно-фазового розподілу поля антени, що досліджується, на деякій поверхні в безпосередній близькості від антени, що зондує. Необхідні характеристики антени у дальньому полі для обох методів знаходяться шляхом обробки результатів вимірювань ближнього поля. Основними елементами схеми таких вимірювань є: генератор, зонд, хвилеводи, ампліфазометр, опорно-поворотний пристрій для точного переміщення антени. Реалізація голографічного і коліматорного методів описані в [143, 144].

Характеристики рупорної антени (див. рис. 3.2.) в ближньому полі оцінювалася експериментально та розрахунково. На рис. 3.4 показана експериментальна схема, яка призначена для вимірювання передавальних або приймальних можливостей рупорної антени (див. рис. 3.2.) голографічним. При цьому велися лише амплітудні вимірювання. Схема працює таким чином. Електромагнітні хвилі на частоті 37,2 ГГц збуджується генератором 1, розповсюджуються по прямокутному хвилеводу 2, який, слугує випромінюючою антеною. Хвилевід має широку діаграму направленості. При виході з хвилеводу генерується плоска хвиля, тому хвилевід може бути використаним у якості випромінювача мікрохвиль для реалізації голографічного методу вимірювання параметрів антени [144]. Рупорна антена 3 приймає сигнал від хвилеводу 2, сигнал реєструється детектором 4. Детектор перетворює безперервні або імпульсно-модульовані НВЧ сигнали в постійний або низькочастотний струм, значення якого пропорційне до потужності випромінення. [145].

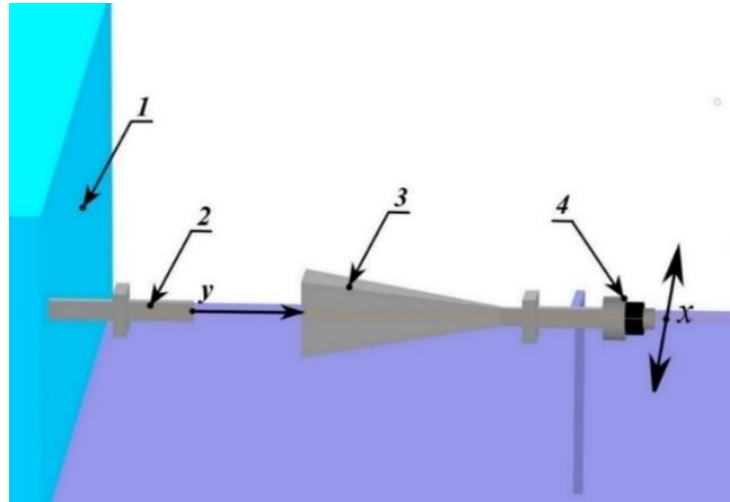


Рис. 3.4 Схема вимірювання мікрохвильових сигналів ближнього поля антени.

1 – генератор мікрохвиль на частоті 37,2 ГГц, 2 – випромінююча антена у вигляді прямокутного хвилеводу, 3 – приймальна рупорна антена, 4 – детектор НВЧ сигналу

В залежності від координат x , y , z було вимірено сигнал, який передавався хвилеводом 2 і приймався рупорною антеною 3. Координати хвилеводу і висота зміщення антен ($z=\text{const}$) були незмінними. Площини розкриву хвилеводу та площина розкриву рупорної антени паралельні одна одній. Точка ($x = 0$, $y = 0$) відповідає початковому положенню рупорної антени, коли центр розкриву рупорної антени співпадає з центром розкриву хвилеводу. Переміщення антени проводилося по координаті x вліво (від’ємні значення на осі) і вправо (додатні значення на осі) не більше ніж на 150 мм, у випадку, коли координата y була фіксованою. Крок по x рівнявся 1 мм. Виміри виконувались на різних відстанях між площинами розкриву антени і хвилеводу по відношенню одна до одної зберігаючи паралельність: $y = 0, 50, 100, 150, 200$ мм.

Результати вимірювань мікрохвильового сигналу прийнятого антеною 3 (див. рис. 3.4), для різної відстані від розкриву антени до розкриву хвилеводу, представлено на рис. 3.5, крива 4. На рис. 3.5 разом з експериментальними залежностями показані й розрахункові (електричне поле – крива 1, магнітне поле – крива 2, та вектор Пойнтінга – крива 3). Так як розмірності кожної величини, що

були розраховані або виміряні, різні, то для зручності представлення, кожену величину було нормовано від 0 до 1 по типу: $\frac{A_{\alpha}(x)}{A_{\alpha}^{max}}$, де, $A_{\alpha}(x)$ – це величини виміряного сигналу або розрахункові величини E , H , $\overline{E \times H}$ в залежності від координати x , A_{α}^{max} – максимальне значення отриманих експериментально чи розрахунково величин в залежності від координати x . Розрахунки базуються на методі скінченних елементів. Для моделювання необхідно задати геометричну модель антени, спосіб збудження хвилі в хвилеводі та її частоту, граничні умови. Так як плазма, що зондується мікрохвилями знаходиться в ближній зоні випромінюючих і передавальних рупорних антен, то розрахунки поля виконувалися для ближнього поля антени для хвиль на частоті 36, 37,2 та 71 ГГц.

На рисунку 3.5 видно, що у випадку, коли відстань між антенами $y = 0$ мм (а) для експериментальних і розрахункових величин присутні 4-ри максимуми. Це пов'язано з тим, що виміри виконувались в області реактивного ближнього поля. На відстані порядку довжини хвилі у напрямку області дальнього поля розподіл електромагнітного поля антени постійно змінюється [138]. З (а) (б) (в) видно перехід з реактивної зони до зони Френеля ближнього поля. Починаючи з (б) на розподілі полів присутній лише 1 максимум для виміряних і розрахункових величин електромагнітного поля. З рисунка 3.5 можна зробити висновок, що розподіл вектора Пойнтінга (вздовж координати x , $y=\text{const}$, $z=\text{const}$) та виміряної амплітуди мікрохвильового сигналу детектором 4 (вздовж координати x , $y=\text{const}$, $z=\text{const}$) якісно схожі та співпадають по формі. Відхилення пов'язані з похибкою, що спричинена віддзеркаленнями електромагнітних хвиль від навколишніх предметів, шорсткістю поверхні антени, та з неточними геометричними розмірами антени у порівнянні з моделлю. З рисунка 3.5 видно, що основна потужність антени сконцентрована в розкритті антени, що відповідає розрахунковим даним ефективної площі, описаним вище. Враховуючи геометрію антен, судячи з вимірювань та розрахунків проведених в вище, була розрахована ширина

мікрохвильового променя у вакуумі, яка становить майже ≈ 4 см. Причому, максимальна потужність сконцентрована в центрі області, а потужність менше 50% від максимальної величини в її краях.

На рис 3.6 [132] та 3.7 показані результати моделювання розподілу електричного та магнітного полів для хвиль на частоті 36, 37,2 та 71 ГГц відповідно. З рис 3.6 та 3.7 видно, що незначна зміна частоти хвилі значно змінює розподіл полів на розкритті рупорної антени. Так у випадку 36 ГГц (див. рис. 3.6а) присутні 5 максимумів, а у випадку 37,2 ГГц наявна інша картина розподілу (4-ри максимуми). Розподіл поля у випадку 71 ГГц взагалі кардинально відрізняється – на розкритті присутні 8-ім максимумів. Аналіз розрахункових та експериментальних даних показує, що приймальні характеристики антени повністю задовольняють умовам використання даної антени на частоті 37,2 та 71 ГГц для експериментів з рефракцією мікрохвиль на установці МАКЕТ. Також варто відмітити, що за теоремою взаємності антена в режимі прийому має такі ж властивості як і в режимі передачі, тому необхідності виконувати додаткові вимірювання та розрахунки для перевірки роботи антен в режимі передачі не має.

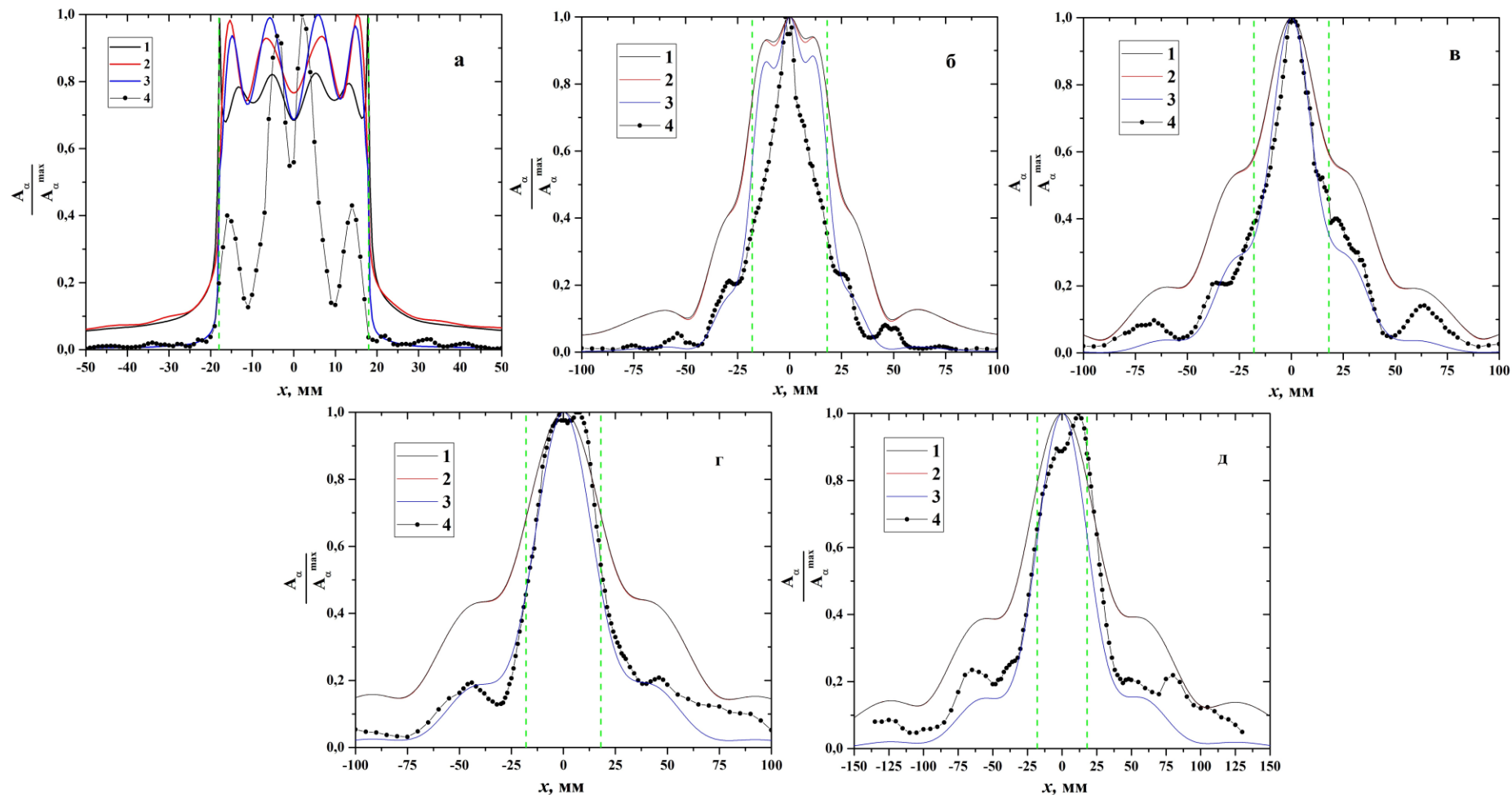


Рис. 3.5 Параметри ближнього поля рупорної антени в залежності від координати x [-150,150] мм та y . а – $y = 0$ мм; б – $y = 50$ мм; в – $y = 100$ мм; г – $y = 150$ мм; д – $y = 200$ мм. Електричне поле – крива 1, магнітне поле – крива 2, вектор Пойнтінга – крива 3, крива 4 – виміряні амплітуди мікрохвильового сигналу детектором 4 (рис. 3.4). Розкритв антен вказано штрих-пунктирною лінією. Вимірювання проводились для мікрохвиль на частоті 37,2 ГГц

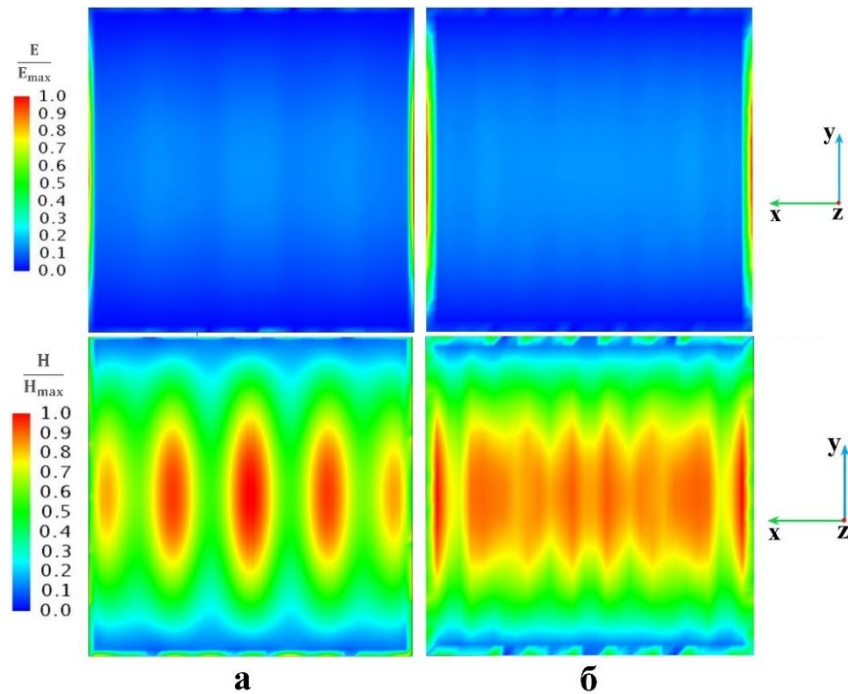


Рис. 3.6 Розподіл електричного та магнітного поля на розкритті рупорної антени для мікрохвиль на частоті а – 36 ГГц; б – 71 ГГц [132]

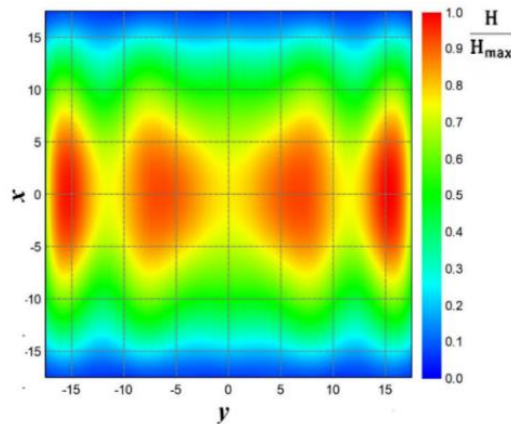


Рис. 3.7 Розподіл електричного та магнітного поля на розкритті рупорної антени для мікрохвиль на частоті 37,2 ГГц

3.2 Розрахунок траєкторій мікрохвильових променів в неоднорідній плазмі

Для перевірки можливості використання периферійної частини випромінювання рупора (мікрохвильових променів, що виходять з розкриття рупора) направлено похило, для реалізації мікрохвильових методів на основі рефракції в установці МАКЕТ, були проведені розрахунки траєкторій

мікрохвильових променів при різних початкових умовах. Моделювання розповсюдження мікрохвильових променів виконувалось з врахуванням геометричних параметрів установки МАКЕТ, геометричного розташування рупорних антен, типових параметрів плазми, що генеруються в представленій установці.

При розв'язанні задач поширення мікрохвиль в середовищах розріджений газ – плазма, плазму розглядають як плоско-шарове неоднорідне середовище, розріджений газ – як однорідне середовище або вакуум. При нормальному падінні променя (кут $\Psi = 90^\circ$) на неоднорідне середовище, градієнт густини якого співпадає з напрямком поширення променя, промінь не заломлюється і має прямолінійну траєкторію. При зондуванні плазми похилими мікрохвильовими променями, що проходять в площині перпендикулярній до осі плазмового циліндра, відбувається постійне заломлення мікрохвильових променів, а отже відбувається зміна траєкторія променів. Принцип зондування плазми похилими мікрохвильовими променями показаний на рис. 3.8.

Довжина траєкторії в плазмі залежать від кута падіння на плазмову поверхню і параметрів плазми. У наближенні геометричної оптики диференціальне рівняння траєкторії мікрохвильового променя в плазмовому циліндрі має вигляд [96]:

$$\frac{dr}{d\theta} = \frac{r^2}{R \sin \Psi} \sqrt{n^2(r) - \frac{R^2}{r^2} \sin^2 \Psi}, \quad (3.7)$$

де, R – радіус циліндра, [м]; r – поточна координата по радіусу [м]; Ψ – кут між напрямом розповсюдження і радіусом циліндра в точці падіння на плазмовий циліндр; θ – кут відхилення радіус-вектора від свого початкового положення; n – показник заломлення для звичайної хвилі (див. формулу 1.3 в розділі 1.2). Кут відхилення радіус-вектору променя від положення його при вході в плазму може бути визначений по формулі [96]:

$$\theta(\Psi) = 2R \sin \Psi \int_{r_0}^R \frac{dr}{r^2 \sqrt{n^2(r) - \frac{R^2}{r^2} \sin^2 \Psi}}, \text{ град}, \quad (3.8)$$

де r_0 – радіус точки повороту траєкторії [м], який визначається з умови [96]:

$$\frac{R^2}{r_0^2} \sin^2 \Psi = n^2(r_0). \quad (3.9)$$

У разі коли $N_{cr} \geq N_p$ плазма прозора для звичайної хвилі, тоді як при $N_{cr} < N_p$ вона повністю непрозора і є середовищем, що віддзеркалює мікрохвилі [31].

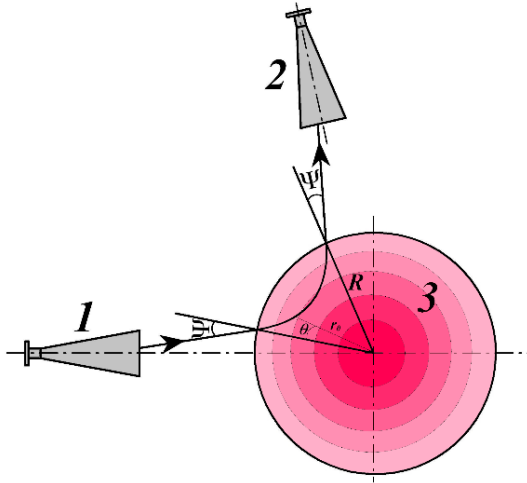


Рис. 3.8 Зондування мікрохвильовими променями в плазмовому циліндрі при фіксованих рупорних антенах. Ψ – кут падіння променя на плазмовий циліндр, θ – кут відхилення радіус-вектору променя від положення його при вході в плазму. 1 – передавальна рупорна антенна; 2 – приймальна рупорна антенна, 3 – плазма

Розрахунок траєкторії мікрохвильових променів виконувався відповідно виразів (3.7-3.9), враховуючи геометрію вакуумної камери установки МАКЕТ, параметрів рупорних антен та плазми (див. рис. 3.1, 3.2). Густина плазми для розрахунку залежності кута відхилення θ мікрохвильового променя від кута його падіння Ψ на неоднорідну плазму підбиралися близькими до експерименту. Частота мікрохвильових променів для розрахунку приймалася 37,2 ГГц.

Було проведено розрахунки траєкторії мікрохвильового променя у випадку параболічного розподілу густини плазми $N_p(r) = N_{\max}$ з максимумом на осі плазмової колони [131], де $N_p(0)$ – густина плазми на осі плазмового циліндра. Траєкторія розраховувалась для різних значень відношення

$\frac{N_p(0)}{N_{cr}} = (0,1; 0,2; 0,5; 1; 1,25; 1,5; 2)$ при фіксованому куту падіння. Результати розрахунків представлені на рис. 3.9. З рис.3.9 видно, що кут відхилення радіус вектору променя зростає при зростанні відношення $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$. Зі збільшенням густини плазми зменшується показник заломлення, що в свою чергу призводить до збільшення викривлення траєкторії мікрохвиль.

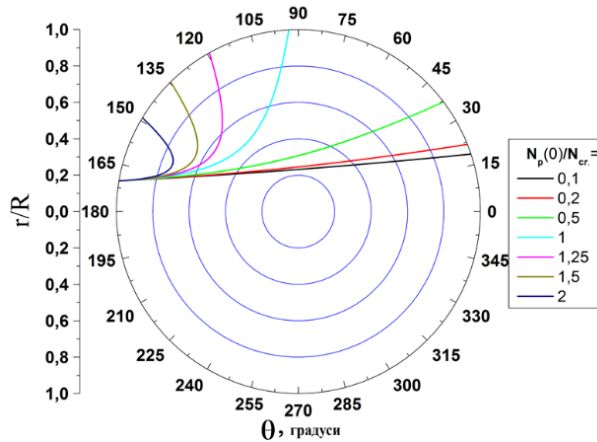


Рис. 3.9 Траєкторія мікрохвильового променя для різного відношення $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ при параболічному розподілі густини та постійному куті падіння [131]

Результати розрахунків траєкторії мікрохвильових променів при параболічному розподілі густини, що проходять крізь плазмовий циліндр, для різних кутів падіння та різного відношення $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ представлені на рис. 3.10. При цьому значення відношень $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ бралось меншим за 1, відповідно густина плазми була меншою за критичну, а саме 0,18, 0,54, 0,9 від критичної. Як видно з рис. 3.10 а,б,в при параболічному профілі густини плазми траєкторія мікрохвильового променя, так само як у випадку 3.9, відхиляється від прямолінійного шляху. Причому, зі збільшенням відношення $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ до 1 та відповідно наближенні його значення до N_{cr} , відхилення променя від прямолінійного шляху стає все більш істотним (див. рис. 3.10 б, в). З рис. 3.10 також видно, що зі збільшенням кута падіння рефракція

мікрохвиль теж збільшується (а, б, в), причому, навіть при збільшенні кута падіння на десять градусів, зміна впливу рефракції на траєкторію залишається доволі суттєвою (див 3.10 в).

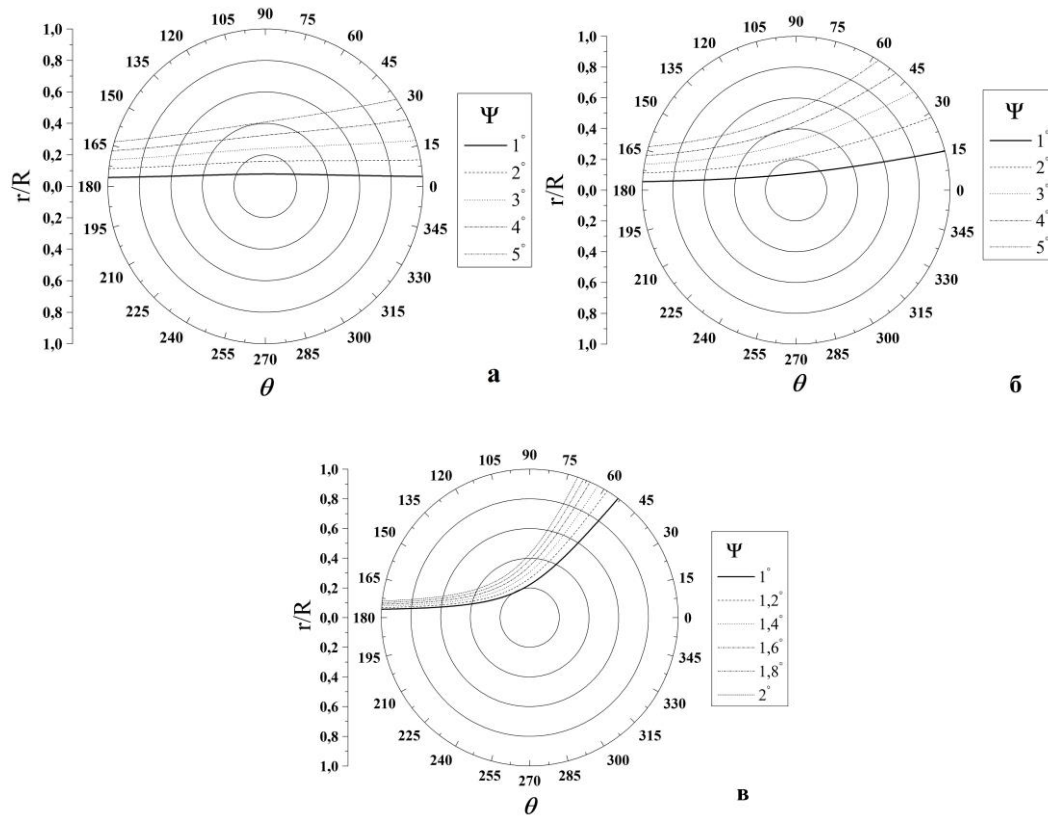


Рис. 3.10 Траєкторія мікрохвильових променів що проходять крізь плазмовий циліндр з параболічним розподілом густини. Ψ – кут падіння променя на плазмовий циліндр. Відношення $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$: а – 0,18; б – 0,54; в – 0,9 [130]

На рис. 3.11 представлено траєкторію мікрохвильових променів в плазмовому циліндрі при параболічному розподілі для різних кутів падіння та відношення $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$. У даному випадку, на відміну від попереднього (рис. 3. 10) кут падіння змінюється від 1 до 9 з шагом 1 та представлені випадки, коли відношення $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ більше за одиницю. З рис. 3.11 як і з рисунка 3.10 видно, що зі збільшенням кута падіння рефракція мікрохвиль теж збільшується, а з ростом відношення $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ збільшується вплив рефракції на траєкторію мікрохвильового променя. При

значеннях відношення $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ більше за 1 радіус критичного шару плазми стає більшим, віддзеркалення променя відбувається раніше (див. рис. 3.11 б, в). В такому випадку місце виходу мікрохвильових променів з плазми, з ростом густини, все ближче до місця їх входу до плазми.

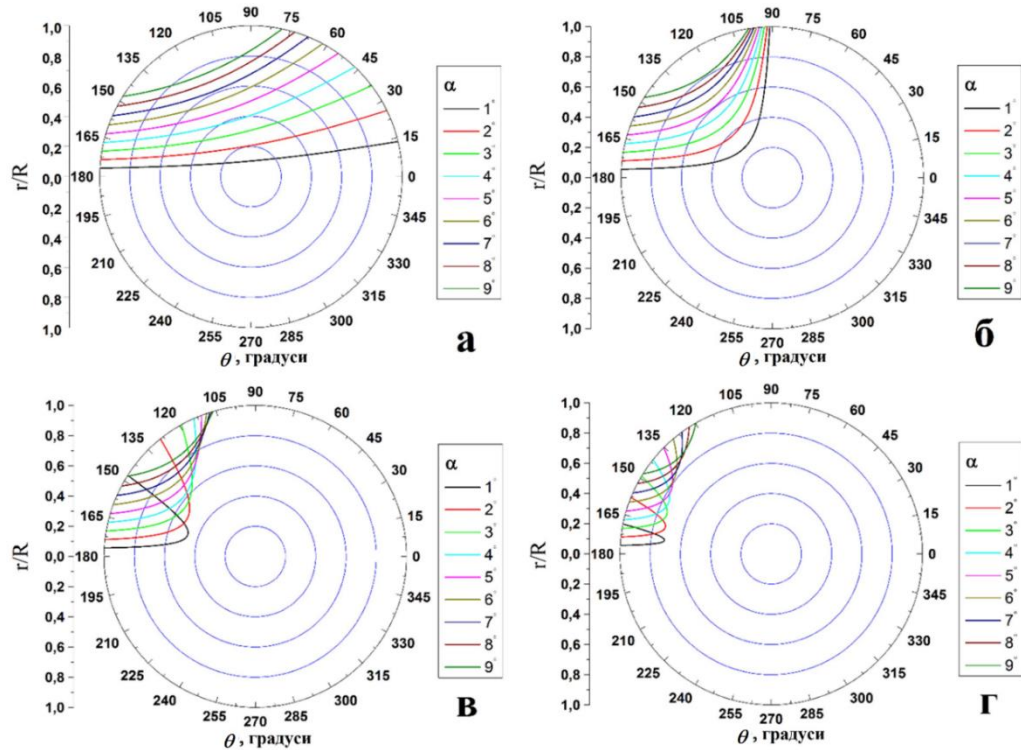


Рис. 3.11 Траєкторія мікрохвиль в плазмовому циліндрі.

Відношення $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$: а – 0,5; б – 1; в – 1.25, г – 2 [135]

На рис 3.12 показані криві залежності кута рефракції θ від відношення $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ при параболічній густині плазми та різних кутах падіння. З рис. 3.12 видно, що для малих кутів падіння $2,1^\circ$, $1,05^\circ$; $0,21^\circ$ рефракція мікрохвиль стає більш суттєвою при значеннях $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ від $0,6 \div 1,3$, що відповідає максимальній густині плазми $1,0 \cdot 10^{13} \div 2,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При більших кутах падіння ($21,39^\circ$; $10,55^\circ$) діапазон можливості використання рефракції по густині стає ще ширшим від $0,2 \div 1,4$, що відповідає максимальній густині плазми $3,4 \cdot 10^{13}$ до $2,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. З результатів розрахунку можна зробити висновок, що в залежності від густини плазми, при

кутах падіння ($21,39^\circ$, $10,55^\circ$, $2,1^\circ$, $1,05^\circ$, $0,21^\circ$), сигнал можна приймати в таких діапазонах кутів прийому $0 \div 60^\circ$ та $180 \div 145^\circ$.

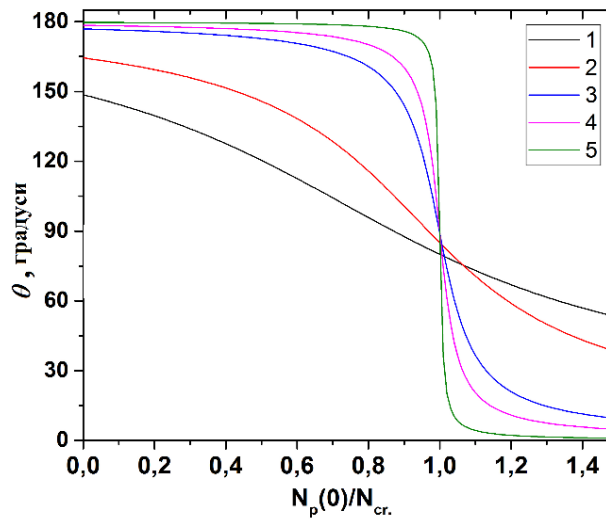


Рис. 3.12 Кут відхилення мікрохвильового променя θ в неоднорідній плазмі в залежності від відношення $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ для різних кутів падіння ψ та параболічного профілю густини [136].

Кути падіння Ψ : 1 – $21,39^\circ$; 2 – $10,55^\circ$; 3 – $2,1^\circ$; 4 – $1,05^\circ$; 5 – $0,21^\circ$

Для оцінки можливості потрапляння мікрохвильові променів до рупорних антен установки МАКЕТ, осі яких знаходяться під кутами 60° і 120° градусів по відношенню до осі випромінюючої антени були проведені розрахунки залежності кута відхилення θ мікрохвильового променя від кута їх падіння Ψ [129]. Результати розрахунків для параболічного розподілу густини плазми при різних відношеннях $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ показані на рисунку 3.13. На рис. 3.13 для наочності було заштриховано область в якій прийомні антени приймають більшу частину потужності мікрохвиль. З рис. 3.13 можна зробити висновок, що у випадку, коли густина плазми росте, то при відношенні $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ від 0,25 до 0,5 мікрохвилі попадають на рупорну антену зміщену на 120° , а на зміщену на кут 60° не попадають. При густині плазми рівній критичному значенню, мікрохвилі не потрапляють в жодну з антен. При густині плазми більшій за критичну, при

відношенні $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ від 1,25 до 1,75, мікрохвильові промені попадають на рупорну антену зміщену на кут 60° по відношенню до осі випромінюючої антени.

Отримані розрахункові дані траєкторії мікрохвиль для параболічного профілю густини, з максимумом на осі плазмового формування, демонструють принципову можливість використання мікрохвильової рефракції для діагностики плазми в установці МАКЕТ.

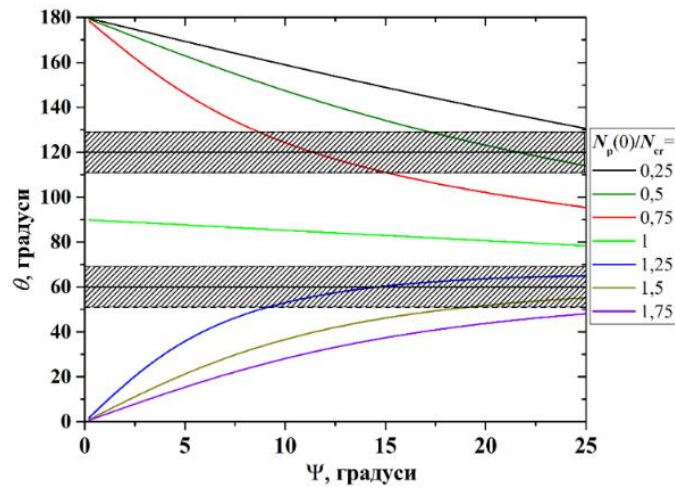


Рис. 3.13 Залежності кута відхилення θ променю від кута його падіння Ψ на неоднорідну плазму для різного значення відношення $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ та при параболічному профілю густини. Заштрихована область – розкриття рупорної антени [129]

В установках з магнітним полем, в залежності від параметрів установки, плазма може генеруватися з різними профілями густини. Для оцінки можливості використання рефракції при різних профілях густини було виконано розрахунки кута відхилення θ променя від кута його падіння Ψ на неоднорідну плазму для різних функцій розподілу густини плазми $N_p(r)$ та різного відношення максимальної густини плазми відносно до критичної густини $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}$. Для розрахунків було взято такі функції розподілу густини плазми: $N_p(r)=N_{\max}(1-(r/R)^2)$, $N_p(r)=N_{\max}(1-(r/R))$, $N_p(r)=N_{\max}\cos(1-(r\pi/2R)^2)$, $N_p(r)=N_{\max}J(2,405r/R)$. Графічна ілюстрація розподілу густини по радіусу для заданих функцій показані на рис. 3.14.

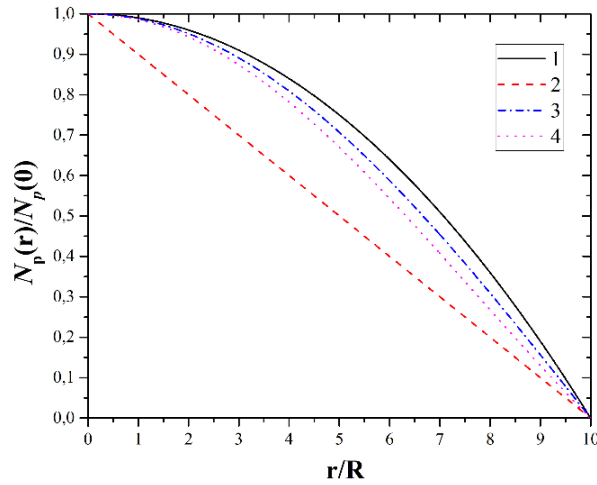


Рис. 3.14 Розподіл густини плазми по радіусу заданий функціями:

$$1 - N_p(r) = N_{\max}(1 - (r/R)^2); \quad 2 - N_p(r) = N_{\max}(1 - (r/R)); \quad 3 - N_p(r) = N_{\max} \cos(1 - (r\pi/2R)^2);$$

$$4 - N_p(r) = N_{\max} J(2,405r/R)$$

Результати розрахунків показані на рис. 3.15, де для наочності було заштриховано область розкриття рупорної антени.

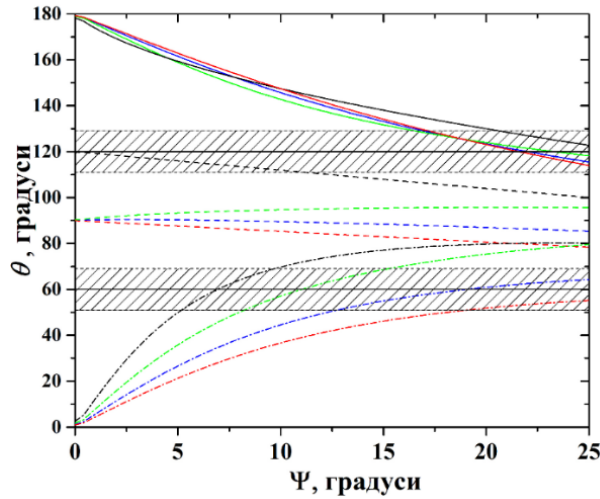


Рис. 3.15 Кут відхилення θ мікрохвильового променя в залежності від кута його падіння Ψ на неоднорідну плазму для різних профілів густини: $N_p(r) = N_{\max}(1 - (r/R))$ – чорна лінія; $N_p(r) = N_{\max}(1 - (r/R)^2)$ – червона; $N_p(r) = N_{\max} \cos(1 - (r\pi/2R)^2)$ – зелена; $N_p(r) = N_{\max} J(2,405r/R)$ – синя; $\frac{N_p(0)}{N_{cr}} = 0.5$ – суцільна лінія;

$$\frac{N_p(0)}{N_{cr}} = 1 - \text{пунктирна лінія}; \quad \frac{N_p(0)}{N_{cr}} = 1.5 - \text{штрих-пунктирна лінія} [136]$$

З рис. 3.15 видно, що при однаковому куті падіння Ψ мікрохвильового проміню, кут його відхилення θ залежить від профілю густини плазми.

Також, незважаючи на різні типи профілів густини плазми (див. рис. 3.14), мікрохвилі можуть потрапляти на прийомні рупорні антени зміщені під кутами 60° і 120° градусів по відношенню до осі випромінюючої антени. При відношенні максимальної густини до критичної $\frac{N_p(0)}{N_{cr}} < 1$, мікрохвильовий промінь потрапляє до приймальної рупорної антени, що відхилена щодо випромінюючої антени на кут $\varphi_2 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$. При $\frac{N_p(0)}{N_{cr}} > 1$ мікрохвильовий промені потрапляють до приймальної антени, що знаходиться під кутом $(60^\circ \pm 9^\circ)$ по відношенню до випромінюючої антени. Звідси випливає, що при заданих початкових умовах і зміни густини з часом, наприклад, зі збільшенням густини (див. рис. 3.15), мікрохвильовий сигнал спочатку буде реєструватися приймальною антеною під кутом $\varphi_2 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$. Пізніше, при $\frac{N_p(0)}{N_{cr}} > 1$ сигнал буде реєструватися приймальною антеною під кутом $\varphi_1 \approx 60^\circ \pm 9^\circ$ (в антені під кутом $\varphi_2 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$ немає сигналу), а у випадку $1,75 > \frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ не буде сигналу в обох антенах. При розпаді плазми буде спостерігатися подібна картина, але в зворотному порядку.

Результати розрахунків траєкторії (див рис. 3.9-3.13, 3.15) демонструють принципову можливість використання в даному випадку явища мікрохвильової рефракції для діагностики плазми при різних профілях плазми у випадку одного максимуму, що лежить на осі плазмового формування. При цьому показано, що для різних профілів густини плазми, максимальної густини, кута падіння, мікрохвилі можуть потрапити на рупорні антени, зміщені азимутально (на 60° та 120°) відносно осі випромінюючої антени в установці МАКЕТ. Відмітимо, що при аналогічній геометрії та параметрах плазми буде спостерігатися аналогічна картина до розрахункових, приведених вище. Тобто отримані результати можуть бути використані не лише для установки МАКЕТ. Відмітимо що, проходячи крізь плазму мікрохвильовий пучок може розширятися. Як показано в розділі 3.1 ширина пучка мікрохвиль у вакуумі ≈ 4 см. Оцінка ширини пучка в наближенні

геометричної оптики (за рахунок рефракції) дає значення ≈ 6 см в області плазми з густиною, близькою до N_{cr} .

Змінюючи частоту зондування, при незмінній максимальній густині на осі плазмового формування, кута падіння, положення точки виходу мікрохвиль з плазми, також буде змінюватися. Тому змінюючи частоту можна досліджувати різні шари плазми. Це може розширити можливості мікрохвильової діагностики на основі рефракції. Для перевірки цього було проведено розрахунок кута рефракції в залежності від максимальної густини для різних кутів падіння та мікрохвильових променів на частотах 36 та 71 ГГц, з урахуванням геометричних параметрів установки МАКЕТ. Кути падіння при цьому було вибрано згідно куту розкриву ($\Psi < 9^\circ$) рупорної антени. Для розрахунків використовувались формули (3.7-3.9) для параболічного профілю густини. Траєкторії мікрохвильових променів на частоті 36 та 71 ГГц при розповсюдженні в неоднорідній плазмі (параболічний профіль густини) для трьох різних значень максимальної густини на осі плазмового циліндра та кута падіння показані на рис. 3.16. На рис. 3.16 вісь рупорної антени, що випромінює, розташована під кутом 0° (кут розкриву 9°), вісь приймальної антени розташована під кутом 300° (кут розкриву 9°). У першому випадку, коли максимальна густина плазми менше критичної $N_{max} < N_{cr}$ для обох частот 36 і 71 ГГц, траєкторія -променів показана на рис. 3.16а. При цьому мікрохвильові промені для обох частот відхиляються від прямолінійного поширення, але проходять крізь плазму не потрапляючи до приймальної рупорної антени. У другому випадку (див. рис. 3.16б), максимальна густина плазми більше критичної $N_{max} > N_{cr}$ для хвиль на частоті 36 ГГц. При цьому мікрохвильові промені, віддзеркалені від шару плазми з критичною викривлятися густиною, можуть потрапити в приймальну антену 5 (рис. 3.1). Для частоти 71 ГГц $N_{max} < N_{cr}$ – мікрохвильові промені проходять крізь плазму. У третьому випадку максимальна густина плазми більша за критичну $N_{max} > N_{cr}$ для обох частот (див. рис. 3.16в). Мікрохвильові промені на частоті 71 ГГц, які віддзеркалюються від плазмового

шару з критичною густиною, можуть потрапити на рупорну антену 5 (рис. 3.1). Для частоти 36 ГГц розрахунки показали, що, при радіусі плазмового шару з критичною густиною більше $\sim 5,2 \div 6,3$ см, промені не потрапляють в рупорну антену зміщену на кут 60° відносно осі випромінюючої антени. Розрахунки (див. рис 3.16), також, показують принципову можливість використання рефракції мікрохвиль на частотах 36 та 71 ГГц для мікрохвильової діагностики плазми в установці МАКЕТ та дає змогу розширити можливості цієї діагностики.

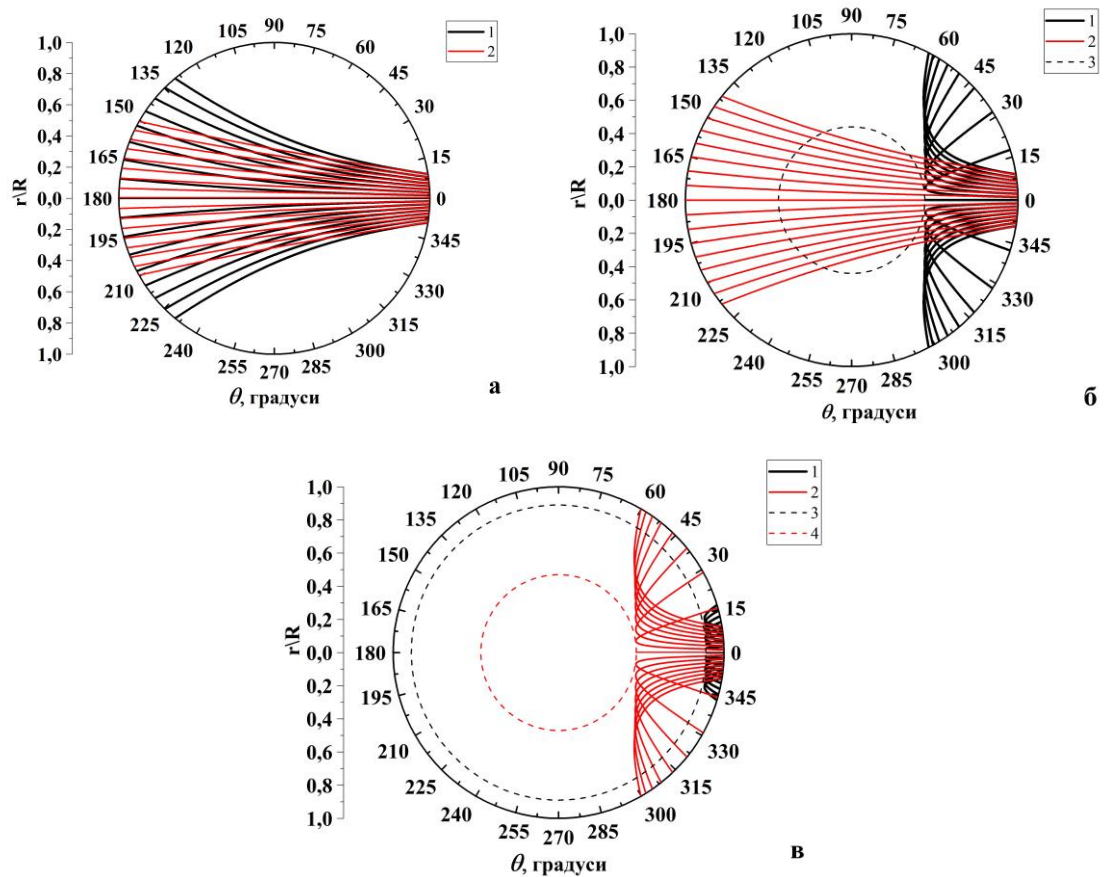


Рис. 3.16 Залежність траєкторія мікрохвиль променів від різних максимальних

значень густини: а – $N_{max} = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; б – $N_{max} = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, в –

$N_{max} = 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ та від кута падіння 0° до 8° з шагом 1° . 1 – частота 36 ГГц;

2 – частота 71 ГГц; радіуси шарів з критичною густиною: 3 – $N_{cr} = 1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$

для 36 ГГц, 4 – $N_{cr} = 6.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ для частоти 71 ГГц [132]

В установках з магнітним полем в схрещених $E \times B$ полях профіль густини плазми не завжди може бути з максимумом на осі плазмового формування. Так в

пристроях для розділення речовини на масові групи та елементи [121, 122] на відстані від центру (осі) плазмового утворення розташований максимум густини або декілька максимумів. Розглянемо траєкторії мікрохвильових променів в плазмі з профілем густини з максимумом або декількома максимумами вздовж радіусу, кількість і положення яких можуть змінюватися по радіусу.

Такий профіль густини плазми можна задати у вигляді функції [130]:

$$N_p(r) = N_{max} \left[\left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^\gamma + \left| a \left(\sin \left(k \pi \left(\frac{r}{R} \right)^b \right) \right)^c \right| \right) \right], \text{ м}^{-3}, \quad (3.10)$$

де, N_{max} – максимальна густина плазми, γ, a, b, c, k – константи. Зміна значень констант a, b, c, k дозволяє задати: a – величину максимуму, b – положення максимуму по радіусу, c – ширину максимуму, k – періодичність. При значенні a або k рівному нулю функція (3.10) приймає вигляд:

$$N_p(r) = N_{max} \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^\gamma \right), \text{ м}^{-3} \quad (3.11)$$

На рис. 3.17 представлений розподіл густини плазми по радіусу, який заданий функціями по формулам (3.10) і (3.11). Положення максимального значення густини на радіусі для функції (3.10) можна знайти із співвідношення:

$$\frac{\gamma \left(\frac{r}{R} \right)^{\gamma-1}}{\pi a b c k \left(\frac{r}{R} \right)^{b-1}} = \cos \left[\pi k \left(\frac{r}{R} \right)^b \right] \sin \left[\pi k \left(\frac{r}{R} \right)^b \right]^{c-1}. \quad (3.12)$$

У разі $\gamma=2, a=b=c=k=1$ (крива 2 на рис. 3.17) співвідношення (3.12) прийме вигляд:

$$r = \frac{R \pi \cos \left(\pi \frac{r}{R} \right)}{2}, \text{ м} \quad (3.13)$$

При профілі, який заданий функцією по формулі (3.10) радіальна залежність кута рефракції при різних кутах падіння істотно залежить як від положення максимуму так і його величини. Наявність максимуму густини, зміщеної від осі плазмового утворення при малих кутах падіння променю на плазмовий циліндр приводить до того, що змінюється знак кривизни траєкторії променю і він відхиляється у протилежний бік відносно до початкового напрямку, а при великих

кутах падіння, знак кривизни не змінюється. Це видно при аналізі рис. 3.18. Причому, з наближенням N_{max} до N_{cr} зміна знаку кривизни траєкторії променю стає більш помітною (див. рис. 3.18 б, в).

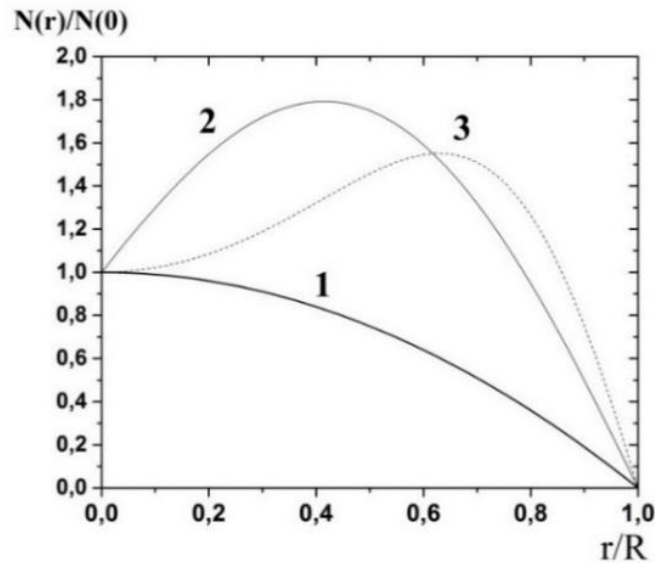


Рис. 3.17 Розподіл густини плазми по радіусу заданий функцією: 1 – формула (3.11) для значення $\gamma=2$, 2 – формула (3.10) для значень $\gamma=2, a=b=c=k=1$; 3 – формула (3.10) для значень $\gamma=b=2, a=c=k=1$ [130]

Порівняння траєкторії мікрохвильових променів для двох розглянутих вище функцій розподілу густини при $N_{max} = N_{cr}$ показує (див. рис. 3.18), що в обох випадках відбувається або віддзеркалення від шару плазми з густиною $N_{max} = N_{cr}$, або поворот траєкторії мікрохвильового променю без зміни знаку кривизни. При цьому величина θ , при певному куті падіння на шар плазми, буде залежати від функції розподілу. Таким чином порівняння кутів виходу променів з кутами падіння дозволяє стверджувати про наявність або відсутність хоча б одного максимуму у розподілі густини плазми [130].

Аналізуючи рис. 3.18 можна припустити, що приймаючи мікрохвилі під різними кутами, можливо визначити профіль густини плазми з максимумом або декількома максимумами, зміщених відносно осі плазмового формування.

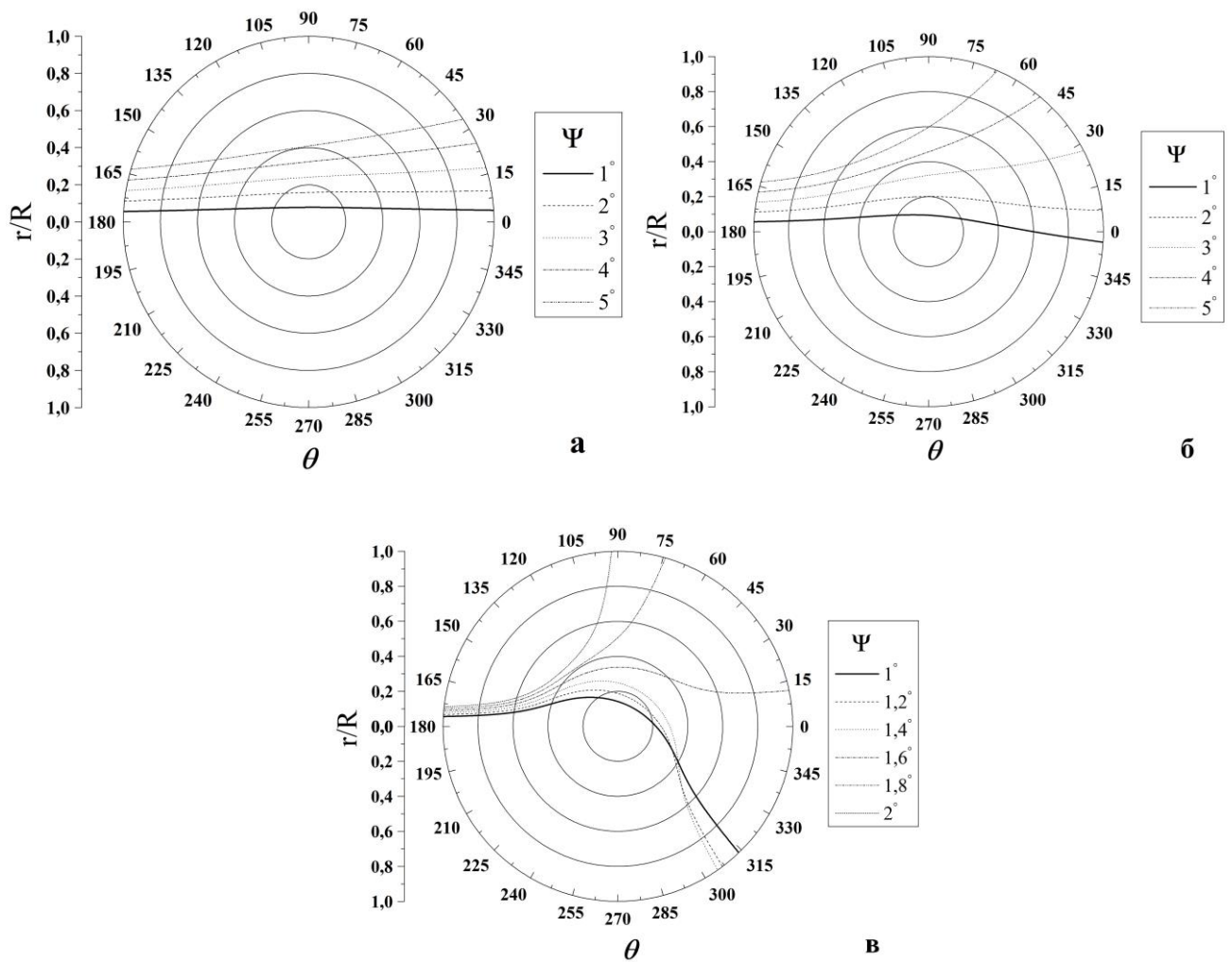


Рис. 3.18 Траєкторія мікрохвильових променів, що проходять крізь плазмовий циліндр з розподілом густини, який заданий функцією по формулі (3.10), коли $\gamma=2$, $a=b=c=k=1$, $N_{max} > N_{cr}$. Ψ – кут падіння променя на плазмовий циліндр.

а – $N_{max}/N_{cr} = 0,18$; б – $N_{max}/N_{cr} = 0,54$; в – $N_{max}/N_{cr} = 0,9$ [130]

Проведені вище розрахунки при різних початкових умовах густини, кута падіння, частоти, профілю густини (див. рис. 3.9 – 3.13, 3.15, 3.16, 3.18) показують, що використання периферійної частини випромінювання рупора (мікрохвильових променів, що виходять з розкриву рупора), направлено похило до поверхні плазми, може бути застосована для діагностики плазми в установці МАКЕТ. Тому, наступним кроком стала експериментальна перевірка цієї пропозиції.

3.3 Дослідження багатокомпонентної плазми за допомогою рефракції електромагнітних хвиль.

Експерименти з застосуванням рефракції проводилися на установці МАКЕТ (див. розділ 2) в якій реалізується потужний імпульсний відбивний розряд в схрещених $E \times B$ полях. Відбивний розряд, в літературі також називається як розряд Пеннінга, розряд з осцилюючими електронами, Філіпсовський розряд або P.I.G. (Philips ionization gauge). Даний розряд був використаний в 1936 році Пеннінгом Ф. М для створення вакуумного манометра для тиску менш ніж 1.33 Па. Пеннінг Ф. М працював в лабораторії компанії Філіпс (Philips Natuurkundig Laboratorium) [146]. Основними областями застосування відбивного розряду є вакуумна техніка, фізика атомних і електронних зіткнень, фізика пучків заряджених частинок, фізика плазми, прикладні плазмові технології і ін. Плазма, утворена в відбивному розряді знаходиться в схрещених електричному E і магнітному B полях, що призводить до обертання електронної і іонної компоненти плазми. Таким чином, відбивний розряд є одним з окремих випадків великого класу пристроїв з плазмою, що обертається [147, 148].

Часова залежність напруги на розрядному зазорі, струму розряду, оптичного випромінювання із плазми та середньої густини плазми (вздовж лінії крізь вісь вакуумної камери) потужного імпульсного відбивного розряду показана на рис. 3.19. Вимірювання розрядного струму та напруги імпульсного відбивного розряду виконано за допомогою поясу Роговського та високовольтного омичного дільника напруги. Перехідна характеристика даного дільника показала можливість вимірювати змінні процеси з тривалістю не менше 10 мкс. Використаний дільник напруги екранований від електромагнітних наводок. Для поясу Роговського підібрана інтегральна схема, яка було відкалібрована за допомогою джерела струму, величина струму і залежність струму від часу якого, була заздалегідь відома. Лінійна густина плазми була виміряна за допомогою метода

мікрохвильової інтерферометрії. Зондування велося мікрохвилями (O-wave) на частоті 37 ГГц крізь вісь розрядної камери.

Аналіз параметрів розряду показує, що розряд можна умовно розділити на кілька характерних стадій [149, 150]. Перша стадія – створення і наростання густини плазми до значення $N_p \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (див. рис. 3.19г, часовий інтервал t_1). На цій стадії відбувається пробій газового проміжку в схрещених $E \times B$ полях і запалювання самостійного розряду з холодними катодами. При цьому відбувається падіння напруги в залежності від початкової прикладеної напруги (з $U_0 = 3,6 \text{ кВ}$ у цьому випадку, (див. рис. 3.19а) до $U_p \approx 3,2 \text{ кВ}$) В період падіння напруги (тривалістю до 40 мкс) відбувається утворення слабоіонізованої плазми $N_p < 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ за рахунок іонізації нейтральних молекул (атомів). Первинні електрони емітовані з поверхні катодів іонізують газ, електрони якого розпилюють поверхню катода, і, як наслідок, матеріал катода потрапляє в плазму. При даних експериментальних умовах тривалість високовольтного режиму триває від 20 до 40 мкс. Після цього високовольтний розряд переходить у сильнострумовий. При цьому напруга розряду падає до $\approx 150 \text{ В}$, відбувається зріст розрядного струму, оптичного випромінення та густини плазми (див. рис 3.19). Цей перехід характерний не тільки для потужного імпульсного відбивного розряду [151] та його модифікацій [152, 153], але й для інших типів сильнострумових розрядів в схрещених $E \times B$ полях, включаючи розряди з порожнистим катодом без магнітного поля [154, 155]. Друга стадія – часовий інтервал t_2 , сильно іонізована плазма з густиною $N_p \geq 1.7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Під час цієї стадії відбувається подальше наростання густини плазми до максимального значення, яке визначається балансом між народженням частинок в плазмі та їх втратами. При цьому густина плазми може досягати $N_p \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ і більше [156]. Розрядний струм також досягає максимального значення (див. рис. 3.19б), а його величина не перевищує значення 1260 А, яке обмежене баластним опором.

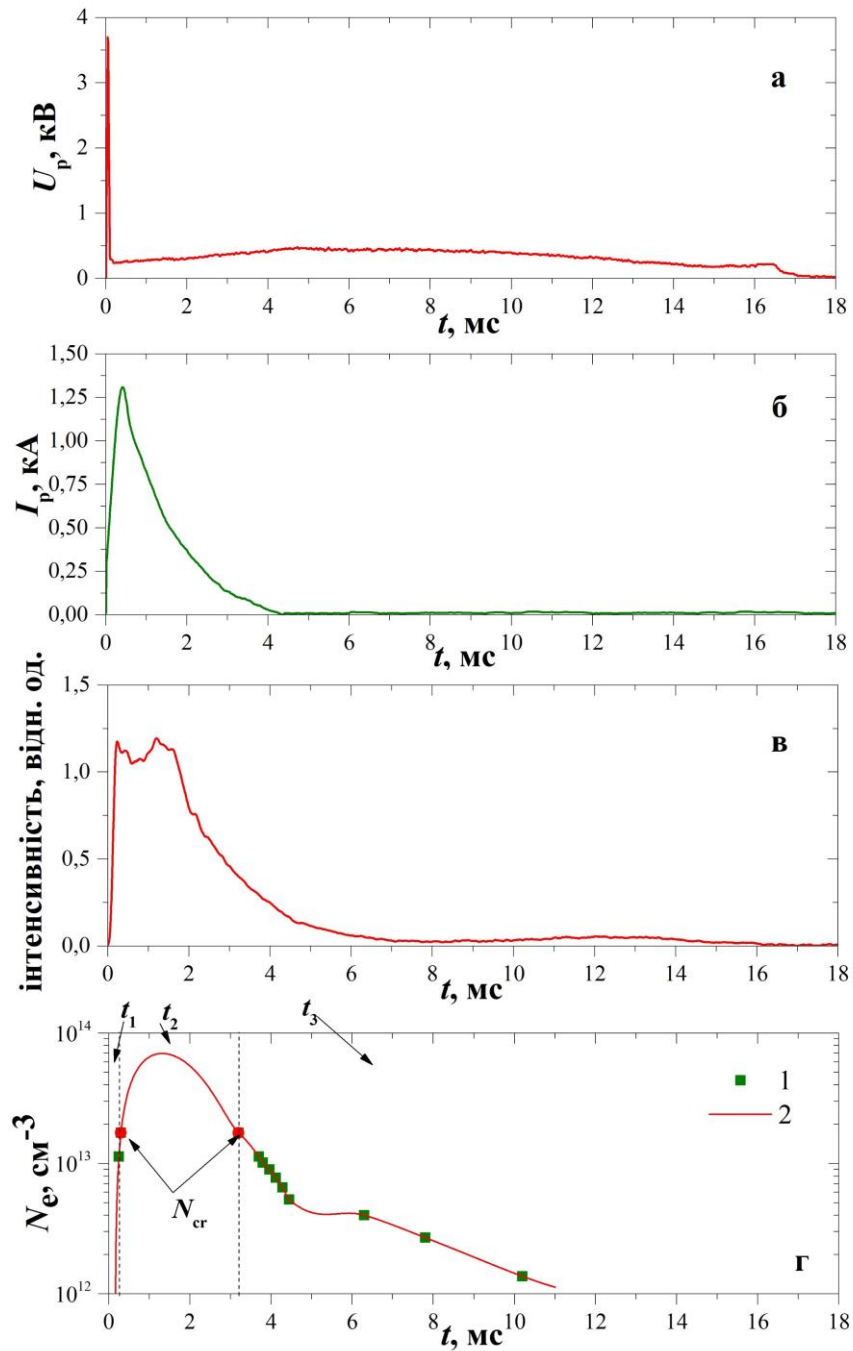


Рис. 3.19 Часові залежності параметрів імпульсного розряду в установці МАКЕТ:
 а – розрядна напруга U_p , б – розрядний струм I_p , в – оптичне випромінювання,
 г – лінійна густина плазми з хордою крізь вісь розрядної камери, де
 1 – експериментально отримані значення густини, 2 – крива отримана методом
 інтерполяції сплайнами Акіма. Червоними кружками позначені точки з
 критичною густиною.

$$(U_0 = 3,6 \text{ кВ}; U_m = 1,2 \text{ кВ}; p = 0,562 \text{ Па; газ Ar ; } f = 37,2 \text{ ГГц}; \\ N_{cr} = 1,72 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3})$$

Надалі процеси, що призводять до втрат частинок плазми, стають переважаючими, тому густина плазми зменшується. Серед них можна виділити рекомбінацію та дифузію плазми перпендикулярно осі магнітного поля. Третя стадія – спад густини і розпад плазми (часовий інтервал t_3) під час якого середня густини плазми лежить в діапазоні $1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \geq N_p \geq 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Напруга на розрядному проміжку збільшується до $\approx 400 \text{ В}$ (див. рис. 3.19а), що пов'язано зі збільшенням значення індукції магнітного поля (див. рис. 2.4а). Надалі напруга на розрядному проміжку падає до $\sim 73 \text{ В}$ і тримається майже незмінною до кінця розряду. Розрядний струм зменшується до значень менше ніж 50 А . Надалі, починаючи з $t > 4 \text{ мс}$, величина вимірюваного струму стає меншою за величину похибки вимірювання. Аналіз залежності зворотної величини густини плазми N_p^{-1} від часу показав, що на початковій стадії розпаду плазми (часовий інтервал 2-2,6 мс) переважає рекомбінація (лінійний закон зміни густини). Далі, починаючи з $t > 2,6 \text{ мс}$ зміна величини N_p^{-1} відбувається за експоненціальним законом. Це свідчить про те, що основним механізмом втрат частинок плазми є дифузія.

В параграфі 3.2 показано, що при зростанні густини плазми до $2N_{\text{cr}}$, мікрохвилі на частоті $37,2 \text{ ГГц}$ при різних профілях густини можуть попадати на рупорні антени, які зміщені азимутально відносно осі випромінюючої антени на 60° та 120° . Середня густина плазми типового сильнотривового відбивного розряду, що реалізується в установці МАКЕТ, може зростати до $\sim 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ та вище [156], що майже в 4-ри рази перевищує критичне значення для хвилі на частоті $37,2 \text{ ГГц}$ ($N_{\text{cr}}=1,72 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Отже, враховуючи ширину пучка по відношенню до параметрів плазми $\approx 6 \text{ см}$ (див. параграф 3.1-3.2), та результати розрахунків траєкторії мікрохвиль, можна вважати, що мікрохвильові сигнали, за рахунок рефракції, можуть бути прийняті фіксованими рупорними антенами під кутами 120° та 60° градусів відносно осі випромінюючої антени в установці МАКЕТ. Для того щоб пересвідчитися в технічній можливості реалізації похилого зондування

при фіксованих рупорних антенах були проведені попередні експерименти. Схематичне зображення вимірювальної системи показано на рис. 3.20.

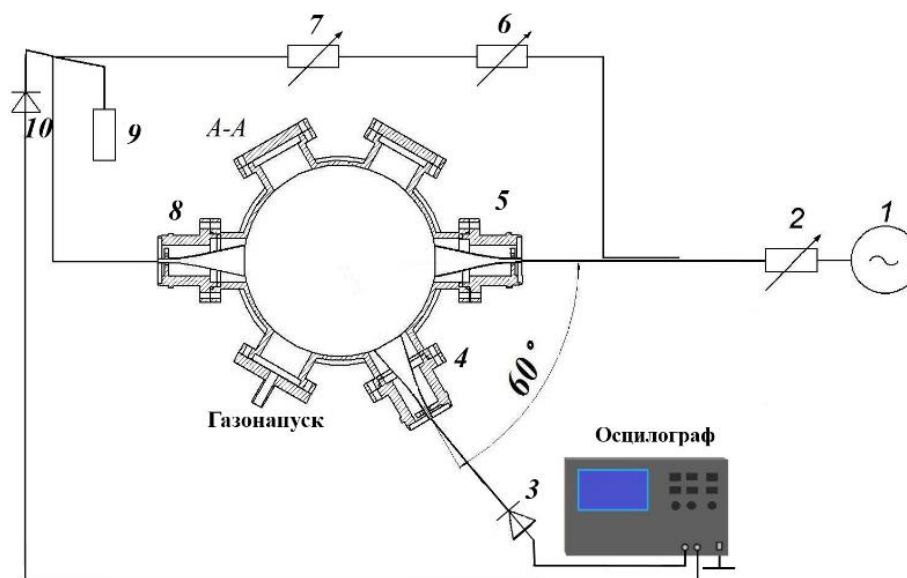


Рис. 3.20 Схематичне зображення вимірювальної системи при наскрізному та похилому зондуванні (приймальна антена 4 зміщена під кутом на 60°).

1 – генератор; 2, 6 – атенюатори; 3, 10 – детектори мікрохвильового сигналу; 7 – фазообертач; 9 – навантажувач; 5 – фіксована у просторі випромінююча антена; 4, 8 – фіксовані у просторі приймальні рупорні антени

Середню густину плазми вимірювали мікрохвильовим інтерферометром при наскрізному зондуванні плазми (див. рис. 3.20, антени 5, 8). Плазмовий циліндр зондувався O - wave на частоті $f = 37$ ГГц. Мікрохвильовий сигнал, що випромінювався антеною 5, розсіювався на плазмі, приймався антеною 4. Одночасно з реєстрацією розсіяного сигналу виконувалась реєстрація інтерферометричних сигналів (див. рис. 3.20, антени 5-8) за допомогою осцилографа.

На рис. 3.21 представлена осцилограма інтерферометричного та розсіяного сигналу, отриманого рупорною антеною, зміщеною відносно передавальної антени на 60° .

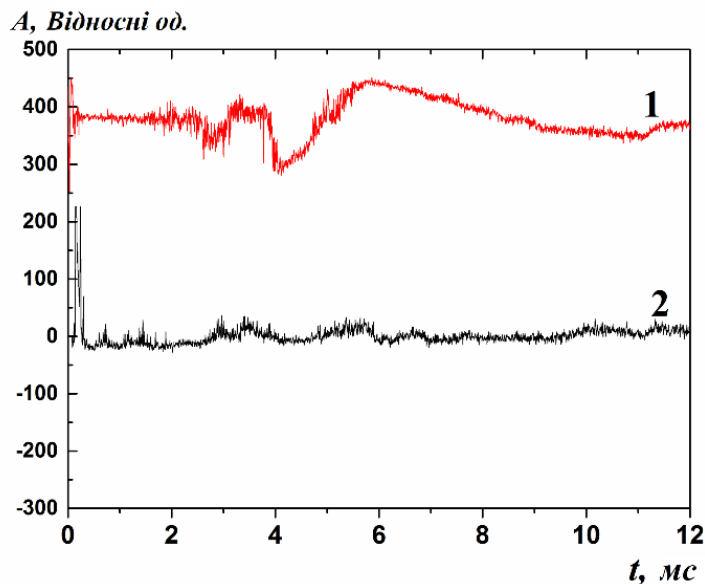


Рис. 3.21 Сигнал з інтерферометра (1), сигнал розсіяний на кут 60° (2) [135]

Порівняння результатів розрахунку (див. рис. 3.13 та 3.15) та експериментальних даних (див. рис. 3.21), отриманих для траєкторії мікрохвильових променів, показує, що у випадку $N_p \geq N_{cr}$ ($t < 1,2$ мс), коли відбувається відсічка мікрохвильового сигналу, спостерігається розсіяний сигнал обумовлений заломленням НВЧ-променів в неоднорідній плазмі. Розсіяного сигналу при $t > 3,5$ мс (значення густини плазми, $N_p < 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^2$) від початку розряду згідно розрахунку (див. рис. 3.13 та 3.15), не повинно спостерігатися. Отриманий розсіяний сигнал пов'язаний, з одного боку, з мікрохвильовим розсіюванням на коливаннях плазми [2, 32, 103], а з іншого – з можливим віддзеркаленням від стінки розрядної камери. У той же час на сигналі інтерференції, на різних часових інтервалах, спостерігалися фазові биття, що збігаються зі збільшенням амплітуди розсіяного сигналу.

Для в'яснення зв'язку коливань на обох сигналах (розсіяного та з інтерферометра), проведено кореляційний і спектральний аналіз цих сигналів. Функцію перехресної кореляції досліджували в різні часові інтервали розряду. На рис. 3.22-3.23 представлені функції когерентності та перехресної спектральної щільності.

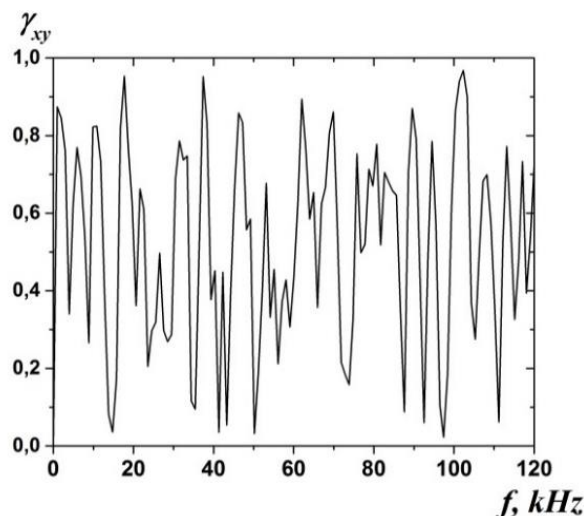


Рис. 3.22 Функція когерентності [135]

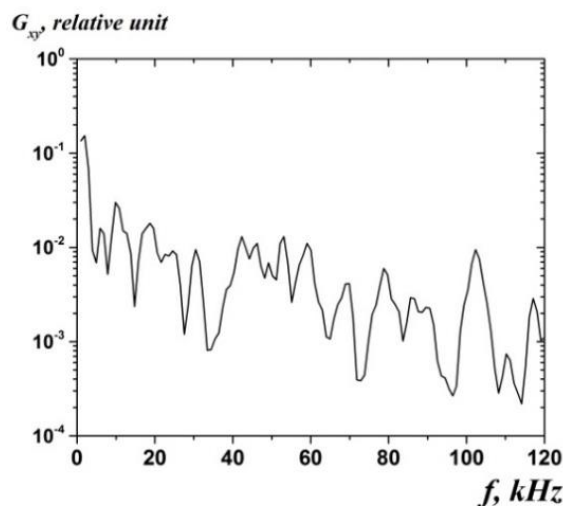


Рис. 3.23 Перехресна спектральна щільність [135]

Як видно з рис. 3.22, спостерігається висока перехресна кореляція $\sim 0.3 \div 0.6$ при однакових частотах. Як впливає з перехресної спектральної щільності (див. рис. 3.23), кращий збіг має місце в діапазоні частот до 20 кГц та 40-60 кГц. Таким чином, в плазмі присутні азимутальні неоднорідності (осциляції), які впливають

на сигнали, що передаються, розсіяні сигнали. Наявність флуктуацій розсіяного сигналу свідчать, що значення градієнта випадкового компонента коефіцієнта заломлення перевищує середній градієнт, що обумовлює регулярну рефракцію [157].

Отже попередні експерименти підтвердили можливість прийому розсіяного сигналу фіксованою рупорною антеною (див. рис. 3.21, крива 2), що зміщена на 60° , відносно осі випромінюючої антени. Після удосконалення схеми вимірювання було проведено подальші експерименти. Схема вимірювання показана на рис. 3.20. На рис. 3.24 представлена осцилограма розсіяного сигналу під кутом $\varphi_1 \approx 60^\circ \pm 9^\circ$ (антена 4, рис. 3.20) та залежність середньої густини плазми від часу.

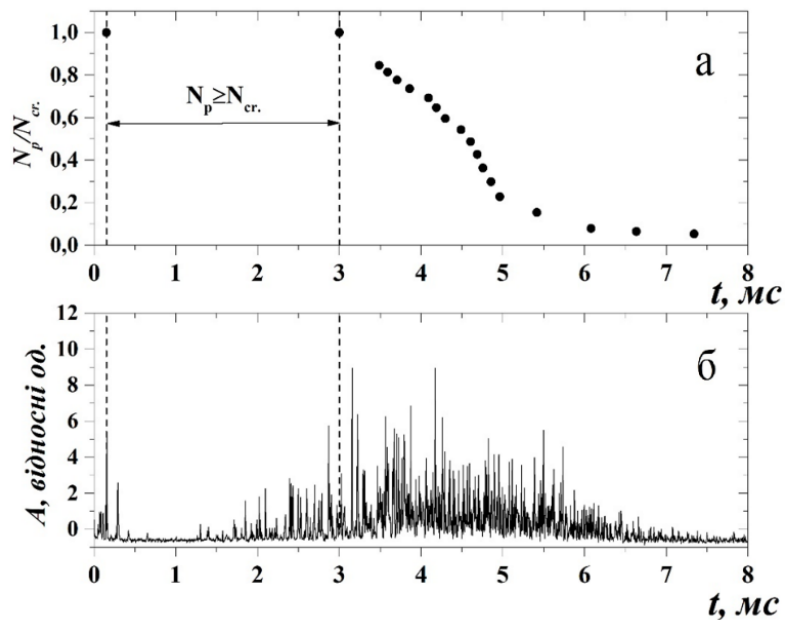


Рис. 3.24 Залежність середньої густини плазми (а) і розсіяного сигналу на кут $\varphi_1 \approx 60^\circ \pm 9^\circ$ (б) від часу [129]

$$(U_0 = 3,8 \text{ кВ}; U_{\text{м.}} = 1,45 \text{ кВ}; p = 2,5 \text{ Па, Ar}; f = 37 \text{ ГГц}; N_{cr} = 1,72 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3})$$

Як видно з рис. 3.24б, розсіяний сигнал реєструється як при густині $N_p \geq N_{cr}$ так і при $N_p < N_{cr}$. Причому при $N_p \geq N_{cr}$ спостерігається проміжок (часовий інтервал 0,7-1,2 мс) на якому розсіяний сигнал відсутній.

Для перевірки можливості використання рефракції для фіксованої рупорної антени, що зміщена азимутально на кут 120° , відносно осі випромінюючої антени, були виконані вимірювання розсіяного прийнятого цієї антеною. Одночасно з вимірюванням розсіяного сигналу виконувались інтерферометричні вимірювання при наскрізному зондуванні. Схема вимірювання розсіяного сигналу, та інтерферометрії при зондуванні плазми мікрохвилями на частоті 37 ГГц, показана на рис. 3.25. Принцип роботи схеми такий самий, як описано для рис. 3.20. Кут нахилу антен по відношенню до поверхні плазми був незмінним (рупори зафіксовані, без можливості зміни положення). Враховуючи кут розкриття рупорних антен, кут прийому мікрохвильового випромінювання, відповідно, становить $\varphi_2 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$.

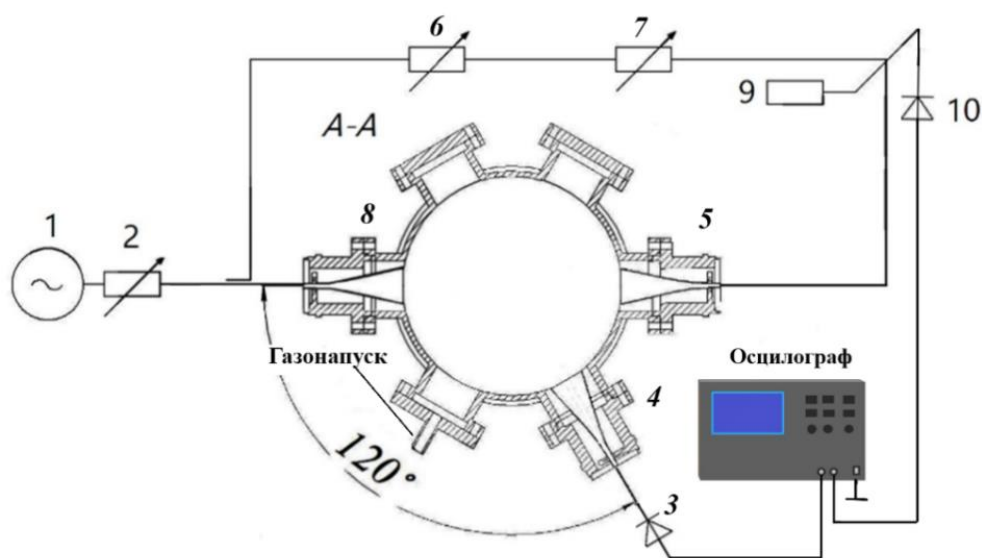


Рис. 3.25 Схематичне зображення вимірювальної системи з використанням інтерферометра при наскрізному зондування та рефракції (приймальна антена 4 зміщена під кутом на 120°). 1 – генератор; 2, 6 – атенюатори; 3, 10 – детектори мікрохвильового сигналу; 7 – фазообертач; 9 – навантажувач; 8 – фіксована у просторі випромінююча антена; 4, 5 – фіксовані у просторі приймальні рупорні антени

На рис. 3.26 представлена осцилограма розсіяного сигналу під кутом $\varphi_1 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$ (антена 4, рис. 3.25) та залежність середньої густини плазми від часу. З 0 по 0,25 мс сигнал приймається антеною. На проміжку часу 0,25 до 1,2 мс антена не приймає сигнал. Починаючи з 1,3 мс сигнал постійно приймається антеною, причому амплітуда сигналу змінюється до завершення сигналу: з 1,3 мс до 4,3 мс амплітуда зростає, а надалі амплітуда зменшується.

Результати експериментів (див. рис. 3.24 та 3.26) показують, що сигнал на осцилограмах відсутні в різні моменти часу. Таким чином, одночасна реєстрація мікрохвиль під різними кутами дає додаткову інформацію про плазму. Тому були проведені експерименти, де одночасно реєструвались розсіяні мікрохвилі під кутом 60° та 120° .

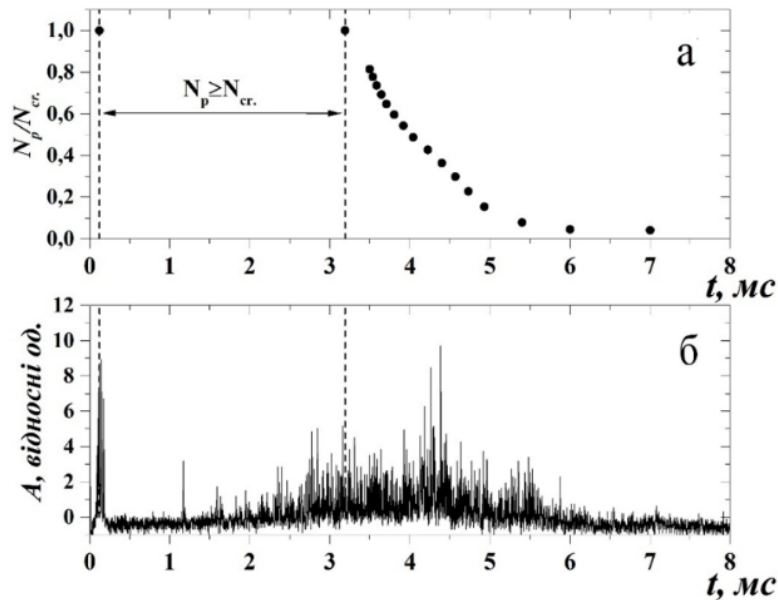


Рис. 3.26 Залежність середньої густини плазми (а) і розсіяного сигналу на кут $\varphi_2 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$ (б) від часу [129].

$$(U_0 = 3,8 \text{ кВ}; U_{\text{м.}} = 1,45 \text{ кВ}; p = 2,7 \text{ Па, Ar}; f = 37 \text{ ГГц}; N_{\text{cr}} = 1,72 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3})$$

Схема вимірювання розсіяного сигналу, при зондуванні плазми мікрохвилями на частоті 37 ГГц, показана на рис. 3.27.

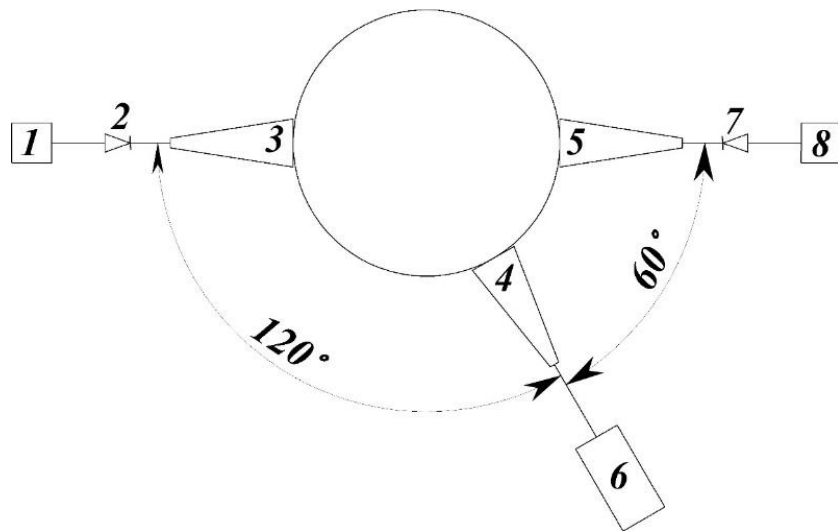


Рис. 3.27 Схема вимірювання розсіяного сигналу під кутом $120^\circ \pm 9^\circ$ та $60^\circ \pm 9^\circ$.

де 1, 8 – відповідно канал 1 та 2 осцилографа; 2, 7 – детектори мікрохвиль;
3, 5 – приймальні рупорні антени; 4 – випромінююча антена; 6 – генератор,
частота зондування 37 ГГц

Враховуючи кут розкриття рупорних антен, кут прийому мікрохвильового випромінювання, відповідно, становить $\varphi_1 \approx 60^\circ \pm 9^\circ$ і $\varphi_2 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$. На рис. 3.28 приведені осцилограми розсіяного сигналу прийнятих антенами 5 та 3 (під кутом 60° та 120°) при одночасній їх реєстрації. В даному випадку послідовно спостерігається наступне: сигнал реєструється антеною 3, а сигнал на антенні 5 відсутній; сигнал не реєструється обома антенами; сигнал реєструється на антенні 5, сигнал на 3 антені відсутній; сигнал реєструє обома антенами. Наявність на обох осцилограмах проміжку часу, на якому розсіяний сигнал відсутній, очевидно свідчить про значний радіус шару з густиною $N_p \geq N_{cr}$. Розсіяні сигнали, що спостерігаються, під кутом $\varphi_1 \approx 60^\circ \pm 9^\circ$, при $N_p \geq N_{cr}$ та під кутом $\varphi_2 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$, при $N_p < N_{cr}$, пов'язані з рефракцією мікрохвильових променів в неоднорідній плазмі.

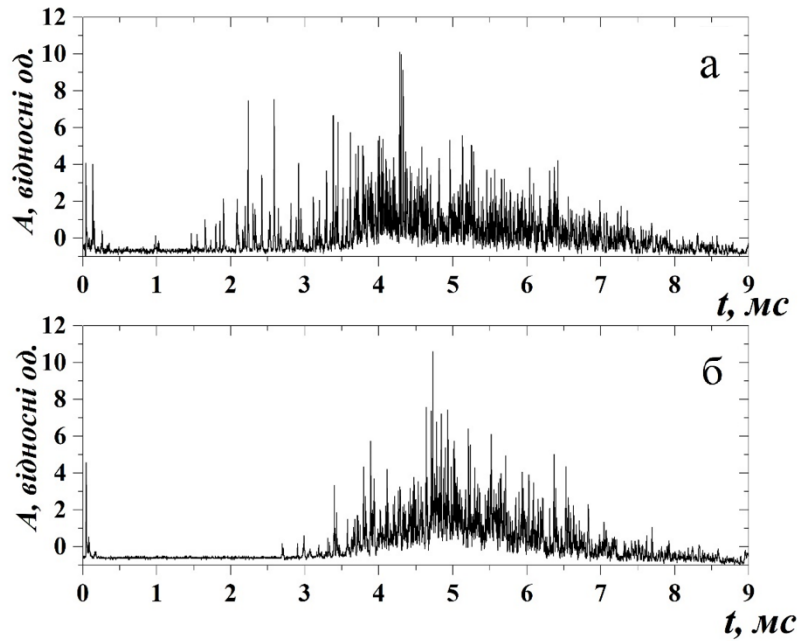


Рис. 3.28 Залежність розсіяного сигналу на кут $\varphi_1 \approx 60^\circ \pm 9^\circ$ (а) та $\varphi_2 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$ (б) від часу [129].

$$(U_0 = 3,7 \text{ кВ}; U_{\text{м.}} = 1,4 \text{ кВ}; p = 1,16 \text{ Па, Ar}; f = 37,2 \text{ ГГц}; N_{\text{cr}} = 1,72 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3})$$

Аналіз результатів розрахунків (див. рис. 3.12, 3.13, 3.15) та результатів експерименту (див. рис. 3.26 – 3.28) показує, що розрахункова та експериментальна картина мають однаковий характер при зростанні густини вище критичного значення N_{cr} та при спаді, до моменту часу, коли значення густини N_p / N_{cr} становить < 0.25 . Як з експерименту (див. рис. 3.28б) так і з розрахунку (див. рис. 3.15) видно, що мікрохвильовий сигнал, з ростом густини, спочатку реєструє приймальною антеною під кутом $\varphi_2 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$. Пізніше, при $\frac{N_p(0)}{N_{\text{cr}}} > 1$ сигнал реєструється приймальною антеною під кутом $\varphi_1 \approx 60^\circ \pm 9^\circ$ (в антені під кутом $\varphi_2 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$ немає сигналу), а у випадку $1.75 > \frac{N_p(0)}{N_{\text{cr}}}$ сигнал відсутній в обох антенах. При розпаді плазми спостерігається подібна картина, до моменту часу, коли значення густини N_p / N_{cr} становить < 0.25 . У цьому випадку, судячи з розрахунку та за законам рефракції, сигналу на антенах розташованих під кутами 60° та 120° не повинно бути, але він спостерігається (див. рис. 3.26 – 3.28, проміжок

часу $5 \div 7$ мс). В даному випадку реєстрація мікрохвильового сигналу обумовлена, з одного боку, за рахунок розсіяних мікрохвиль на плазмових флуктуаціях [157], з іншого, за рахунок можливого віддзеркалення від стінки розрядної камери. [158]. Використане наближення геометричної оптики для розрахунків дає якісне узгодження та не суперечить результатам експерименту. Таким чином, оскільки рефракція розглядається лише в наближенні геометричної оптики то, відповідно в експериментах, розсіянні сигнали пов'язані з рефракцією. Однак, також можливе розсіювання мікрохвиль на флуктуаціях у плазмі. Так по оцінкам наведеним в [31] відношення прийнятої потужності до тієї, що підводиться може досягати від 10^{-3} до 10^{-10} при розсіюванні на флуктуаціях. Для виміру впливу флуктуацій на послаблення сигналу необхідно проводити вимірювання розсіяного сигналу більш чутливим детектором або збільшувати потужність мікрохвиль, що зондують плазму [31]. Таким чином вкладом у прийнятий сигнал, пов'язаним з розсіянням на флуктуаціях, в даному випадку, можна знехтувати.

Змінюючи частоту мікрохвиль, що зондують плазму, можна зондувати мікрохвильовими різних шарів плазми. При цьому, зареєстрований розсіяний сигнал під різними кутами прийому може містити інформацію про профіль густини плазми [99]. Для перевірки можливості використання рефракції для фіксованої рупорної антени, що зміщена азимутально на кут 60° , щодо осі випромінюючої антени, при зондуванні плазми мікрохвилями на частоті 71 ГГц, було проведено додаткові експерименти. Одночасно з реєстрацією розсіяного сигналу під кутом $60^\circ \pm 9^\circ$ для частоти 71 ГГц відбувалась реєстрація наскрізного сигналу крізь плазму, а для частоти 36 ГГц одночасно реєструвався інтерферометричний сигнал, що проходить крізь вісь плазмового формування. Схема вимірювання розсіяного сигналу, при зондуванні плазми мікрохвилями на частоті 71 ГГц та 36 ГГц, показана на рис. 3.29.

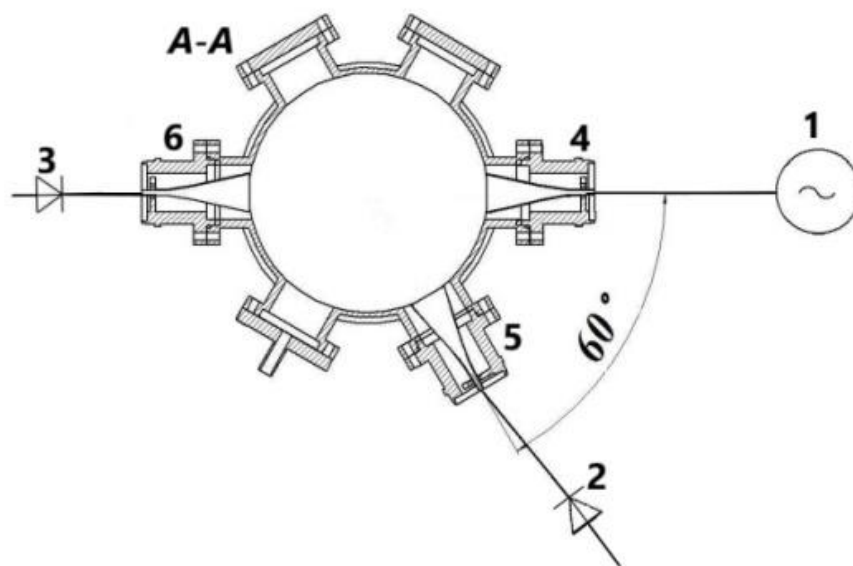


Рис. 3.29 Схема вимірювання розсіяного сигналу, при зондуванні плазми мікрохвилями на частоті 71 ГГц та 36 ГГц. 1 – генератор; 2,3 – детектори для прийому НВЧ; 4 – випромінююча рупорна антена; 5,6 – приймальні рупорні антени

Результати вимірів для наскрізного зондування та розсіяного сигналу на частоті 71 ГГц показані на рис. 3.30, а для розсіяного сигналу на частоті 36 ГГц та наскрізної інтерферометрії показані на рис. 3.31. З рис. 3.30 видно, що ріст розсіяного сигналу відбувається приблизно на проміжку часу від 0,5 мс до 1,3 мс. На цьому часовому інтервалі спостерігається відсічка мікрохвильового сигналу, який проходить крізь плазму, а отже середня густина плазми перевищує критичну густину для частоти 71 ГГц ($N_{cr} = 6,26 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$). З іншого боку, розрахунки показують, що у випадку максимальної густини плазми $N_{max} = 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ($N_{max} > N_{cr}$) для обох частот (див. рис. 3.16в), мікрохвильові промені на частоті 71 ГГц, віддзеркалюючись від плазмового шару з критичною густиною, можуть потрапити на рупорну антену 5 (рис. 3.29). Тому, коли густина плазми близька або вище критичної, для хвилі на частоті 71 ГГц, як в розрахунках так і в експерименті спостерігається максимум розсіяного сигналу, що говорить про те, що обрані для розрахунків наближення якісно описують результати експерименту. Наявність

сигналу, коли $N_{max} < N_{cr}$, говорить про можливі віддзеркалення від стінок камери. З іншого боку для мікрохвилі на частоті 36 ГГц (див. рис. 3.31, часовий інтервал $0,25 \div 1,8$ мс), коли густина плазми досягла критичної густини N_{cr} ($f = 36$ ГГц, $N_{cr} = 1.61 \cdot 10^{13}$ см⁻³), було зареєстровано мінімальна амплітуда розсіяного сигналу антеною 5 (рис. 3.29). Цей експериментальний результат відповідає розрахунковому (див. рис. 3.16в). Оцінки показують, що радіус шару з критичною густиною, у такому випадку, перевищує $\sim 5,2 \dots 6,3$ см.

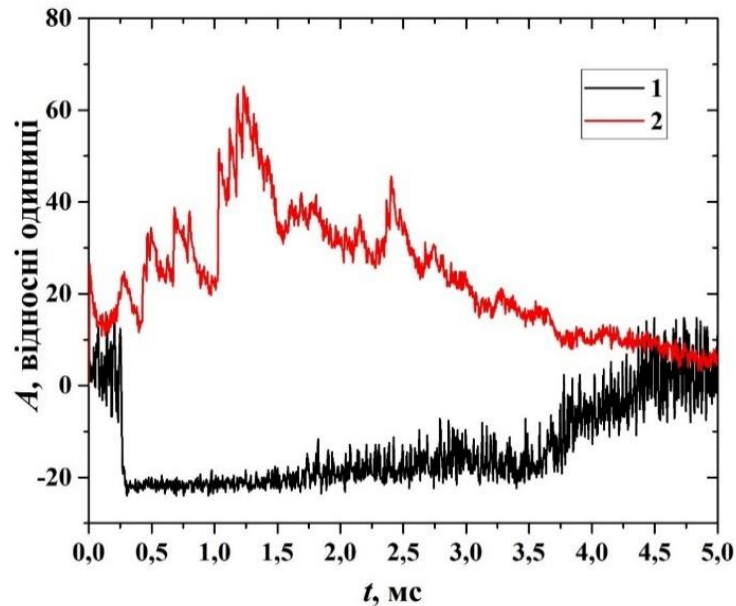


Рис. 3.30 Часова залежність амплітуди розсіяного сигналу на частоті 71 ГГц прийнятого антеною, ось якої зміщена на 60° по азимуту відносно осі випромінюючої антени (1) і осцилограми наскрізного сигналу крізь плазмову колону (2) [132].

$$(U_0 = 3,9 \text{ кВ}; U_m = 1,42 \text{ кВ}; p = 3,12 \text{ Па, Ar}; f = 71 \text{ ГГц}; N_{cr} = 6,26 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3})$$

Отже, експериментально встановлено, що мікрохвилі на частоті 71 ГГц потрапляють на рупорну антену 5 (рис. 3.29) зміщену на кут 60° відносно осі випромінюючої антени напротязі всього імпульсу. При цьому максимум сигналу наступає в момент, коли густина досягає критичного значення для даної хвилі.

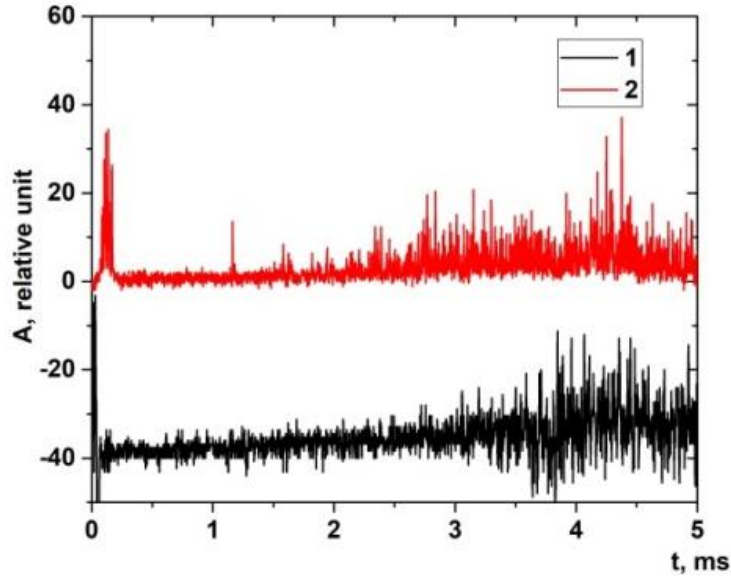


Рис. 3.31 Інтерферометричний сигнал (1) та сигнал розсіяний під кутами $\varphi_1 \approx 60^\circ \pm 9^\circ$ (2). Частота зондування, становить 36 ГГц [132]

Для оцінки поглинання мікрохвиль на частоті 71 ГГц при проходженні крізь плазму та оцінки моменту часу настання максимуму розсіяного сигналу на кут 60° , було проведено розрахунки проходження мікрохвильових променів крізь вісь плазмового формування та розсіяних на рупорну антену зміщену на 60° відносно осі випромінюючої антени. Для цього було розраховано коефіцієнт поглинання μ_p та показник поглинання $\chi(r)$. Коефіцієнт поглинання в загальній формі знаходиться з рівняння для коефіцієнт поглинання μ_p [38]:

$$\mu_p = \frac{\omega}{c} \int_0^{S_p} \kappa(s) ds, \quad (3.14)$$

де ω – частота, c – швидкість світла, $\kappa(s)$ – показник поглинання κ в заданій точці s плазми, S_p – шлях мікрохвильового променя в плазмі. У циліндричному слоїстому середовищі рівняння (3.14) приймає вигляд [96]:

$$\mu_p = 4 \frac{\omega}{c} \int_{r_0}^R \chi(r) \cdot \frac{r \cdot n(r)}{\sqrt{r^2 \cdot n^2(r) - R^2 \cdot \sin^2 \psi}} dr, \quad (3.15)$$

Показник поглинання $\chi(r)$ дорівнює [38]:

$$\chi(r) = \frac{1}{2} \cdot \frac{v_c}{\omega} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (3.16)$$

де v_c – ефективна частота зіткнення.

Показник поглинання розраховувалися за формулою (3.16). Для розрахунку проходження мікрохвильових променів крізь плазму було враховано розкриттє рупорної антени, частоту хвилі, що зондує, розподіл густини плазми, що описані в підрозділі 3.2. Ефективну частоту зіткнення приймали $\nu_c = 0,001 \cdot \omega$. Часова залежність максимальної плазмової густини (див. рис. 3.31а) задана рівнянням $N_p(t) = 0,51 \cdot 10^{21} \cdot (e^{-2016t} - e^{-9626t})$.

Результати розрахунків поглинання мікрохвиль при проходженні крізь вісь плазмового циліндра та оцінки рівня розсіяного сигналу, в залежності від густини плазми, показані на рис. 3.32. Крива на рис. 3.32 (б, крива 2) показує, що коли густина плазми перевищує критичну, мікрохвильовий сигнал не проходить крізь вісь плазми. Зі зменшенням густини поглинання сигналу також зменшується, завдяки цьому, його амплітуда стає вище. З іншого боку, коли густина плазми досягає значення майже $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, розсіяний сигнал на частоті 71 ГГц має максимальне значення. Розсіяний сигнал, починаючи з 1,1 мс пов'язаний з віддзеркаленням від металеві стінки вакуумної камери. Оцінки в наближенні геометричної оптики показують, що при низькій густині плазми можливо одноразове віддзеркалення променів від стінки камери і потрапляння їх у приймальні антени.

Поглинання випромінювання в металевій камері, розміри якої значно перевищують довжину хвилі (в даному випадку $20 \text{ см} \gg \lambda_0 = 0,8 \text{ см}$ та $0,4 \text{ см}$), може бути великим незалежно від поглинання плазми. Випромінювання, введене в металеву камеру за допомогою антени може багаторазово віддзеркалюватися від стінок камери. При цьому камера є майже «чорним» тілом для короткохвильового випромінювання. Також металеву камеру можна розглядати як надвисокочастотний резонатор, в якому можна збуджувати велике число типів коливань [31, 159].

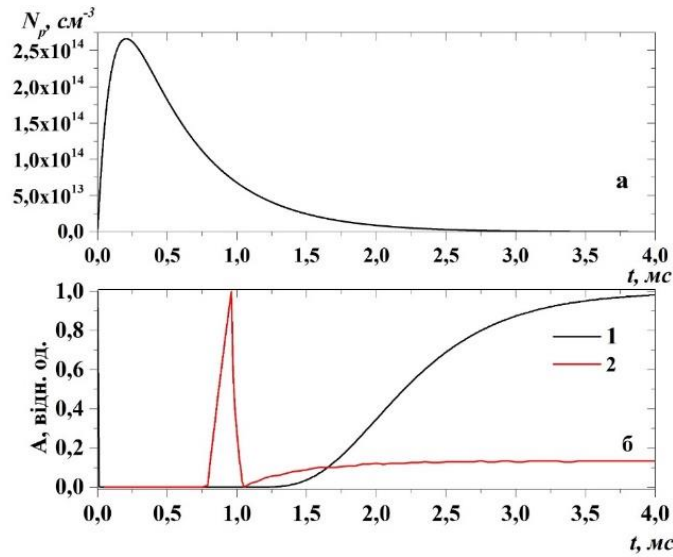


Рис. 3.32 Часові залежності: густини плазми (а); амплітуда мікрохвильового сигналу на частоті 71 ГГц, що передається крізь центр плазмового стовпа (крива 1, б), і мікрохвильовий розсіяний сигнал, який потрапляє на рупорну антену, зміщену по азимуту на 60° відносно осі антени, що випромінює (крива 2, б) [132]

Відповідно, коефіцієнт поглинання випромінювання плазмою, що підводиться до камери, визначається як [31]:

$$A = (1 - |R|^2) \frac{A_{p1}}{A_{p1} + A_{w1}} \quad (3.17)$$

де R – коефіцієнт віддзеркалення хвилі від резонатора з плазмою; A_{p1} – коефіцієнт поглинання хвилі при одноразовому проходженні крізь плазму; A_{w1} – коефіцієнтом поглинання при віддзеркалення від стінки. При доброму узгодженні антени коефіцієнт R може бути малим $|R| \ll 1$. Потужність, що поглинається при віддзеркаленні від стінок камери, визначається ефективною провідністю стінок, кутом падіння і поляризацією випромінювання. Як показують оцінки, зроблені в [31], коефіцієнт A_{w1} знаходиться в межах $10^{-2} - 10^{-4}$ для сантиметрового і міліметрового діапазонів довжин хвиль. Проведені розрахунки в [31] показали, що максимум коефіцієнта поглинання спостерігається при $N_p \approx N_{cr}$. Зменшення коефіцієнта поглинання при менших концентраціях пов'язано зі збільшенням

проходження випромінювання крізь плазму, а при великих концентраціях – з віддзеркаленням від плазми.

Загалом експерименти та розрахунки показують що, незважаючи на фіксовані рупорні антени, залежності рефракції від частоти зондування та кута падіння, можуть бути використаними для розширення методів на основі рефракції, що призначені для діагностики плазми з циліндричною геометрією.

Висновки до розділу 3

У випадку неможливості зміни кута нахилу рупорних антен по відношенню до плазми, для розширення можливостей мікрохвильової діагностики плазми з застосуванням рефракції, було запропоновано використання периферійної частини випромінювання рупора (мікрохвильових променів, що виходять з розкриву рупора) направлено похило до поверхні плазми.

Для реалізації даної пропозиції були проведені розрахунки траєкторій мікрохвильових променів в неоднорідній плазмі. Розрахунки показали, що незалежно від профілю густини з одним максимум на осі плазмового формування, мікрохвильові промені можуть потрапляти в рупорні антени, що зміщені азимутально (на 60° та 120°) відносно осі випромінюючої антени. Розрахунки траєкторії променя на частотах 36 і 71 ГГц показують, що в залежності від густини плазми, хвилі на частотах 36 ГГц та 71 ГГц попадають або не попадають на рупорну антену зміщену на 60° відносно осі випромінюючої антени.

У випадку наявності в профілі максимуму густини, зміщеного від осі плазмового формування, при малих кутах падіння променя на плазмовий циліндр, змінюється знак кривизни траєкторії променя і він відхиляється у протилежний бік відносно до початкового напрямку, а при великих кутах падіння, знак кривизни не змінюється. У такому випадку, порівняння кутів виходу променів з кутами падіння дозволяє стверджувати про наявність або відсутність хоча б одного максимуму у розподілі густини плазми.

Проведені експерименти з використанням рефракції електромагнітних хвиль при дослідженні багатокомпонентної газометалевої неоднорідної плазми в схрещених $E \times B$ полях продемонстрували, що в залежності від густини плазми, мікрохвильові промені на частоті 37 ГГц, попадають нафіксовані у просторі рупорні антени розміщені під кутом 60° та 120° відносно осі антени, що випромінює. При наростанні густини, спочатку реєструється приймальною антеною під кутом $\varphi_2 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$. Пізніше, при $\frac{N_p(0)}{N_{cr}} > 1$ сигнал реєструється приймальною антеною під кутом $\varphi_1 \approx 60^\circ \pm 9^\circ$ (в антені під кутом $\varphi_2 \approx 120^\circ \pm 9^\circ$ немає сигналу), а у випадку $1,75 > \frac{N_p(0)}{N_{cr}}$ сигнал відсутній для обох антен. При розпаді плазми спостерігається подібна картина, але в зворотному порядку. Така ж картина спостерігається і у розрахунках.

Експерименти по дослідженню рефракції мікрохвиль на частотах 36 та 71 ГГц продемонстрували можливість прийому мікрохвиль на рупорну антену зміщену на кут 60° відносно осі антени, що випромінює. Як розрахунки так і експерименти показують, що у випадку, коли $N_p > N_{cr}$, для хвилі на частоті 36 ГГц, сигнал на антені відсутній, а для частоти зондування 71 ГГц, для тих самих умов, сигнал реєструвався навпаки, максимальний. Тому завдяки похилому зондуванню плазми, мікрохвилями на різних частотах, може здійснюватися зондування різних шарів плазми.

Проведені дослідження продемонстрували, можливість використання периферійної частини випромінювання рупора (мікрохвильових променів, що виходять з розкриву рупора) направлено похило до поверхні плазми, у випадку, коли кут нахилу рупорних антен не можливо змінювати.

Результати досліджень даного розділу наведено в публікаціях здобувача: [129-132], [130], [136].

РОЗДІЛ 4

ВИЗНАЧЕННЯ ГУСТИНИ БАГАТОКОМПОНЕНТНОЇ ПЛАЗМИ В ПЕРИФЕРІЙНИХ ШАРАХ ПРИ ВИМІРЮВАННІ ЗСУВУ ФАЗИ ХВИЛЬ, ЩО ПАДАЮТЬ ПОХИЛО

Мікрохвильові методи займають значне місце серед інших методів діагностики плазми [1-7, 31-33]. Це пов'язано з їх безконтактністю, та відсутності температурних обмежень. Метод інтерферометрії, який наразі є одним з найпоширеніших мікрохвильових методів діагностики плазми, почали застосовувати ще в середині 50-х роках XX сторіччя [41-45]. На сьогоднішній день інтерферометрію використовують для дослідження як низькотемпературної слабоіонізованої плазми [159], так і для високотемпературної високоіонізованої плазми керованого термоядерного синтезу [49-58]. Можливість використання розроблених інтерферометричних методів потребує виконання умови наскрізного проходження електромагнітних хвиль крізь плазму. Таким чином, можливо визначити величину середньої густини до моменту поки густина плазми не стане вище або рівною критичній N_{cr} . Варто відзначити, що за рахунок рефракції мікрохвильових променів у плазмі інтерферометричні вимірювання отримують додаткову похибку (див. підрозділ 1.4).

У діагностиці плазми також використовуються методи, які засновані на рефракції мікрохвиль в неоднорідній плазмі [88-101, 105-108]. В цих методах застосовується похиле зондування плазми та експериментально визначається залежність кута рефракції від параметрів плазми [88-101, 105-108]. В роботі [161] була виконана інтерферометрія розсіяного сигналу. Розміри плазми були близькими до довжини хвилі, що зондує. Таким чином приближення геометричної оптики не виконувалося. Результати експериментів порівнювалися з результатами розрахунків, де використали рівняння розсіяння електричного поля на плазмовому циліндрі.

Для розширення можливостей мікрохвильової діагностики плазми з застосуванням рефракції, в [127, 128], було запропоновано використовувати периферійну частину випромінювання рупорної антени (мікрохвильових променів, що виходять з розкриву рупора похило до поверхні плазми, що досліджується) направлено похило до поверхні плазми. Попередні розрахунки та експерименти, що представлені в розділі 3, показали, що частина мікрохвильових променів може потрапляти в рупорну антену, встановлену під фіксованим кутом по відношенню до плазми. Таким чином, спираючись на попередні розрахунки та експерименти, було запропоновано використати периферійну частину випромінювання рупорної антени (мікрохвильових променів, що виходять з розкриву рупора похило до поверхні плазми, що досліджується) направлено похило до поверхні плазми, для визначення зсуву фази мікрохвиль в різних шарах плазми, у випадку фіксованих рупорних антен.

Для перевірки можливості визначення зсуву фази мікрохвиль при похилому падінні на плазму, що зондується, були проведені розрахунки фази мікрохвильових променів в неоднорідній плазмі при наскрізному зондуванні (крізь вісь плазмового формування) і при похилому зондуванні (на основі мікрохвильових променів, що падають похило на поверхню плазми). Початкові умови поставленої задачі брались згідно геометрії установки МАКЕТ, положення і параметрів рупорних антен, типових параметрів плазми, що утворюються в установці. Також, проведені експерименти по дослідженню плазми методом інтерферометрії при наскрізному зондуванні та виконано визначення зсуву фази мікрохвилі при похилому зондуванні. Прийом сигналів при похилому зондуванні відбувався фіксованими у просторі рупорними антенами, зміщеними на кути 60° та 120° , відносно осі випромінюючої антени. Похиле зондування було реалізовано завдяки мікрохвилям, що виходять з розкриву рупорної антени під кутом (відмінним від 90°) до поверхні плазмового формування. Результати досліджень, представлені у цьому розділі, наведені в авторських роботах

[129-131, 162-166]. В авторських роботах [129-131, 162-166] для опису процесу «вимірювання зсуву фази мікрохвилі при похилому зондуванні плазми» нами використовувалася формулювання «мікрохвильова інтерферометрія при похилому зондуванні плазми». У процесі роботи над дисертацією було прийнято рішення скорегувати дане формулювання на «вимірювання зсуву фази мікрохвилі при похилому зондуванні плазми» та застосувати його до всього дисертаційного дослідження.

4.1 Особливості визначення зсуву фази мікрохвиль з застосуванням рефракції мікрохвиль

При зондуванні похилими до межі плазми мікрохвильовими променями, в площині нормальній до осі циліндра, довжина траєкторії променя залежить від кута падіння і параметрів плазми. У разі циліндричної симетрії плазми елемент шляху променя визначається як [96]:

$$ds = dr \sqrt{1 + r^2 \left(\frac{d\theta}{dr} \right)^2}, \text{ м} \quad (4.1)$$

де θ – кут рефракції, r – поточна координата по радіусу.

Відповідно оптичний шлях променя у плазмі з урахуванням формул дорівнює [96]:

$$L = \int_s n(s) ds = 2 \int_{r_0}^R \frac{n^2(r) r dr}{\sqrt{n^2(r) r^2 - R^2 \sin^2 \Psi}}, \text{ м} \quad (4.2)$$

де R - радіус циліндра, $n(r)$ – показник заломлення, Ψ - кут між напрямом розповсюдження і радіусом циліндра в точці падіння на плазмений циліндр.

У разі циліндричної симетрії зміна фази мікрохвилі, що зондує можна представити у вигляді [130]:

$$\varphi_p(r) = 2 \frac{\omega}{c} \int_{r_0}^R \frac{n^2(r) r dr}{\sqrt{n^2(r) r^2 - R^2 \sin^2 \Psi}}, \text{ рад} \quad (4.3)$$

r_0 – точка повороту траєкторії променя, яка визначається з умови [96]:

$$\frac{R^2}{r_0^2} \sin^2 \Psi = n^2(r_0) \quad (4.4)$$

При $\Psi=0$ рівняння (4.3) приймає вигляд:

$$\varphi_p(r) = 2 \frac{\omega}{c} \int_0^R n(r) dr, \text{ рад} \quad (4.5)$$

При похилому падінні мікрохвилі на плазмовий циліндр, тобто $\Psi \neq 0$, хвиля віддзеркалюється від про шарку плазми з концентрацією $N = N_{cr} \cos^2 \Psi$. При цьому фаза мікрохвилі має додатковий зсув при відбитті та відповідно до цього рівняння (4.3) приймає вигляд [164]:

$$\varphi_p(r) = 2 \frac{\omega}{c} \int_{r_0}^R \frac{n^2(r) r dr}{\sqrt{n^2(r) r^2 - R^2 \sin^2 \Psi}} - \frac{\pi}{2}, \text{ рад} \quad (4.6)$$

де показник заломлення $n(r) = \sqrt{1 - \frac{N_{\max} \cdot F(r)}{N_{cr}}}$, $F(r)$ – плазмовий профіль.

N_{\max} – максимальна концентрація електронів на осі плазмового циліндра.

Фазовий зсув між хвилями, в опорному каналі та в вимірювальному, може бути знайдено згідно рівняння [41-46]:

$$\Delta \Phi = \varphi_0 - \varphi_p, \text{ рад} \quad (4.7)$$

де φ_0 – фаза в опорному каналі.

З рівняння 4.6, можна зробити висновок, що при інтерферометричних вимірюваннях фазовий зсув залежить від: розмірів області, що займає плазма, густини плазми та її профіля, кута падіння мікрохвилі на плазмовий циліндр. Тому необхідно виконати попередні розрахунки фазового зсуву при куті падіння $\Psi \neq 0$, тобто при похилом зондуванні і при $\Psi = 0$, тобто при зондуванні крізь центр плазмового утворення. Радіальна залежність зміни фази уздовж траєкторії похилого променя при параболічному профілі густини для різних кутів падіння на плазму представлена на рис. 4.1. Аналіз рис. 4.1 показує, що фаза у вимірювальному каналі і глибина проникнення хвилі в плазму зменшуються зі збільшенням кута падіння. Аналогічні залежності за наявності максимуму, розташованого на деякій відстані від центру (осі) плазмового утворення, представлені на рис. 4.2 (а, б). В цьому випадку зміна фази уздовж траєкторії похилого променя істотно залежать від максимальної густини.

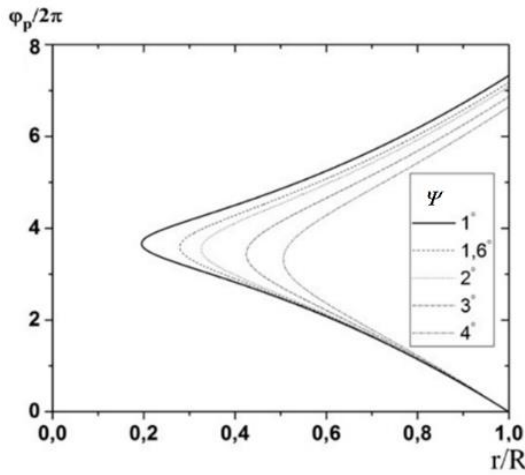


Рис. 4.1 Залежність зміни фази уздовж траєкторії похилого променя при параболічному профілі густини та при $\frac{N_p(0)}{N_{cr}}=0,9$

На рис. 4.2а, при максимальній густині менше критичної ($N_{max}/N_{cr}=0,9$), є значна відмінність зміни фази і глибини проникнення для кутів $\Psi < 20^\circ$ та кутів $\Psi > 20^\circ$. При максимальній густині рівній критичній (див. рис. 4.2б) зміна фази і глибина проникнення відрізняється менше, згадана залежність від кута падіння порушується.

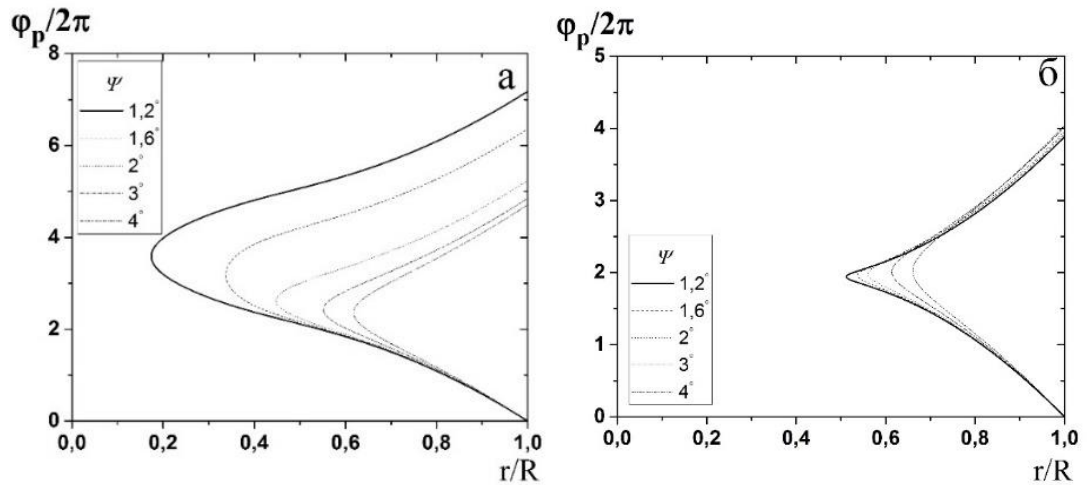


Рис. 4.2 Залежність зміни фази уздовж траєкторії похилого променя при розподілі густини у вигляді заданого функцією по формулі (3.10), коли $\gamma=2$,

$$a=b=c=k=1. \text{ а } - \frac{N_p(0)}{N_{cr}}=0,9; \text{ б } - \frac{N_p(0)}{N_{cr}}=1$$

Використання похилих мікрохвильових променів для визначення зсуву фази мікрохвиль має ряд особливостей. Одна з яких полягає в необхідності настройки вимірювальної системи так, щоб при зміні густини від часу промінь міг потрапляти у фіксований рупор. Для цього приймальний рупор необхідно розташовувати щодо випромінюючого під кутом, що приблизно дорівнює можливим значенням кута рефракції θ . Другою особливістю є те, що через зміну параметрів плазми від часу буде змінюється і кут рефракції. Через це час вимірювання фазового зсуву повинен бути менше часу виходу променя із зони рупора. Для цього може бути використане зондування плазми частотно-модульованими хвилями. Даний метод був використаний для діагностики квазістаціонарної плазми в [167, 168].

Для оцінки зсуву фази мікрохвиль при похилому та наскрізному зондуванні неоднорідної плазми виконані розрахунки згідно тих параметрів плазми, що утворюється в установці МАКЕТ. Також, враховувалися параметри рупорних антен та їх геометричне розташування та параметри хвилеводів (див. рис. 3.2, параграф 3.2). Профіль густини плазми було задано у вигляді $N_p(r) = N_{max}F(r)$, де N_{max} – максимальне значення концентрації електронів на осі плазмового циліндра, $F(r)$ – функція розподілу густини електронів вздовж радіуса. У розрахунках припустимо, що функція розподілу вздовж радіуса не змінюється від часу має вигляд $F(r) = [1 - (r/R)^2]$, де R – радіус плазмового циліндру (в даному випадку дорівнює радіусу вакуумної камери). Часова залежність максимальної плазмової густини (див. рис. 4.3а) задана рівнянням $N_p(t) = 0,51 \cdot 10^{21} \cdot (e^{-2016t} - e^{-9626t})$, м⁻³. Довжину мікрохвилі, що зондує, приймемо 0,8 см, відповідно в цьому випадку критична концентрація електронів плазми дорівнює $1,7 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Фазовий зсув розраховувався відповідно до формул (4.1 – 4.6). У випадку зондуванні крізь центр плазмового утворення (див. рис. 4.3 б, в крива 1) в розрахунках фазового зсуву не враховувалися розміри приймальної рупорної антени і відповідно додаткова похибка за рахунок рефракції мікрохвильових променів у плазмі.

При похилому зондуванні в розрахунках фазового зсуву в першому наближенні враховувалось середнє значення максимальної та мінімальної фази променів, які потрапляють у приймальну рупорну антену. Випромінення приймалося під кутом $\varphi = 60^\circ \pm 9^\circ$ (φ – кутова координата плазмового циліндру). Як показали попередні розрахунки, при параболічному профілі густини та при максимальному значенні концентрації електронів на осі $N_{max} < N_{cr}$ мікрохвильові промені не попадають у дану прийомну антену (див. параграф 3.3, рис. 3.16а). Тому в розрахунках припускалося, що мікрохвильові промені одноразово віддзеркалюються від протилежної поверхні камери та потрапляють до рупорної антени. Результати розрахунку представлено на рис. 4.3б.

Як видно з рис. 4.3б (крива 1), при інтерферометрії крізь центр плазмового утворення, спостерігається стандартна картина: зі зменшенням густини зменшується і фазовий зсув мікрохвиль. При $N_{max} > N_{cr}$ фазовий зсув відсутній, мікрохвиля не проходить крізь плазму.

У випадку визначення зсуву фази мікрохвиль при похилому зондуванні плазми, при прийомі мікрохвиль під кутами $60^\circ \pm 9^\circ$ (див. рис. 4.3б крива 2) фазовий зсув спостерігається як при $N_{cr} > N_{max}$, так і при $N_{cr} < N_{max}$. Це говорить про те, що, використовуючи похиле зондування, є можливість реєструвати фазові зсуви (див. рис. 4.3б, крива 2), навіть у випадку, якщо густина плазми вище критичного значення і наскрізна інтерферометрія неможлива. При цьому у випадку $N_{cr} < N_{max}$ фазовий зсув спостерігається до деякого значення N_{max} . Це значення є верхньою границею густини, при перевищенні якого, мікрохвильові промені, за рахунок рефракції, не потрапляють у приймальну рупорну антену. Граничне значення N_{max} може відрізнятися в залежності від профіля густини.

Розрахуємо радіус критичного шару плазми r_{cr} з густиною рівній N_{cr} , коли за рахунок рефракції та віддзеркалення від нього, частина або всі мікрохвильові промені потрапляють у прийомну антену. Іншими словами, якщо значення критичного радіусу належить даному проміжку, то частина променів потрапляє в

сектор з кутовими координатами $\varphi = 51^\circ - 69^\circ$, якщо більше – промені потрапляють у будь-яку антену, що лежить під кутом $\varphi < 51^\circ$, якщо менше то промені попадають в рупорну антену, що лежить під кутом $\varphi > 69^\circ$. При параболічному профілі густини r_{cr} належить до проміжку між 5,2 до 6,3 см, тобто, в даному випадку, промені будуть потрапляти в сектор з кутовими координатами $\varphi = 51 - 69^\circ$. Розрахунки r_{cr} показують, що при інших функціях розподілу вздовж радіуса (див. табл. 4.1) значення r_{cr} знаходяться в межах 4,5 – 6,5 см.

Таблиця 4.1

Критичний радіус (r_{cr}) для різних профілів плазми

$F(r)$	r_{cr} , см
$[1 - (r/R)]$	5,6-6,5
$[1 - (r/R)^2]$	5,2-6,3
$[1 - (r/R)^3]$	4,3-6
$\left[\cos\left(\frac{\pi r}{2R}\right)\right]$	5,4-6,4
$\left[\cos^2\left(\frac{\pi r}{2R}\right)\right]$	5,8-6,5
$\left[J_0\left(2.405 \frac{r}{R}\right)\right]$	5,6-6,5

Порівняння фазових зсувів при похилому та наскрізному зондуванні (див. рис. 4.3б) показує, що в даному випадку фазовий зсув при зондуванні похилими мікрохвильовими променями більше, чим при інтерферометрії крізь центр плазмового утворення. Це пов'язано з тим, що для розрахунку зсуву фази у випадку похилого зондування середнє значення максимальної та мінімальної фази променів враховувалося лише для тих променів, які потрапили в розкрит рупорної антени. Згідно з розрахунками та експериментами (підпараграф 3.2 та 3.3, рис 3.16в, 3.26, відповідно), у випадку, коли приймальна антена зміщена на кут $\varphi = 60^\circ$, при умові, що $N_{max} < N_{cr}$, промінь поширюється крізь плазму, не потрапляючи на дану приймальну рупорну антену. Тому в розрахунках припускалося, що

мікрохвильові промені, віддзеркалюючись від протилежної поверхні камери, можуть потрапляти в дану приймальну антену. Іншими словами, у такому випадку, мікрохвильові промені проходять крізь плазму двічі.

У випадку визначення зсуву фази мікрохвиль при похилому зондуванні плазми, при прийомі мікрохвиль під кутами $120^\circ \pm 9^\circ$ (див. рис. 4.3в крива 2), залежність фазових зсувів від часу близька до часової залежності фазових зсувів для хвилі, що проходить крізь центр плазмового стовпа.

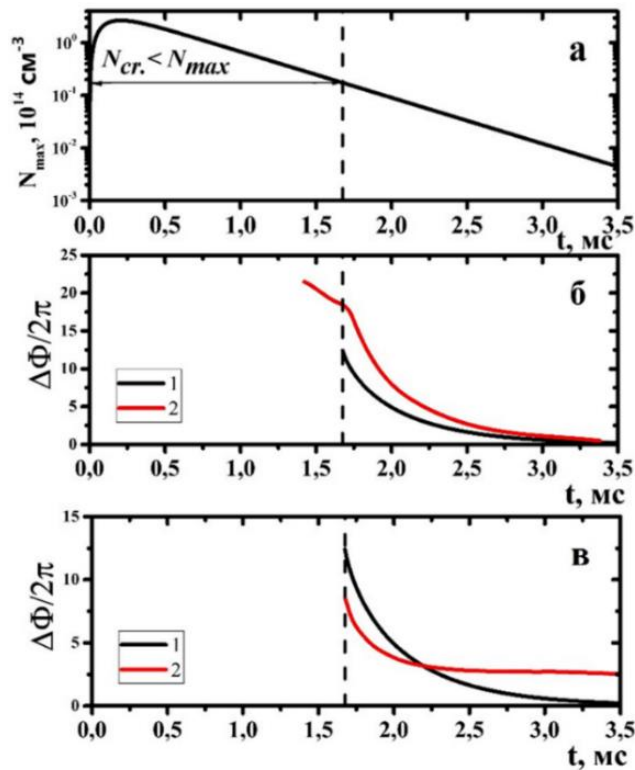


Рис. 4.3 Часова залежність густини плазми (а) та фазового зсуву (б) та (в).

1 – фазовий зсув при наскрізному зондуванні, 2 – фазовий зсув при похилому зондуванні (60° – б, 120° – в)

Таким чином, проведені розрахунки в першому наближенні (при досить спрощених припущеннях) показують деякі особливості та різницю між фазовими зсувами виміряними при похилому зондуванні та інтерферометрії крізь центр плазмового утворення. В реальних умовах експерименту картина зміни фазового зсуву від часу може бути більш складною.

4.2 Дослідження плазми з використанням вимірювання зсуву фази зондуючої мікрохвилі при похилому зондуванні

Для відпрацювання та апробації можливості визначення зсуву фази мікрохвиль з використанням рефракції при похилому зондуванні були проведені експерименти у неоднорідній плазмі на установці МАКЕТ. На відміну від досліджень, наприклад, [48, 119, 120], вимірювання середньої густини плазми проводилося не лише при нормальному зондуванні, а і при похилому. В даних експериментах похилі мікрохвильові промені, по відношенню до плазмової поверхні, після проходження крізь плазму приймалися під кутом 60° .

На рис. 4.4 представлена схема мікрохвильової вимірювальної системи. Середня густина плазми поперек плазмового стовпа вимірювалася гомодинним інтерферометром типу Маха-Цендера (див. рис. 4.4, рупорні антени 8, 11) з фазовим детектором [31, 42-46]. Загальна похибка вимірювання зсуву фази в даному випадку знаходиться від 10° до 30° [31, 44]. Більш детально питання похибки вимірювання НВЧ інтерферометрів розглядалося в роботах [44].

Вимірювання густини плазми, в перетині відмінному від нормального, проводилося при похилому зондуванні. Фіксована у просторі прийомна рупорна антена була рознесена на кут $\sim 60^\circ$ (див. рис. 4.4, рупорні антени 8, 9) по відношенню до осі випромінюючої антени і зондування відбувалось похило до поверхні плазми, що зондується. Для передачі і прийому мікрохвильового випромінювання використовувалися пірамідальні рупорні антени (див. рис. 4.4, рупорні антени 8, 9, 11), що встановлені в діагностичних портах перетину А-А (див. рис. 3.1), та описані в параграфі 3.1 (див. рис. 3.2). Плазмовий циліндр зондувався звичайною хвилею на частоті $f = 37$ ГГц. Потужність, що випромінюється генератором 1 (Г4-115) ділилася за допомогою відгалужувача. Для кожної гілки хвильоводів амплітуда мікрохвильового сигналу регулюється атенюаторами 2, 3 та 7. Фаза в опорних плечах налаштовується за допомогою фазообертачів 4 та 12. Зсув фази між опорним сигналом і сигналом, що проходить

крізь плазму, та амплітуда цих сигналів детектується діодами 6 і 14 для похилого і наскрізного зондування відповідно. Продетектований інтерференційний сигнал несе інформацію про фазу та амплітуду хвилі, що пройшла крізь плазму. При квадратичному детектуванні, сигнал на діоді може бути виражено рівнянням [31, 42-46]:

$$U(t) = A^2(t) + B^2(t) + 2A(t) \cdot B(t) \cdot \cos(\Delta\Phi(t)) \quad (4.8)$$

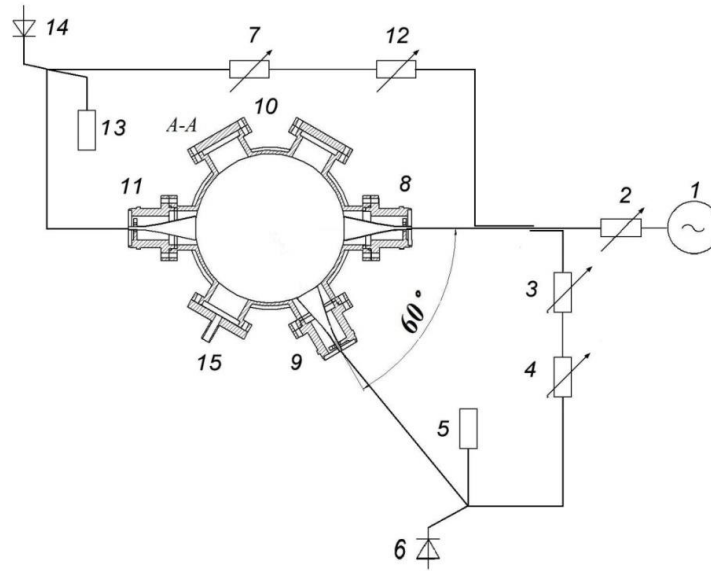


Рис. 4.4 Схема мікрохвильової вимірювальної системи. 1 – генератор; 2, 3, 7 – атенюатор; 4, 12 – фазообертач; 5, 13 – узгоджене навантаження; 6, 14 – фазовий детектор; 8, 9, 11 – фіксовані у просторі рупорні антени; 10 – вакуумна камера. де $A(t)$, $B(t)$ – відповідно амплітуди хвилі в опорному плечі і хвилі, що пройшла крізь плазму; $\Delta\Phi(t)$ – фазовий зсув хвилі

Для ілюстрації роботи інтерферометра типу Маха-Цендера з фазовим детектуванням проведемо розрахунок інтерференційного сигналу за формулою (4.8). Для розрахунків приймемо, що частота зондування 37,4 ГГц, відповідно $N_{cr}=1,74 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, максимальна густина в часі змінюється згідно рівняння $N_{max}(t)=0,51 \cdot 10^{21} \cdot (e^{-2016t} - e^{-9626t}) \text{ м}^{-3}$, розподіл густини плазми параболічний (див. формулу 3.11, при $\gamma = 2$). Зсув фази $\Delta\Phi(t)$ розраховувався згідно формули (4.7), при $L = 0,2 \text{ м}$ ($R = 0,1 \text{ м}$), фаза хвилі, що пройшла крізь плазму розраховувалася згідно формули (4.5). Показник заломлення розраховувався

згідно формули (1.1), відповідно ефективну частота зіткнення приймали $\nu_c = 0,001 \cdot \omega$. Фаза в опорному каналі не змінюється в часі і знаходиться з виразу $\varphi_0 = \frac{\omega}{c} L$. Амплітуда в опорному каналі також не змінюється в часі та приймалася $A = \text{const} = 1$. Амплітуда в вимірювальному каналі розраховувалась з урахуванням поглинання мікрохвиль та дорівнювала $B(t) = e^{\mu_p(t)}$. Коефіцієнт поглинання μ_p та показник поглинання знаходяться згідно формули (3.14) та (1.2).

На рис. 4.5а показані результати розрахунків інтерференційного сигналу. Даний інтерференційний сигнал є типовим (див. посилання [31, 44]) у випадку, коли густина плазми спершу наростає (див. область I, рис. 4.5а), після перевищує критичне значення для зондуєчої хвилі (див. область II, рис. 4.5а) і врешті спадає (див. область III, рис. 4.5а). Зменшення амплітуди інтерференційного сигналу поблизу відсічки обумовлено поєднанням поглинанням мікрохвильового сигналу (в реальних експериментах також за рахунок розсіювання та рефракції). Зсув фази знаходять з інтерференційної картини (див. рис. 4.5а) з виразу [31, 42-46]:

$$\Delta\Phi = \pi K, \text{ рад} \quad (4.9)$$

де, K – кількість переходів функції від мінімуму до максимуму. Кожний такий перехід відповідає зміні фази на π (див. рис. 4.5а). На рис. 4.5б показана залежність зміни фази в часі, яка отримана в результаті обробки інтерференційного сигналу 4.5а. Середня густина плазми для наскрізної інтерферометрії знаходиться згідно формули [31, 42-46]:

$$\overline{N_{p1}} = N_{cr} \left[\frac{\Delta\Phi \lambda_0}{2\pi R} - \left(\frac{\Delta\Phi \lambda_0}{4\pi R} \right)^2 \right], \text{ м}^{-3} \quad (4.10)$$

яка отримана при інтегруванні формули (1.13) у випадку, коли $N_p(z)$ або $N_p(r)$ дорівнює середній густині $\overline{N_{p1}}$. Використовуючи формулу (4.10) та зсув фази (див. рис. 4.5б), можна отримати залежність середньої густини в часі (див. рис. 4.5в).

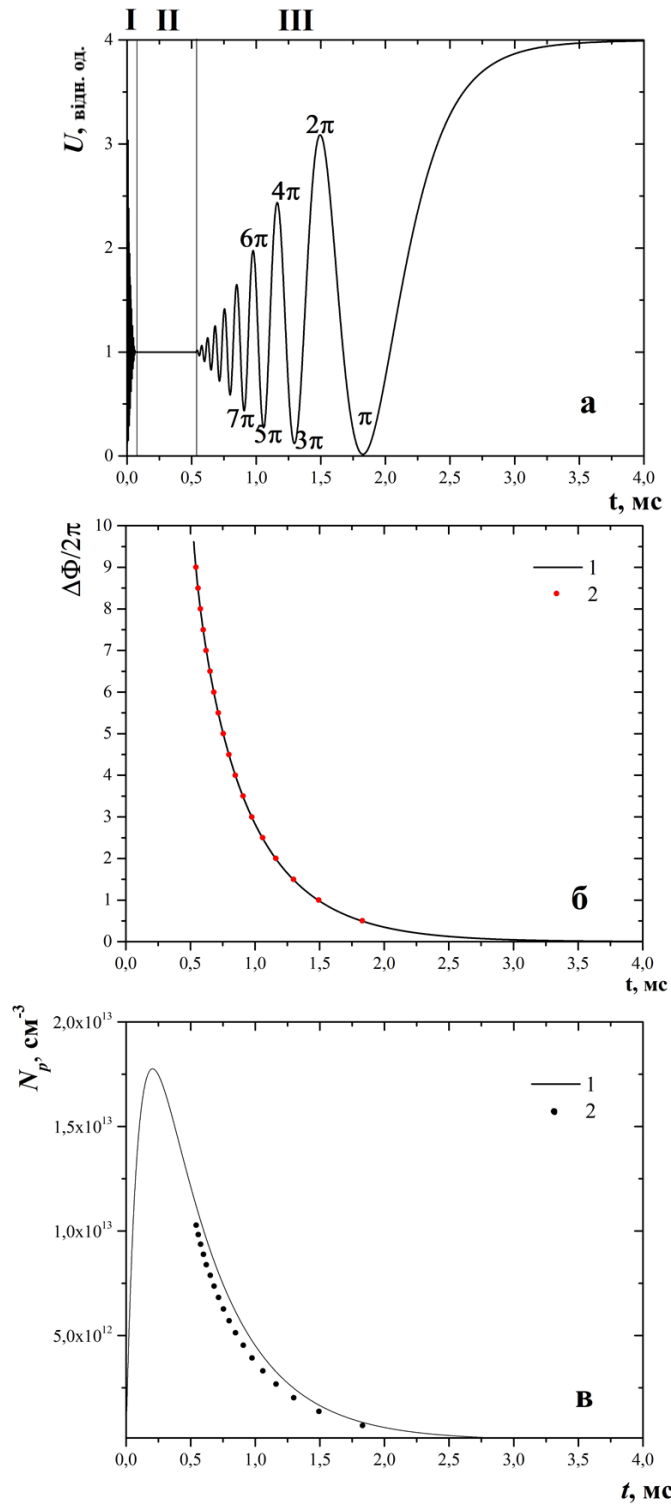


Рис. 4.5 Типова інтерференційна картина (а), залежність зсуву фази в часі (б, 1 –розрахований зсув фази, 2 – значення зсуву фази знайденого з рис. 4.5а) та залежність середньої густини в часі (в, 1 – по формулі 4.11, 2 – по формулі 4.10).

I – наростання густини плазми, II – густина плазми вища за критичну (відсічка мікрохвильового сигналу), III – спад густини

Для порівняння значення середньої густини плазми $\overline{N_{p1}}$, що отримана за формулою 4.10, розрахуємо середню густину плазми за допомогою інтегрування вздовж діаметру:

$$\overline{N_{p2}} = \frac{1}{2R} \int_{-R}^R N_p(r) dr \quad (4.11)$$

Порівняння значень середньої густини плазми (див. рис. 4.5в) отриманих згідно формул (4.10) та (4.11), показують задовільне узгодження.

У випадку неоднорідної плазми використання формули (4.10) може призвести до похибки при розрахунку середньої густини з експериментальних даних інтерферометра. Ця похибка може бути оцінена з виразу:

$$\beta_1 = \frac{\overline{N_{p1}}}{\overline{N_{p2}}} \cdot 100 - 100 \quad (4.12)$$

Де $\overline{N_{p2}}$ згідно формули (4.11), а $\overline{N_{p1}}$ згідно формули (4.10). Проведемо оцінки величини β_1 для різних профілів густини:

1 – $N_p(r) = N_{\max}(1 - (r/R)^1)$; 2 – $N_p(r) = N_{\max}(1 - (r/R)^2)$; 3 – $N_p(r) = N_{\max}(1 - (r/R)^3)$;
4 – $N_p(r) = N_{\max}J(2,405r/R)$; 5 – $N_p(r) = N_{\max}\cos(1 - (r\pi/2R)^2)$; 6 – $N_p(r) = N_{\max}\cos^2(1 - (r\pi/2R)^2)$;
та для різних значень максимальної густини плазми.

Зсув фази $\Delta\Phi$ в формулі (4.10) розраховувався згідно рівнянь (1.13) та (1.3) для частоти зондування 37 ГГц та $L=0,2$ м ($R=0,1$ м). Результати розрахунку похибки β в залежності від профілю та максимальної густини плазми на осі показані на рис. 4.6. На рисунку 4.6 видно, що з ростом відношення N_{\max} / N_{cr} збільшується і похибка розрахунку за формулою (4.10). При цьому максимальна похибка при розрахунках становить 18 %. Це пов'язано з тим що формула (4.10) не враховує профіль густини плазми, це питання обговорювалось раніше в [31]. В експериментах зазвичай не відомий профіль густини плазми, тому, коли значення густини плазми наближається до критичного в розрахунках середньої густини плазми завжди буде похибка, незважаючи на те, яким типом інтерферометра було виконане вимірювання зсуву фази. Більш точне значення середньої густини

плазми можна отримати у випадку, коли відношення $N_{\max} \setminus N_{cr} = 0,1$, або у випадку, коли відомий профіль густини плазми.

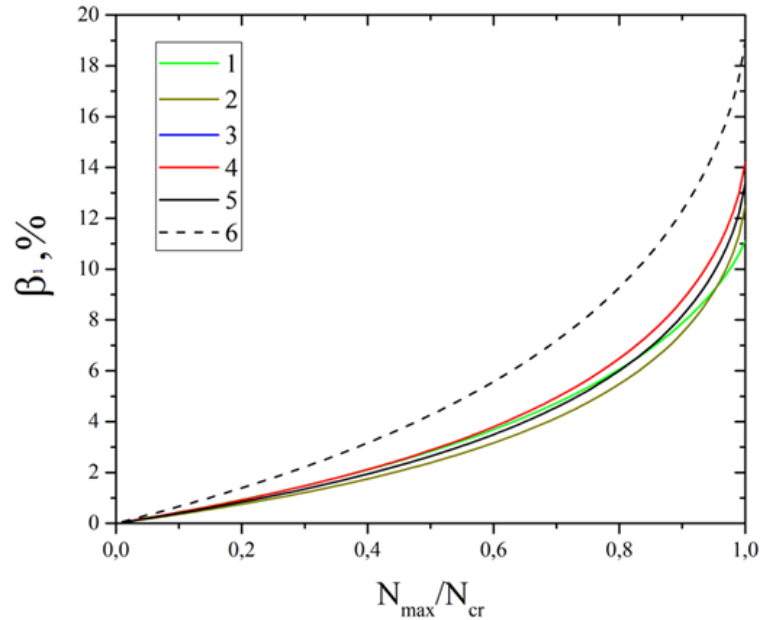


Рис. 4.6 Похибки при розрахунку середньої густини з експериментальних даних інтерферометра. 1-6 розподіли густини $N_p(r)$ позначені вище по тексту

При похилому зондуванні, коли розподіл густини невідомий, оптичний шлях хвилі в плазмі можна лише оцінити. Тому вимірявши зсув фази, при похилому зондуванні, можна розрахувати лише добуток $\overline{N_p(t)L}$. При цьому зв'язок між $\overline{N_p(t)L}$ та фазовим зсувом може бути представлено у вигляді [31]:

$$\overline{N_p(t)L} = \Delta\Phi(t) N_{cr} \frac{\lambda_0}{\pi} \quad (4.13)$$

Це рівняння отримано з рівняння $\overline{N_p(t)} = \Delta\Phi(t) \frac{N_{cr}}{C_L} \cdot \frac{\lambda_0}{\pi L}$ [31] у випадку, коли коефіцієнт C_L дорівнює 1.

Оцінимо похибку розрахунків при використанні формули (4.13). Прийемо наступні початкові умови: розподіл густини з максимумом на осі плазмового формування задавався згідно формули (3.11), де γ – степінь функції; частота зондування $f=37,5$ ГГц; $N_{cr} = 1,74 \cdot 10^{13}$ см⁻³; кут прийому 120° та 60°, $L=0,2$ м ($R=0,1$ м), $t=\text{const}$. Розрахуємо значення $\Delta\Phi$ з урахуванням фази мікрохвиль при похилому зондуванні плазми згідно формулі (4.3) при прийомі мікрохвильового

сигналу під кутом 120° , коли віддзеркалення від критичного шару густини плазми відсутнє та згідно формули (4.6) при прийомі мікрохвильового сигналу під кутом 60° , коли віддзеркалення присутнє. Підставимо розрахункове значення зсуву фази $\Delta\Phi$ до (4.13) отримаємо значення $\overline{N_p L}$.

На рис. 4.7а показана часова залежність інтерференційного сигналу зареєстрованого протягом розряду в установці МАКЕТ. Аналізуючи інтерференційний сигнал згідно методу, приведеного вище, використовуючи формули (4.9) та (4.10), було побудовано залежність зсуву фази від часу (див. рис. 4.7б) та залежність середньої густини плазми в часі (див. рис. 4.7в).

Розрахувавши координату r траєкторії одного променя, що знаходиться по формулі (3.7), та знаючи розподіл густини (3.11) можна розрахувати середню густину плазми $\overline{N_{p3}}$. Довжину траєкторії мікрохвильового променя L_3 може бути знайдено по формулі (4.2). Таким чином можна розрахувати добуток $\overline{N_{p3} L_3}$.

Відповідно похибка може бути оцінена з виразу:

$$\beta_2 = \frac{\overline{N_p(t)L}}{\overline{N_{p3}(t)L_3}} \cdot 100 - 100 \quad (4.14)$$

Результати розрахунків похибки визначення $\overline{N_p(t)L}$ при використанні формули (4.14) представлено в табл. 4.2.

Таблиця 4.2

Кут прийому	N_{max}	γ	$\overline{N_{p3}(t)L_3}, \text{см}^{-2}$	$\overline{N_p(t)L} \text{см}^{-2}$	Величина похибки β_2 , %
120^0	$0,8 \cdot N_c$	1	$1,001 \cdot 10^{14}$	$1,3 \cdot 10^{14}$	29,4
60^0	$2 \cdot N_c$	1	$7,9 \cdot 10^{13}$	$9,4 \cdot 10^{13}$	18,9
120°	$0,65 \cdot N_c$	2	$1,097 \cdot 10^{14}$	$1,29 \cdot 10^{14}$	42,1
60°	$1,3 \cdot N_c$	2	$8 \cdot 10^{13}$	$8,75 \cdot 10^{13}$	34,1
120°	$0,62 \cdot N_c$	4	$1,19 \cdot 10^{14}$	$1,8 \cdot 10^{14}$	58
60°	$1 \cdot N_c$	4	$7,829 \cdot 10^{13}$	$1,31 \cdot 10^{13}$	67,5

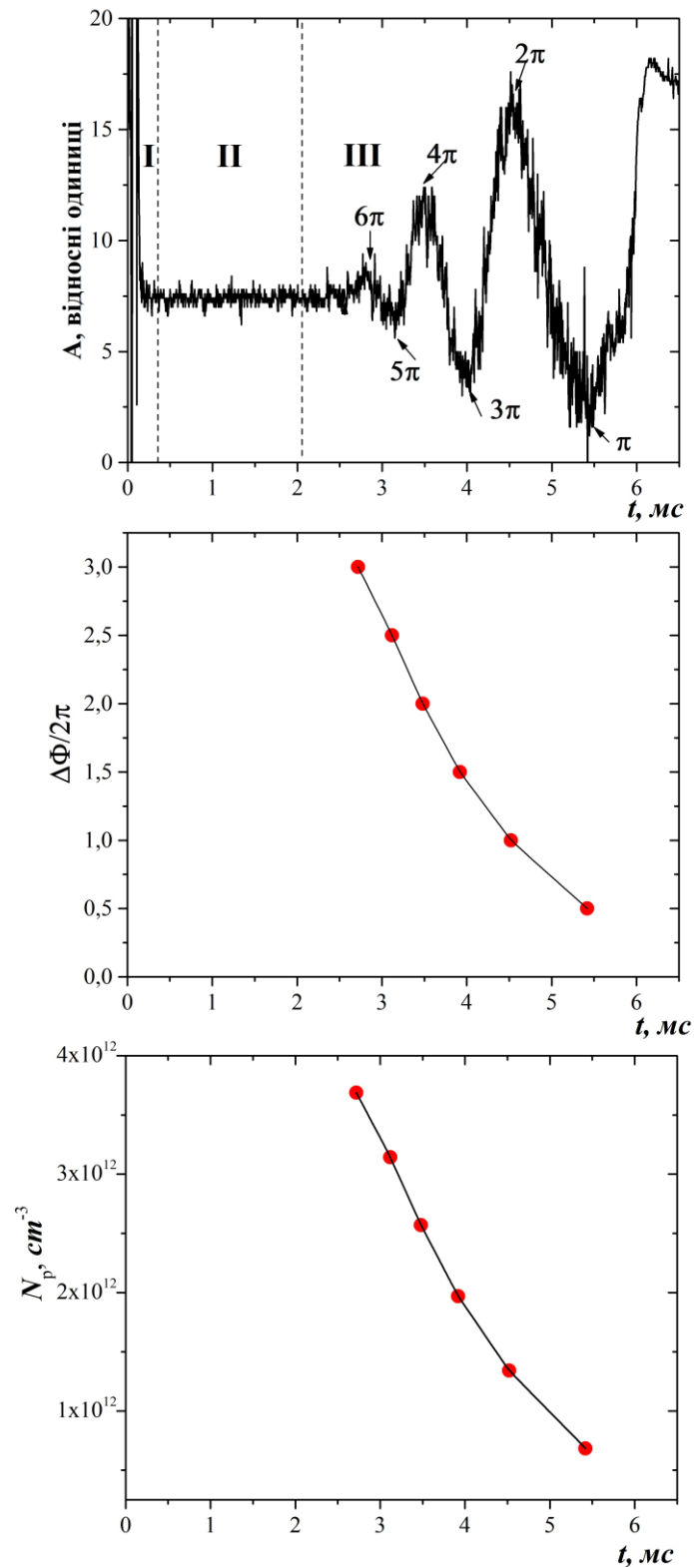


Рис. 4.7 Часова залежність інтерференційного сигналу зареєстрованого протягом розряду в установці МАКЕТ (а), залежність зсуву фази в часі (б), залежності середньої густини плазми в часі (в). I – наростання густини, II – густина вища за критичну, III – спад густини

Як видно з таблиці 4.2, в даному випадку, при даних розрахункових умовах значення похибки може буди до 67,5 %, що в деяких випадках, коли взагалі не можливо виміряти значення густини периферійної плазми, будь яким іншим методом, може бути задовільним. Ці оцінки були зроблені при спрощених припущеннях (розрахунки велися лише для одного мікрохвильового променю). В реальних умовах в рупорну антену потрапляє пучок мікрохвильових променів (наближення геометричної оптики), та у розкриву рупорної антени відбувається інтерференція мікрохвиль, за рахунок цього дана похибка може бути як більшою так і меншою ніж оцінена раніше. Оцінка похибки вимірювань з більшою точністю, з урахуванням всіх особливостей розповсюдження мікрохвиль у плазмі є дуже складною.

На рис. 4.8а представлені осцилограми сигналів при наскрізній інтерферометрії та при похилому зондуванні. Враховуючи кут розкриву (9°) рупорних антени 9, що приймає мікрохвильовий сигнал – кут реєстрації випромінювання даною антеною становить $\phi_1 \approx 60^\circ \pm 9^\circ$. Рівень сигналів, отриманих з детектора 6, при похилому зондуванні, посилювався в 10 разів широкосмуговим підсилювачем. Сигнали реєструвалися цифровим осцилографом, який має пропускну здатність 25 МГц і частоту вибірки 100 мс/с. Коефіцієнт сигнал-шум (SNR) становить 20 дБ. Аналіз осцилограм показує, що при зондуванні крізь центр плазмового утворення (див. рис. 4.8а, крива 1) спостерігається стандартна інтерферометрична картина: при густині плазми менше N_{cr} на осцилограмі присутні фазові зсуви, при $N_{cr} < N_p$ фазовий зсув відсутній, спостерігається відсічка мікрохвильового сигналу (мікрохвиля не проходить крізь плазму).

При зондуванні плазми похилими мікрохвильовими променями, на осцилограмі (див. рис. 4.8а, крива 2) спостерігається схожа картина з описаною вище для зондування крізь центр плазмового утворення, але з деякими суттєвими особливостями: на осцилограмі присутні фазові зсуви при густині плазми більш N_{cr} , а також є проміжок, на якому фазового зсуву немає.

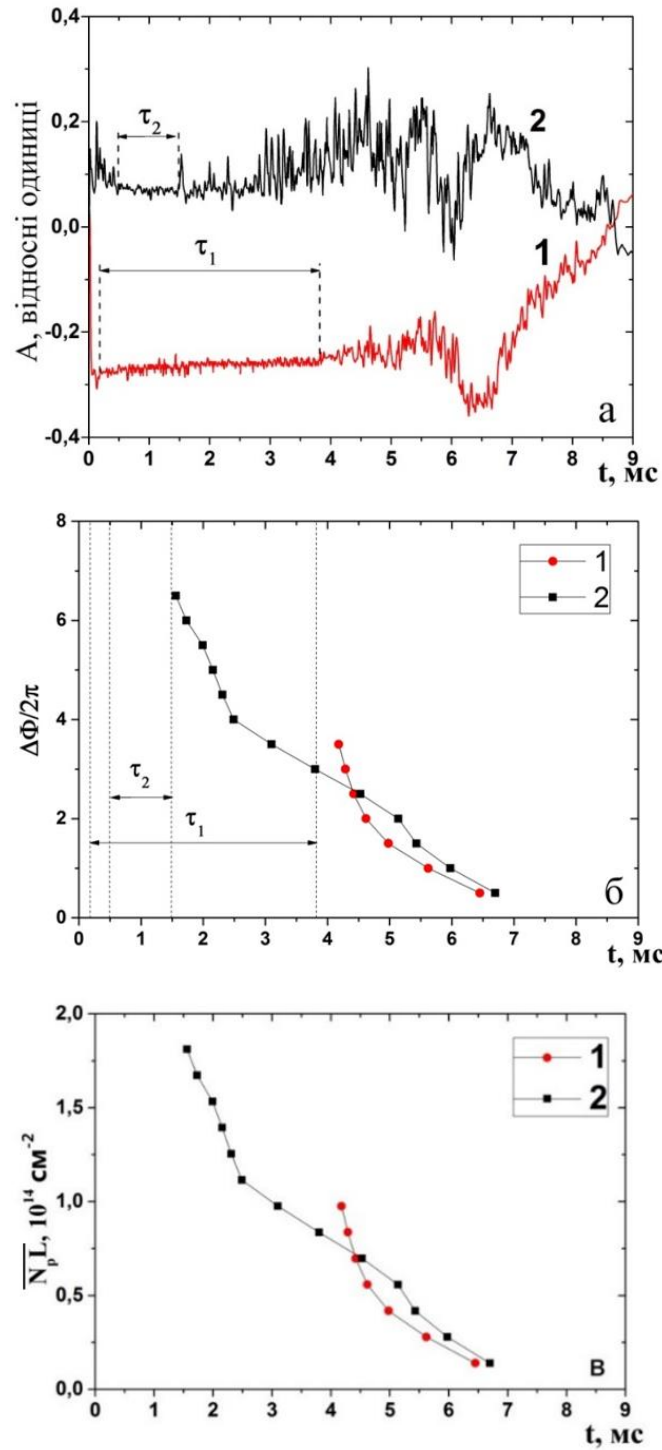


Рис. 4.8 Часова залежність інтерференційного сигналу (а), фазового зсуву (б), добутку $\overline{N_p L}$ (в) від часу. Визначення зсуву фази при: 1 – зондуванні крізь центр плазмового утворення, 2 – похилом зондуванні. τ_1 , τ_2 – час відсутності фазових зсувів відповідно при зондуванні крізь центр плазмового утворення та похилому зондуванні.

($U_0 = 3,8 \text{ кВ}$, $U_m = 1,45 \text{ кВ}$; $P = 2,29 \text{ Па}$, Ar ; $f = 37 \text{ ГГц}$; $N_{cr} = 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$)

Попередні розрахунки показали (див. параграф 4.1), що фазовий зсув може спостерігатися до деякого значення N_{\max} ; мікрохвильові промені, при перевищенні цього значення, за рахунок рефракції у неоднорідній плазмі, не потрапляють у прийомну рупорну антену. При цьому радіус r_{cr} шару з густиною N_{cr} знаходиться у межах 4,5 – 6,5 см (див. табл. 4.1). Проведені в роботі [169] вимірювання N_{cr} методом мікрохвильової рефлектметрії ($f = 37,13$ ГГц) показали, що радіус r_{cr} може досягати значення ≈ 5 см. З урахуванням невизначеності положення шару, що віддзеркалює Δr_{cr} з N_{cr} , оціненого в роботі [169], значення величини r_{cr} буде $\sim 5,25$ см. Таким чином, результати розрахунків r_{cr} задовільно узгоджуються з експериментальними результатами робіт [122, 170]. Також розрахунки показали відсутність фазового зсуву при зондуванні плазми похилими мікрохвильовими променями, що спостерігається безпосередньо у експерименті (див. рис. 4.8а, крива 2).

З осцилограм на рис. 4.8а видно, що момент відсутності фазових зсувів при похилому зондуванні настає пізніше і тривалість його коротша, ніж при зондуванні крізь центр плазмового утворення. У даних експериментах середня різниця між моментом настання відсутності фазових зсувів становить $\approx 0,32$ мс, а тривалість відсутності фазових зсувів ($\tau_1 - \tau_2$) $\approx 2,1$ мс. Середній час відсутності фазових зсувів при зондуванні крізь центр плазмового утворення $\tau_1 = 3,12 \pm 0,21$ мс, а при похилому зондуванні становить $\tau_2 = 1,04 \pm 0,25$ мс.

На рисунку 4.8б представлено залежність зміни фазового зсуву від часу, що отримані в результаті обробки сигналів (див. рис. 4.8а). Як видно з рис. 4.8б спостерігається схожа картина зміни фазового зсуву з розрахунковою (рис. 4.3б), але з деякими суттєвими відмінностями. Можна умовно виділити три проміжки. Перший проміжок – при $N_{cr} < N_p$ фазовий зсув $\Delta\Phi_1$ відсутній при зондуванні крізь центр плазмового утворення (див. рис. 4.8б крива 1) і присутній $\Delta\Phi_2$ при зондуванні плазми похилими мікрохвильовими променями (див. рис. 4.8б крива 2). Другий проміжок – фазові зсуви $\Delta\Phi_2 \leq \Delta\Phi_1$ (див. рис. 4.8б, часовий інтервал \sim

3,8÷4,6 мс). Третій проміжок – фазовий зсув $\Delta\Phi_2 \sim 1,5$ рази більше ніж $\Delta\Phi_1$. На цьому проміжку мікрохвильові промені можуть віддзеркалюються від поверхні протилежної стінки камери та потрапляти до прийомної рупорної антени. Різниця між характером зміни фазового зсуву отриманих розрахунково (див. рис. 4.3б) та експериментально (див. рис. 4.8б) пов'язано з декількома факторами. По-перше, вибрана для розрахунків модельна функція розподілу густини плазми по радіусу може суттєво відрізнятися від реальної яка є в експерименті. При цьому в експерименті можлива зміна функції розподілу від часу, що не бралось до уваги при розрахунках. По-друге, у плазмі завжди існують флуктуації її параметрів.

На відміну від зондування крізь центр плазмового утворення, при похилому зондуванні траєкторія мікрохвильового променя в плазмі, відповідно, величина L може істотно змінюватися. Тому для аналізу залежність густини плазми від часу представимо густину плазми у вигляді добутку $\overline{N_p L}$ (див. рис. 4.8в). З аналізу рис. 4.8в видно, що при $N_{cr} < N_p$ ($t \leq 3,8$ мс) похиле зондування плазми (див. рис. 4.8в, крива 1) дає значення густини плазми в периферійній області плазми, коли визначення середньої густини плазми у разі зондування крізь центр плазмового утворення неможливе. При зменшенні густини плазми $N_{cr} > N_p$ ($t > 3,8$ мс) вимірювана величина $\overline{N_p L}$ при похилому зондуванні (див. рис. 4.8в, крива 1) вище чим для зондування скрізь центр плазми (див. рис. 4.8в, крива 2). Це може бути пов'язано з відмінністю величини L при нормальному зондуванні плазми і похилому. Отже за допомогою похилого зондування при прийомі мікрохвильового сигналу під кутом 60° можна визначити часову залежність добутку $\overline{N_p L}$ в часовому інтервалі від 2 до 4 мс (див. рис. 4.8а крива 2).

На рис. 4.9 показана залежність зміни добутку $\overline{N_p L}$ при похилому зондуванні на частоті 36 ГГц. Це в свою чергу суттєво впливає на розподіл електромагнітного поля на розкритті рупорної антени (див. рис 3.6, 3.7). Також, на відміну від попереднього експерименту (при 37 ГГц), тиск в розрядній камері було

встановлено на рівні 3,43 Па (було 2,29 Па). З рис. 4.9 видно, що зі збільшенням тиску з 2,29 Па до 3,43 Па, добуток $\overline{N_p L}$ при похилому зондуванні (див рис. 4.9), у порівнянні з добутком $\overline{N_p L}$, (див. рис. 4.8в), зменшився. Також з рис. 4.8 та 4.9 видно що з ростом тиску зменшилась тривалість відсічки для обох типів зондування.

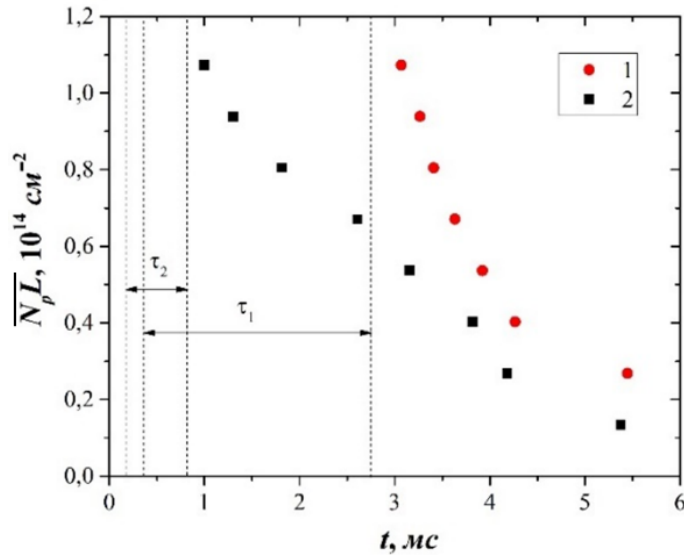


Рис. 4.9 Залежність зміни добутку $\overline{N_p L}$ (в) від часу. 1 – зондування крізь центр плазмового утворення, 2 – похиле зондування (60°)

$$(U_0 = 3,7 \text{ кВ}; U_m = 1,4 \text{ кВ}; p = 3,43 \text{ Па, Ar}; f = 36 \text{ ГГц}; N_{cr} = 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3})$$

Для оцінки середньої густини плазми (див рис 4.8в) прийемо, що при зондування скрізь центр плазми величина $L = L_1$ не змінюється від часу та дорівнює $L_1 = 20$ см. У випадку похилого зондування величина $L = L_2$ може неперервно змінюватися від часу за рахунок зміни функції розподілу вздовж радіуса та густини плазми, але для оцінок прийемо її значення за сталу на двох часових проміжках: при $N_{cr} < N_p$ ($t \leq 3,8$ мс) $L_2 \approx 10$ см, тобто $2L_2 \approx L_1$, а при густині плазми $N_{cr} > N_{max}$ ($t > 3,8$ мс) $L_2 \approx 30$ см ($L_2 \approx 1,5L_1$). Результати розрахунків представлені на рис. 4.10. Як видно з рис. 4.10, в обох випадках (зондування скрізь центр плазми та похиле) при густині плазми $N_{cr} > N_{max}$, оцінки дають близьке значення середньої густини плазми, що задовільно узгоджуються з припущенням

віддзеркалення мікрохвильових променів від протилежної поверхні (тобто мікрохвильові промені проходять плазму двічі). У випадку $N_{cr} < N_{max}$ похиле зондування безпосередньо дає змогу оцінити середню густину плазми в периферійних шарах (див. рис. 4.10, крива 2).

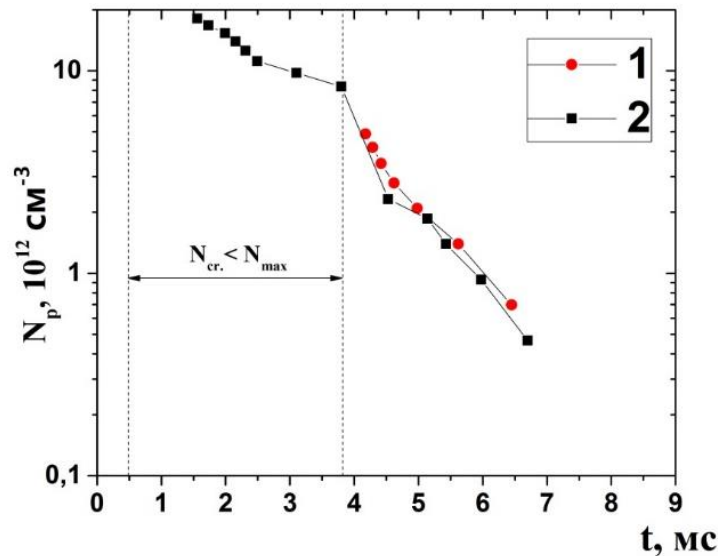


Рис. 4.10 Залежність середньої густини плазми від часу. 1 – зондуванні крізь центр плазмового утворення, 2 – похиле зондування

Були проведені експерименти по вимірюванню зсуву фази мікрохвиль при похилому зондуванні (на основі рефракції мікрохвиль), у випадку прийому розсіяного сигналу під кутом 120° . На рис. 4.11 представлена схема мікрохвильової вимірювальної системи.

Вимірювалася густина плазми виконували за допомогою інтерферометра при зондуванні поперек плазмового стовпа (див. рис. 4.11, рупорні антени 11, 12). Вимірювання густини плазми в перетині відмінному від нормального проводилося при похилому зондуванні, прийомна рупорна антена була зміщена на кут $\sim 120^\circ$ (див. рис. 4.11, рупорні антени 11, 13) по відношенню до осі випромінюючої антени.

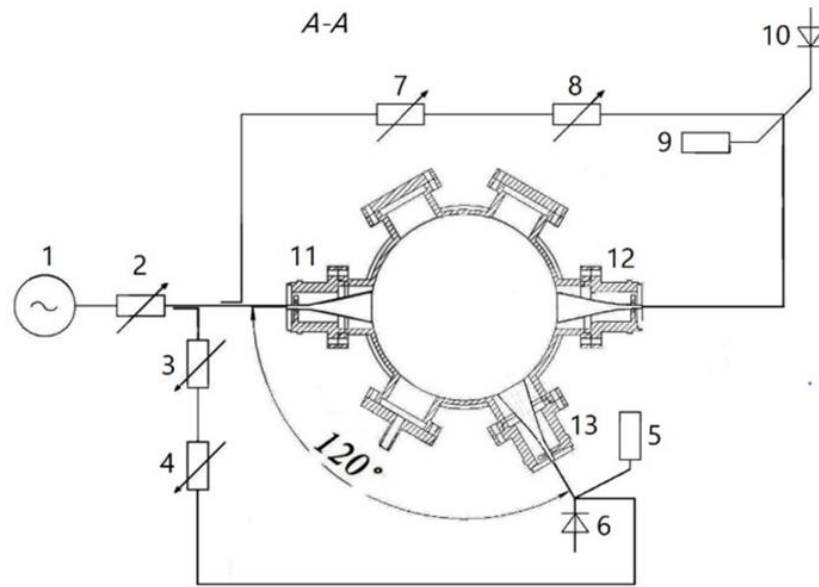


Рис. 4.11 Схематичне зображення виміральної системи для наскрізного і похилого зондування (приймальні антени зміщені під кутом 120°). 1 – генератор; 2, 3, 7 – атенюатори; 4, 8 – фазообертачі; 5, 9 – навантажувачі; 6, 10 – фазові детектори; 11, 12, 13 – фіксовані у просторі рупорні антени.

Осцилограми сигналів при похилому зондуванні у випадку коли вісь приймальної антенна зміщена по азимуту на 120° щодо випромінюючої, показані на рис 4.12а.

З рис. 4.12а видно, що зсув фази хвилі, що прийнята антеною 13 (див. рис. 4.11), близький до зсуву фази хвилі, що проходить крізь центр плазми. Як і в описаному вище випадку для похилого зондування, при прийомі сигналу під кутом 60° , вимірювання зсуву фази для похилого зондування під кутом 120° можна здійснити, навіть якщо наскрізне зондування неможливе. Отже, в даному випадку, похиле зондування, при прийомі сигналу під кутом 120° , дає змогу визначити зсув фази (див. рис. 4.12б) та добуток $\overline{N_p L}$ (див. рис. 4.12в) при густині плазми вище критичної густини N_{cr} . Як видно з рис. 4.12в, починаючи з 2,5 мс, значення $\overline{N_p L}$, виміряне при наскрізному та похилому зондуванні дещо відрізняється. Це пов'язано з тим, що довжина оптичного шляху для мікрохвильових променів при похилому зондуванні та наскрізному зондуванні є різною.

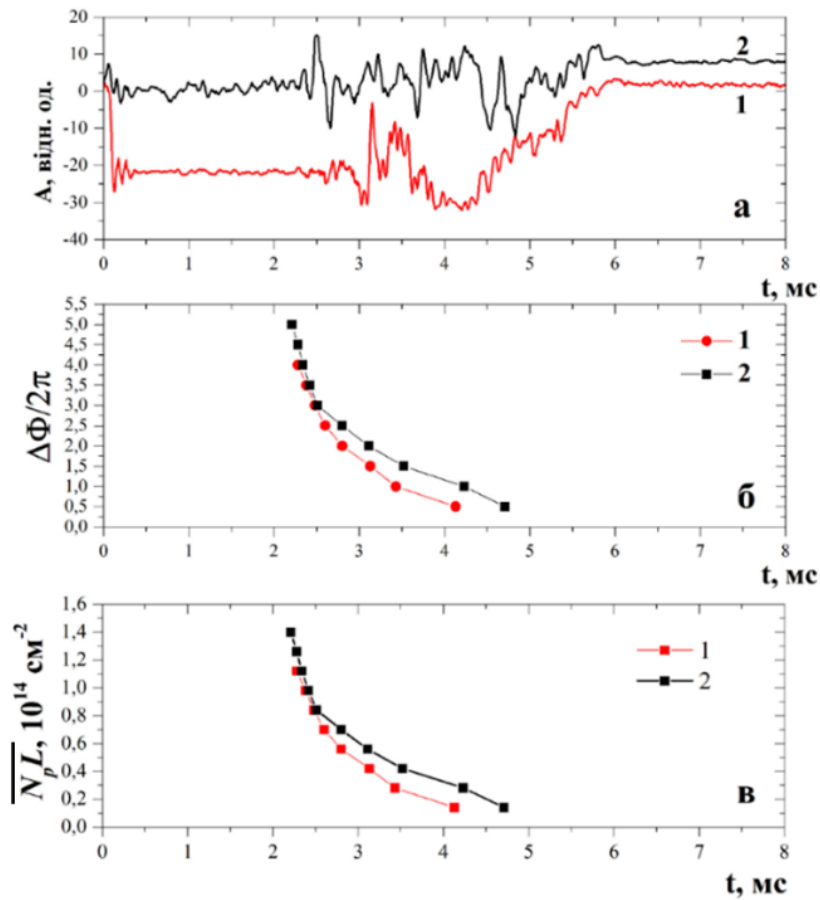


Рис. 4.12 Часова залежність інтерференційних сигналів (а), фазового зсуву (б) та добутку $\overline{N_p L}$ (в) від часу. 1 – зондування крізь центр плазмового утворення, 2 – похиле зондування (120°).

Рис. 4.13 ($U_0 = 3,8$ кВ, $U_m = 1,4$ кВ; $p = 3,85$ Па, Ar; $f = 36$ ГГц; $N_{cr} = 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$;) Оскільки L залежить не тільки від густини, але й від профілю плазми, тому можна припустити, що профіль густини плазми також змінюється з часом. Як було показано раніше у розділі 3.1, під час початкового періоду розпаду плазми, основним механізмом втрати частинок є рекомбінація, а на більш пізній стадії – дифузія частинок у магнітному полі. Відповідно, це може призвести до зміни профілю густини плазми.

На рис. 4.13 показана залежність зміни добутку $\overline{N_p L}$ при похилому зондуванні (120°) для тиску $p=3,74$ Па (див. рис 4.13а) та $p=1,35$ Па (див. рис 4.13б).

З рисунка 4.13 видно, що зі зменшенням тиску з 3,74 Па до 1,35 Па, добуток $\overline{N_p L}$, для обох типів зондування збільшився. Також з рис. 4.13а та 4.13б видно, що зі зменшенням тиску збільшилась тривалість відсічки при обох типах зондування.

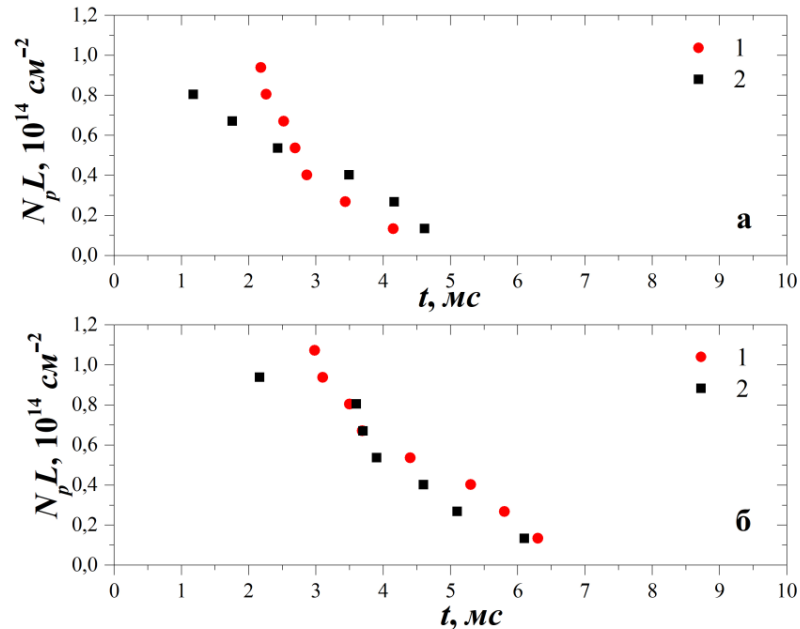


Рис. 4.14 Залежність середньої густини плазми від часу. 1 зондування крізь центр плазмового утворення, 2 – похиле зондування (120°), де

а – $p=3,74$ Па, б – $p=1,35$ Па, Ar

($U_0 = 3,8$ кВ; $U_m = 1,4$ кВ; $f = 36$ ГГц; $N_{cr} = 1,7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$)

Рис. 4.15

Висновки до розділу 4

Було запропоновано і перевірено можливість використання периферійної частини випромінювання рупора (мікрохвильових промені, що виходять з розкриву рупора похило до поверхні плазми, що досліджується) направлено похило до поверхні плазми, для визначення середньої густини в периферійних шарах плазми. Для цього було проведено розрахунки фази мікрохвильових променів в неоднорідній плазмі при наскрізному зондуванні (крізь вісь плазмового циліндра) і при похилому зондуванні (на основі мікрохвильових променів, що падають похило на поверхню плазми) та відповідні експерименти. Початкові умови поставленої задачі брались згідно геометрії установки МАКЕТ, положення

і розміри рупорних антен, типових параметрів плазми, що утворюються в установці.

Результати розрахунків показали, принципову можливість використання похилого зондування для визначення середньої густини в периферійних шарах плазми. Так у випадку зондування плазми похилими мікрохвильовими променями, при прийомі мікрохвиль під кутами $60^\circ \pm 9^\circ$ та $120^\circ \pm 9^\circ$ фазовий зсув спостерігається як при $N_{cr} > N_{max}$, так і при $N_{cr} < N_{max}$. Це говорить про те, що, використовуючи рефракцію мікрохвиль при похилому зондуванні, є можливість реєструвати фазові зсуви, навіть у випадку, якщо густина плазми вище критичного значення і наскрізна інтерферометрія неможлива. При цьому у випадку $N_{cr} < N_{max}$ фазовий зсув спостерігається до деякого значення N_{max} .

Розраховано радіус критичного шару плазми r_{cr} з густиною рівній N_{cr} , коли за рахунок рефракції та віддзеркалення від нього, частина або всі мікрохвильові промені потрапляють у прийомну антену під кутом 60° . При параболічному профілі густини r_{cr} належить до проміжку між 5,2 до 6,3 см. Розрахунки r_{cr} показують, що при інших функціях розподілу вздовж радіуса значення r_{cr} знаходяться в межах 4,5 – 6,5 см.

Експерименти по дослідженню плазми при похилому зондуванні (прийом сигналу під кутами 60° та 120°) показали, що використання похилого зондування, дозволяє вимірювати густину плазми у периферійних її шарах при неможливості наскрізного зондування плазмового утворення. Так, при $N_{cr} < N_p$ фазовий зсув $\Delta\Phi_1$ відсутній при зондуванні крізь центр плазмового утворення і фазовий зсув $\Delta\Phi_2$ присутній при зондуванні плазми похилими мікрохвильовими променям. Експериментально виміряно середній час відсутності фазових зсувів при зондуванні крізь центр плазмового утворення $\tau_1 = 3,12 \pm 0,21$ мс та при похилому зондуванні, який становить $\tau_2 = 1,04 \pm 0,25$ мс.

Визначено залежність добутку $\overline{N_p L}$ від часу, а також оцінена величина середньої густини плазми при зондуванні крізь центр плазми та похилому зондуванні. Проведені дослідження продемонстрували можливість використання методу визначення зсуву фази мікрохвиль при похилому зондуванні для діагностики периферійної плазми. Результати досліджень даного розділу наведено в публікаціях здобувача: [129-131], [162-166].

РОЗДІЛ 5

ВИЯВЛЕННЯ АЗИМУТАЛЬНИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ ГУСТИНИ ПЛАЗМИ, ЩО ОБЕРТАЄТЬСЯ, ЗА ДОПОМОГОЮ РЕФРАКЦІЇ МІКРОХВИЛЬ

Плазма в схрещених $E \times B$ полях представляє інтерес для широкого спектру фізичних та прикладних задач, що стосуються лабораторної, термоядерної та космічної плазми [117, 119, 120-122, 147-153, 156, 169, 173-175]. Однією з особливостей такої плазми є її обертання. За певних умов у плазмі, що обертається можуть розвиватися різні типи нестійкостей [176-180]. Для визначення азимутальних неоднорідностей плазми низької густини ($N_p < 10^{13} \text{ см}^{-3}$) зазвичай використовують зондові методи [178]. Для діагностики густої плазми ($N_p \geq 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$) використовують мікрохвильові методи, які отримали широке розповсюдження завдяки безконтактності та відсутності температурних обмежень [7, 31]. Серед них використовуються методи, основані на аналізі віддзеркаленого мікрохвильового випромінювання від плазмового шару з критичною густиною N_{cr} [67, 171, 181-185]. До даних методів відносяться методи рефлектметрії плазми [7, 31, 181], включаючи кореляційну рефлектметрію [63, 182, 183], в тому числі, пологодальну кореляційну рефлектметрію [184], доплерівську кореляційну рефлектметрію [63-68, 171, 180]. Аналізуючи мікрохвильові сигнали, віддзеркалені від плазми, можна отримати інформацію про азимутальні неоднорідності густини плазми. Наприклад, наявність жолобків та їх швидкість обертання в плазмі визначали в [186].

Як показано в розділі 3 та 4, рефракція мікрохвиль може бути застосована для діагностики плазми у випадку фіксованих рупорів. Також, аналізуючи розсіяні мікрохвильові сигнали було виявлено коливання амплітуди розсіяного сигналу, що може свідчити про наявність азимутальних неоднорідностей густини плазми. Таким чином, метод оснований на рефракції, може бути використаний для діагностики азимутальних неоднорідностей плазми, що обертається.

Зважаючи на сказане вище, для визначення азимутальних неоднорідностей плазми, що обертається, було запропоновано метод, який базується на аналізі віддзеркалених мікрохвильових сигналів при нормальному та похилому зондуванні. Взаємозв'язок між віддзеркаленими сигналами запропоновано аналізувати за допомогою спектрального та кореляційного аналізу. Похиле зондування здійснюється завдяки периферійної частини випромінювання рупора (мікрохвильових промені, що виходять з розкриву рупора похило до поверхні плазми, що досліджується) направлено похило до поверхні плазми. Результати, представлені у цьому розділі, були опубліковані в наступних статтях та матеріалах наукових конференцій [187-189].

5.1 Визначення кутової частоти обертання за допомогою мікрохвиль

При тестуванні нових методів мікрохвильової рефлектометрії та ін. методів, розробляють спеціальні експериментальні стенди на основі механічної моделі, наприклад у [67, 182-184]. Використання експериментального стенду дозволяє перевірити основні принципи методу в контрольованих умовах, відпрацювати процедуру вимірювання та обробки даних. Так у [182] за допомогою експериментального стенду на основі механічної моделі було відпрацьовано метод визначення кутової частоти циліндра з жолобками під час похилого зондування. У випадку жолобків на обертовій поверхні у роботі [183] описаний метод визначення кількості жолобків та кута азимутального зміщення жолобків. Методи описані у [182, 183] ґрунтуються на тому, що хвиля, віддзеркалена від поверхні з жолобками, змінює свої властивості, іншими словами, вона модулюється поверхнею обертання. У цьому випадку частота модуляції пов'язана з частотою обертання.

Експериментальна перевірка та відпрацювання методу визначення азимутальних неоднорідностей виконано на механічній моделі, яка імітує азимутальні неоднорідності шару плазми з критичною густиною, що обертається.

Механічна модель представляє собою циліндр, що обертається. Неоднорідності плазми імітуються поверхнею циліндра.

Метод визначення кутової частоти та неоднорідностей, заснований на спектральному та кореляційному аналізі мікрохвильових сигналів, віддзеркалених від поверхні циліндра під час нормального та похилого зондування. Схема експериментального стенду показана на рис. 5.1. Принцип роботи схеми полягає в наступному. Генератор 1 (Г4-115) генерує мікрохвильові промені з частотою 36 ГГц, які поширюються у прямокутному хвилеводі ($a = 3$ мм і $b = 7$ мм). Основною модою для мікрохвилі на заданій частоті та прямокутного хвилеводу є мода TE_{01} . Рупорна антена 4 (див. рис. 5.1) розташована так, що вісь антени перетинає під прямим кутом вісь досліджуваного тіла, що обертається. Ця рупорна антена виступає в ролі як випромінювача, так і приймача мікрохвильового сигналу. Мікрохвилі, що випромінюються антеною 4, зондують досліджуваний об'єкт 7 (див. рис. 5.1). Частина мікрохвиль віддзеркалюється назад, а частина внаслідок похилого падіння віддзеркалюється в напрямок до рупорної антени 5, вісь якої зміщена по азимуту на 60° відносно осі випромінюючої антени. Віддзеркалене від об'єкта мікрохвильове випромінювання детектується діодами 2 та 3. Вихідний сигнал з детектора 3 підсилювався в 20 разів за допомогою широкосмугового підсилювача. Сигнал від детектора 2 не підсилювався. В якості детектора амплітуди використовували напівпровідниковий мікрохвильовий діод. Параметри генератора Г4 – 115 наступні: потужність до 20 мВт, діапазони частоти: 25.8-30.15, 30.15-35, 35-37,5 ГГц. Похибка налаштування частоти не перевищує 0,1%. Параметри антени були наступними: розмір сторони $a = 27$ мм (напрямок поля E) і сторони $b = 35$ мм (напрямок H поля), висота антени – 40 мм, кут розкриву з боку E -поля $12,5^\circ$. Циліндр 7 обертався за допомогою електродвигуна 6 (див. рис. 5.1). Кутова частота обертання циліндра була визначена експериментально і склала $268,5 \pm 0,5$ рад/с ($f \approx 43$ Гц, 2580 об/хв).

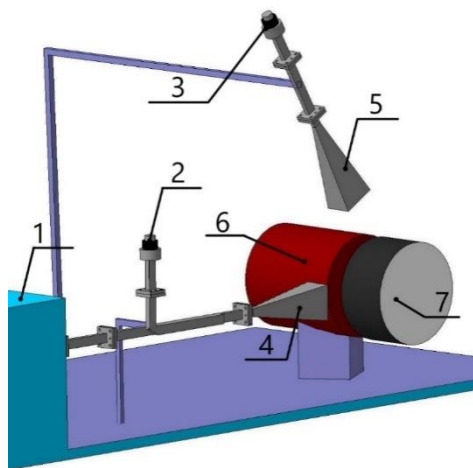


Рис. 5.1 – Схема експериментального стану. 1 – мікрохвильовий генератор типу Г4-115; 3 – мікрохвильовий детектор; 4 – рупорна антена, що випромінює і приймає мікрохвилі одночасно, 5 – приймальна рупорна антена; 6 – електродвигун, 7 – циліндр, що досліджується

На бічній поверхні циліндра був нанесений металевий шар товщиною 0,12 мм, який віддзеркалює мікрохвильове випромінювання. Поверхня циліндру була виконана в декількох варіантах.

У першому варіанті – поверхня циліндра мала рельєф, а висота неоднорідностей на поверхні не перевищувала декількох міліметрів. Мінімальна відстань від перетину розкриву антен до поверхні циліндра, що віддзеркалює мікрохвилі, становила $\approx 5,5$ -6 см.

У другому варіанті (рис. 5.2), уздовж бічної поверхні циліндра, були три жолобка (див. рис. 5.3, а). Форма жолобків була близькою до форми рівнобедреної трапеції. Геометричні розміри жолобків та їх кутове розташування на циліндрі представлені в таблиці 5.1.

У третьому варіанті вісь циліндра була зміщена відносно осі обертання валу двигуна на 20 мм (див. рис. 5.3, б). Розміри циліндра в цьому випадку: діаметр 11,5 см висота 3,8 см. Мінімальна та максимальна відстань від площини розкриву антен до поверхні циліндра, що віддзеркалює, у цьому випадку, склала, відповідно, 2,5

см та 7 см. Це дало можливість моделювати випадок радіального та азимутального зміщення шару циліндра, що обертається.

Таблиця 5.1

Геометричні розміри циліндрів з жолобками

№	$a_1 \approx a_2 \approx a_3$	$b_1 \approx b_2 \approx b_3$	$h_1 \approx h_2 \approx h_3$	$\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx \alpha_3$	$\beta_1 \approx \beta_2 \approx \beta_3$	$\gamma_1 \approx \gamma_2 \approx \gamma_3$
1	1	1,5	1	$120^\circ \pm 3^\circ$	$20^\circ \pm 3^\circ$	$100^\circ \pm 3^\circ$
2	2	2,9	1	$120^\circ \pm 3^\circ$	$40^\circ \pm 3^\circ$	$80^\circ \pm 3^\circ$
3	4	3	1	$120^\circ \pm 3^\circ$	$60^\circ \pm 3^\circ$	$60^\circ \pm 3^\circ$

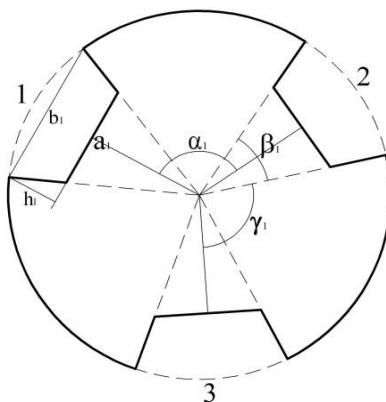
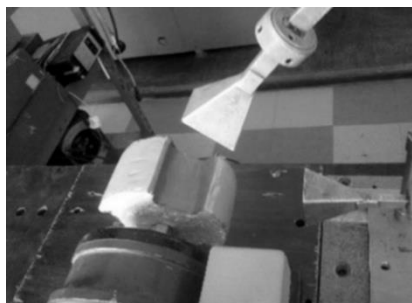


Рис. 5.2 Геометричні розміри циліндра з 3-ма жолобками, a і b – основи трапецій, h – висота трапеції, α – кут між серединами основ двох трапецій, β – кут між бічними сторонами трапеції, γ – кут між стороною та серединою основи двох трапецій. 1,2,3 – кількість жолобків



а



б

5.3 Фото циліндру з жолобками (а) та циліндру зі зміщеною віссю (б)

Для проведення спектрального і кореляційного аналізу віддзеркалених мікрохвильових сигналів використовували наступні функції: функція авто- та крос- кореляції (АКФ та ККФ), функція когерентності, функція спектральної густини [190, 191]. Кореляційну (коваріаційну) функцію стаціонарних випадкових процесів для довільних фіксованих t і τ_k визначають як:

$$R_{AA}(\tau_k) = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-1} A(t)A(t + \tau_k), \quad (5.1)$$

$$R_{12}(\tau_k) = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-1} A_1(t)A_2(t + \tau_k), \quad (5.2)$$

Величини $R_{AA}(\tau_k)$ є функцією авто-кореляції $A(t)$, тоді як $R_{12}(\tau_k)$ функцією крос-кореляції між $A_1(t)$ та $A_2(t)$. N – кількість точок в реалізації сигналу, τ_k – часовий крок, $A(t)$ – амплітуда прийнятих сигналів (A_1 або A_2). Коефіцієнти Фур'є для кожного відрізка визначаються як [190]:

$$X_i(f_k) = \Delta t \sum_{n=0}^{N-1} x_{in} \exp \left[\frac{-j2\pi kn}{N} \right], \quad (5.3)$$

$$Y_i(f_k) = \Delta t \sum_{n=0}^{N-1} y_{in} \exp \left[\frac{-j2\pi kn}{N} \right], \quad (5.4)$$

де $f_k = k/T = k/N\Delta t$, $k = 0, 1, \dots, N-1$. Спектральна густина з використанням вікна Ханна визначається як [190]:

$$X_i(f_k) = \Delta t \sqrt{\frac{8}{3}} \sum_{n=0}^{N-1} x_{in} \left(1 - \cos^2 \frac{\pi n}{N} \right) \exp \left[\frac{-j2\pi kn}{N} \right], \quad (5.5)$$

$$Y_i(f_k) = \Delta t \sqrt{\frac{8}{3}} \sum_{n=0}^{N-1} y_{in} \left(1 - \cos^2 \frac{\pi n}{N} \right) \exp \left[\frac{-j2\pi kn}{N} \right], \quad (5.6)$$

де $f_k = k/T = k/N\Delta t$, $k = 0, 1, \dots, N/2$. Одностороння функція взаємної спектральної густини [185]:

$$G_{xy}(f_k) = \frac{2}{N\Delta t} [X^*(f_k)Y(f_k)]. \quad (5.7)$$

Квадрат когерентності [190]:

$$\gamma_{xy}^2(f) = \frac{|G_{xy}(f)|^2}{G_x(f)G_y(f)} \leq 1. \quad (5.8)$$

На рис. 5.4 [187] показані осцилограми віддзеркаленого модульованого мікрохвильового сигналу від нерухомого циліндра з рельєфом, прийнятого

антенами 4 і 5, тобто з прямим і похилим зондуванням відповідно. З рис. 5.4 видно, що максимуми сигналу не мають зсувів і не змінюють свого значення з часом.

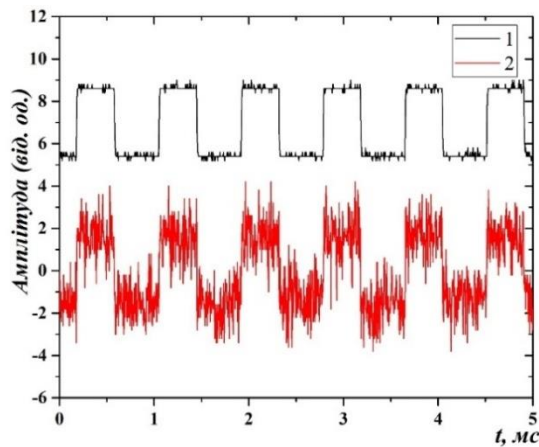


Рис. 5.4 Віддзеркалений сигнал від циліндра (при вимкненому електродвигуні), що прийнятий випромінюючою антеною (4), та приймальною антеною (5), яка зміщена по азимуту під кутом 60° відносно антени (1)

На рис. 5.5 (а, б) показані осцилограми мікрохвильових сигналів, віддзеркалених від поверхні з рельєфом при нормальному та похилому зондуванні, у випадку, коли генератор (Г4 - 115) був переведений на постійну генерацію, а циліндр обертався, $f = 36$ ГГц.

Коефіцієнт співвідношення сигнал-шум, при нормальному зондуванні, значно більший ніж для сигналу, зареєстрованого під кутом 60° , тобто похилому зондуванні. Порівнюючи рис. 5.5а та рис. 5.5б, видно, що після зміни напрямку обертання циліндра, сигнал змінив послідовність своїх максимумів на протилежну. Таким чином, зміна послідовності максимумів сигналу на протилежну, може вказувати на зміну напрямку обертання об'єкта дослідження при незмінній його формі. Також варто зазначити, що форма сигналів на рис. 5.5а та 5.5б практично однакова. Графічне зображення функцій автокореляції сигналів (рис. 5.5а) показано на рис. 5.6. Спектральний та кореляційний аналіз показав, що рівень когерентності сигналу вище 0,8.

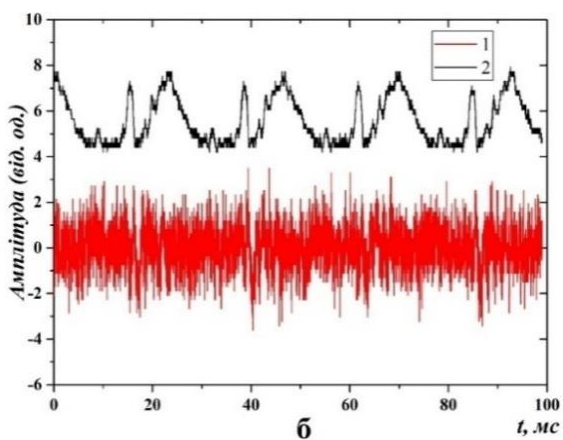
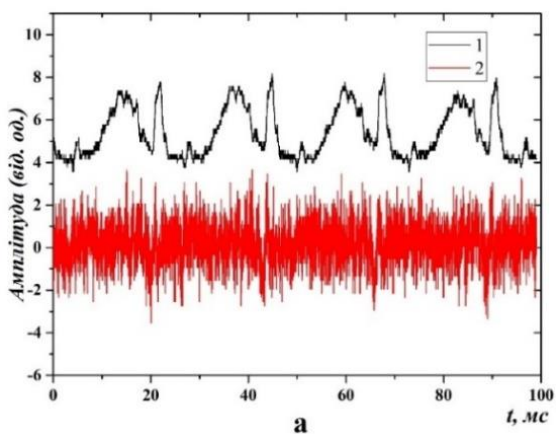


Рис. 5.5 Осцилограми сигналів, віддзеркалених від циліндра з рельєфом, що обертається (а) при зворотному обертанні (б):

1 – віддзеркалення при нормальному падінні; 2 – віддзеркалення під кутом (60°)

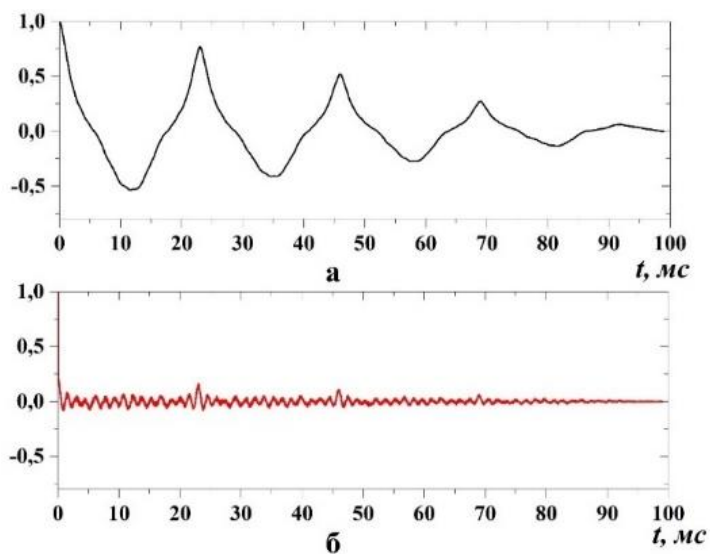


Рис. 5.6. Функція автокореляції для віддзеркалених сигналів (див. рис. 5.5а), а – зворотне віддзеркалення; б – віддзеркалення під кутом (60°)

У другому випадку рис. 5.7 (а, б, с) були використані циліндри з 3 жолобками (див. таблицю 5.1). На осцилограмах спостерігаються періодичні зміни амплітуди для всіх сигналів. Форма та амплітуда мікрохвильових сигналів, що приймаються антеною 5, істотно залежать від наявності або відсутності жолобків на поверхні циліндра та їх геометричних розмірів. З рис. 5.7 видно, що зі збільшенням розмірів жолобків, збільшується різниця між значенням мінімуму і максимуму віддзеркаленого сигналу на кут 60° , а для віддзеркалення при нормальному падінні значних змін амплітуди віддзеркаленого сигналу, у порівнянні з похилим зондуванням, не спостерігається.

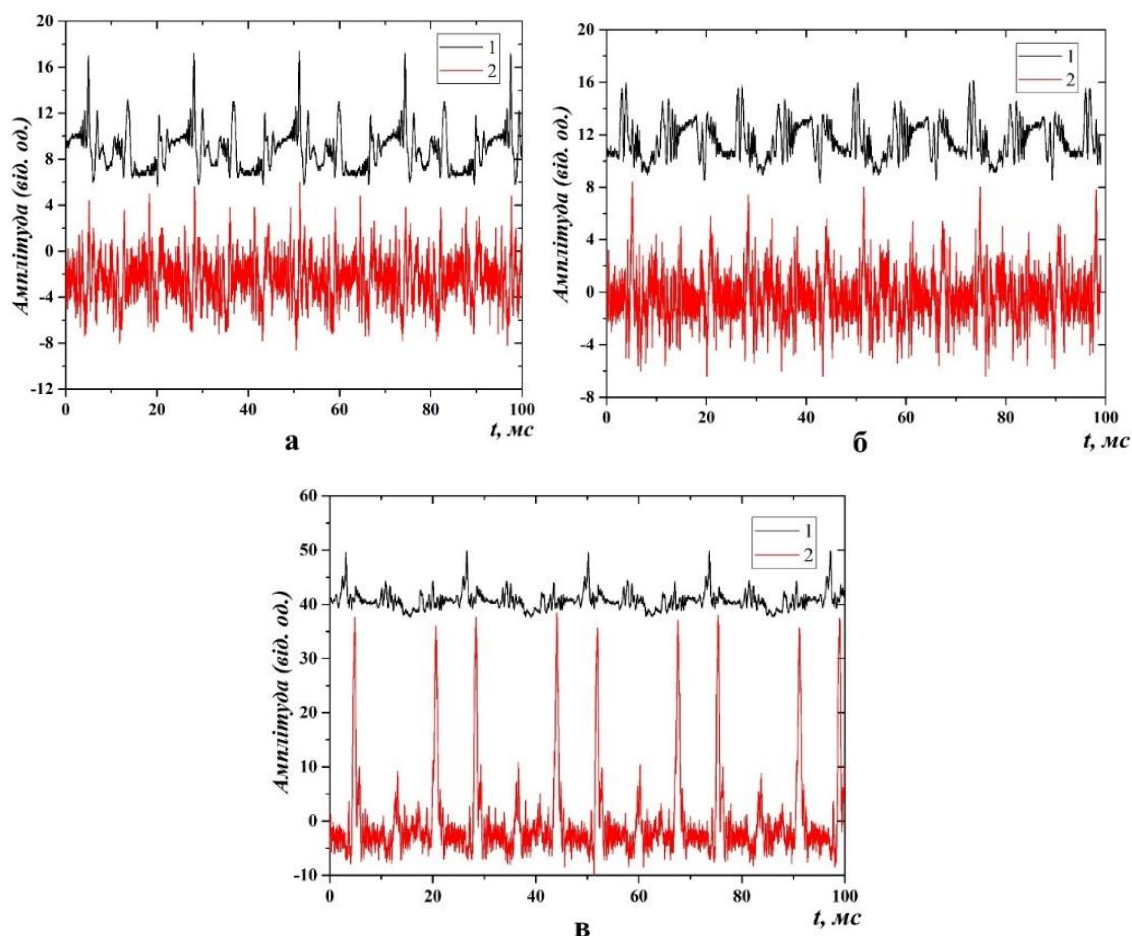


Рис. 5.7 Осцилограми сигналів, віддзеркалених від циліндра з 3 жолобками для трьох випадків, показаних у таблиці 1: № 1 – (а); № 2 – (б); № 3 – (в).

1 – зворотне віддзеркалення; 2 – віддзеркалення під кутом (60°)

Відповідно, з отриманих осцилограм, можна зробити висновок, що похиле зондування більш чутливе до змін форми об'єкта, що досліджується, ніж звичайне зондування. Функція автокореляції для випадку рис. 5.7в показана на рис. 5.8. Функція крос-кореляції між сигналами для випадку 5.7в показана на рис. 5.9. Осцилограми віддзеркалених сигналів від циліндра зі зміщеною віссю відносно осі електродвигуна показані на рис. 5.10. На рисунку видно, що форма та амплітуда прийнятих сигналів істотно відрізняються від осцилограм отриманих для циліндра з неоднорідностями та жолобками (див. рис. 5.7). На рис. 5.10 спостерігається чергування мінімумів та максимумів. Це пов'язано з тим, що в залежності від віддалення поверхні циліндра до прийомних антен, амплітуда мікрохвиль зростає або спадає. Тому, період чергування мінімумів та максимумів пов'язаний з частотою обертання. Щоб визначити цей період з більшою точністю, була розрахована АКФ (див. рис. 5.11).

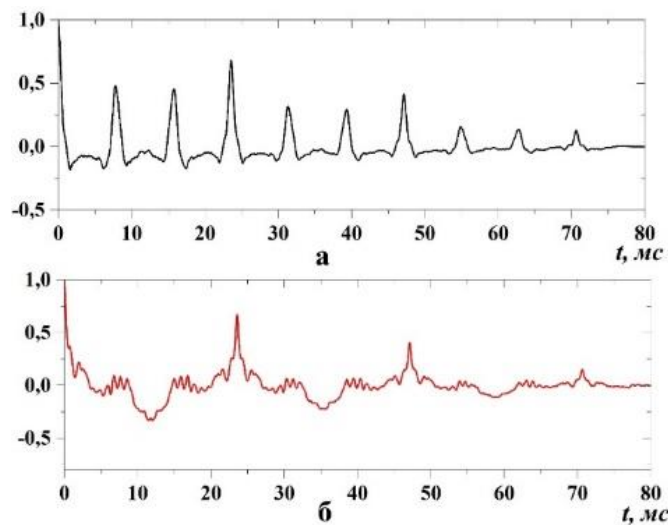


Рис. 5.8 Автокореляційна функція для віддзеркалених сигналів (рис. 5.7в) для циліндра з 3-ма жолобками (таблиця 4.1, № 3), де а – зворотне віддзеркалення; б – віддзеркалення під кутом (60°)

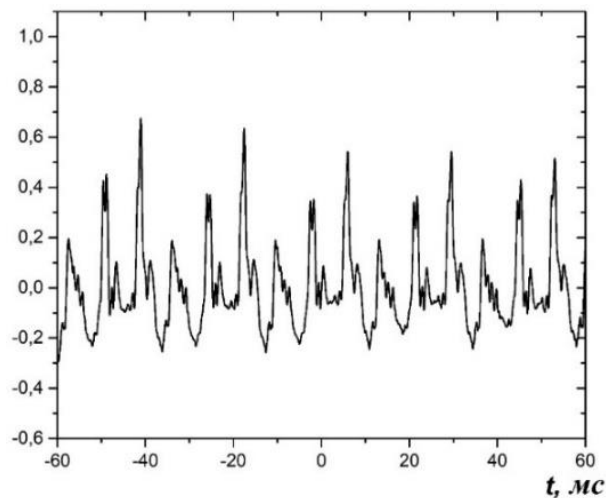


Рис. 5.9 Функція крос-кореляції між двома віддзеркаленими сигналами, які показані на рис. 5.7в

Кутову частоту обертання циліндра визначали аналізуючи АКФ та ККФ. Кутова частота обертання циліндра визначалася із співвідношення [187-189]:

$$\omega = \Delta \varphi / \Delta \tau, \text{ рад/с} \quad (5.9)$$

де $\Delta \varphi$ кутова відстань між точками прийому відбитої хвилі (в разі використання АКФ $\Delta \varphi = 2\pi$), $\Delta \tau$ – часовий зсув між максимумами ККФ або період АКФ ($T = \Delta \tau$). Для обчислення кутової частоти поверхні циліндра з рельєфом (див. рис. 5.5а) було використано значення періоду АКФ. У цьому випадку отримане значення кутової частоти становило 272 рад/с (що на + 1,3% вище справжнього значення).

Для розрахунку частоти кутового обертання, у випадку використання ККФ, потрібно досить точно знати значення $\Delta \varphi$. При похилому падінні мікрохвиль, у випадку багаторазових віддзеркалень, визначення точного значення $\Delta \varphi$ для ККФ ускладнене. Так при знаходженні кутової частоти по ККФ віддзеркалених сигналів, у першому наближенні, кутову відстань між точками прийому, $\Delta \varphi$ можна прийняти рівною куту між осями антен 4 і 5 (60°).

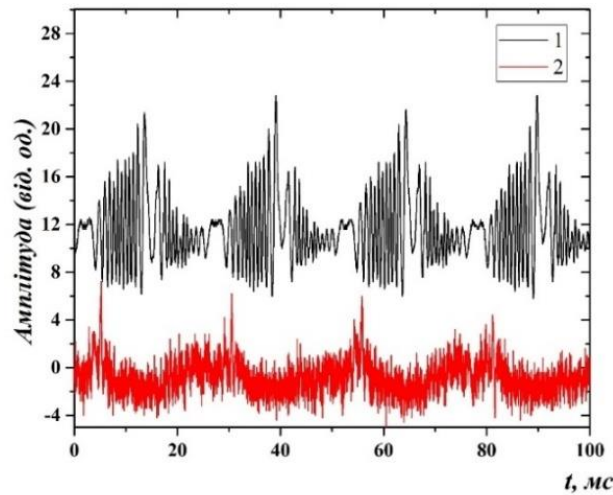


Рис. 5. 10 Осцилограми віддзеркалених сигналів від циліндра зі зміщеною віссю відносно осі електродвигуна, де 1 – зворотне віддзеркалення; 2 – віддзеркалення під кутом (60°)

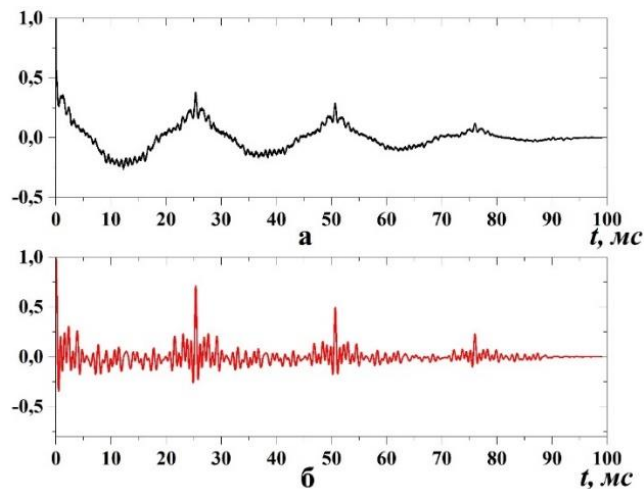


Рис. 5.11 Автокореляційна функція для віддзеркалених сигналів (рис. 5.10), де а – зворотне віддзеркалення; б – віддзеркалення під кутом (60°)

Підставивши до формулу (5.9) значення $\Delta\varphi$ та часовий зсув між максимумами ККФ, кутова частота для циліндра з рельєфом складала $\omega = 494$ рад/с, що на 83,9% більше, ніж «дійсне» значення. Якщо врахувати кут розкриття випромінюючої та приймальної антен, то кутова відстань буде 35° , а кутова частота циліндра у цьому випадку становитиме 288 рад/с, що набагато ближче до „дійсної” ($\Delta\omega=7,3\%$). Подібним чином кутову частоту циліндра з трьома жолобками визначали згідно

даних ККФ. Відповідно, коли $\Delta\varphi = 60^\circ$, кутова частота становить 485 рад / с ($\Delta\omega=80,3\%$), а при $\Delta\varphi = 35^\circ$ становить $\omega = 283$ рад / с ($\Delta\omega=5,2\%$). Для функції АКФ, показаній на рис. 5.8а, період АКФ не є очевидний. За таких умов бажано обчислити приблизне значення кутової частоти, використовуючи ККФ, показану на рис. 5.9. Якщо ми знаємо кутову частоту обертання, ми можемо визначити кількість жолобків. Найближчий максимум, який відповідає цьому знайденому значенню (див. рис. 5.8а), дозволить визначити значення періоду АКФ, після чого, по періоду АКФ, можна уточнити швидкість обертання.

Тому аналіз ККФ та АКФ одночасно дозволяють визначити наявність та кількість жолобків (у нашому випадку три жолобка), та більш точно визначити кутову частоту обертання. У випадку, коли визначено кутову частоту і кількість жолобків, легко визначити кути їх азимутального зміщення. При $\omega = 267$ рад/с значення азимутального зміщення жолобків становить 119° , 122° , 119° , що відповідає їх реальному азимутальному положенню $120^\circ \pm 3^\circ$ (див. табл. 5.1).

У разі циліндра зі зміщеною віссю, кутова відстань $\Delta\varphi$ постійно змінюється через постійну зміну відстані від поверхні циліндра до приймальної антени. Також зі збільшенням відстані до приймальної антени, збільшується вплив віддзеркалень від поверхні на якій розташовується механічна модель. Тому для визначення швидкості обертання, у випадку циліндра зі зміщеною віссю, доцільніше використовувати період АКФ. Результати обчислення кутової частоти для інших типів поверхонь циліндра та при використанні функцій АКФ або ККФ приведені в таблиці 5.2.

Звісно, що використання механічної моделі поверхні, яка віддзеркалює мікрохвилі, дозволяє тільки наближено моделювати віддзеркалення від різкої границі плазми з критичної концентрацією [31]. Врахувати усі особливості поширення мікрохвиль крізь плазму в даному випадку неможливо. Тому, в подальшому, відпрацювання методу проводилася на плазмі.

Таблиця 5.2

Кутова частота циліндра з різними типами поверхні.

Тип поверхні	Кореляційна функція	$\Delta\varphi$	ω , рад/с ($\Delta\omega$)
<i>З нерівностями</i>	АКФ	360°	272 (+1.3 %)
	ККФ	60°	494 (+83.9 %)
	ККФ	35°	288 (+7.3 %)
<i>З жолобками №1</i>	ККФ	60°	349 (+30 %)
	ККФ	35°	204 (-24 %)
	АКФ	360°	271 (-0.51 %)
<i>З жолобками №2</i>	ККФ	60°	485 (+80.3 %)
	ККФ	35°	283 (+5.2 %)
	АКФ	360°	270 (+0,79 %)
<i>З жолобками №3</i>	ККФ	60°	485 (+80.3 %)
	ККФ	35°	283 (+5.2 %)
	АКФ	360°	267 (-0.51 %)
<i>Зі зміщеними осями</i>	ККФ	60°	575 (+115%)
	ККФ	35°	335 (+ 25.3%)
	АКФ	360°	248 (-7.6 %)

5.2 Виявлення азимутальних неоднорідностей густини плазми

Експериментальна апробація методу проводилося на установці МАКЕТ (див. розділ 2). Утворена плазма зондувалася (O-wave) мікрохвилями на частоті $f = 37,1$ ГГц ($\lambda_0 = 8,1$ мм). Схема розташування пірамідальних рупорних антен на експериментальній установці показана на рис. 5.12. Антени було розміщено в

перерізі *АА* (див. рис. 3.1). Параметри антен були такі самі як описані в параграфі 3.1 (див. рис. 3.2).

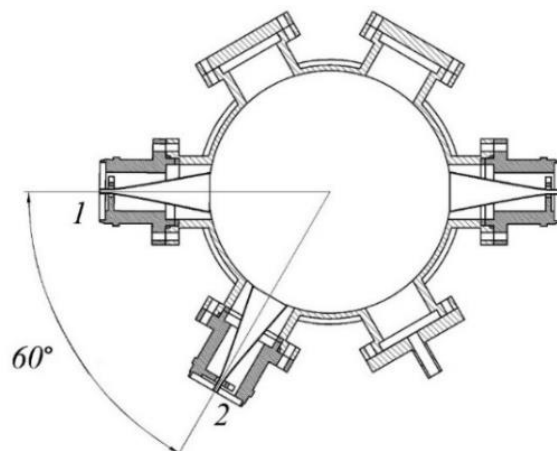


Рис. 5.12 Розташування антен в установці, де 1 – випромінююча та приймальна рупорна антена, 2 – приймальна рупорна антена

Принципова схема вимірювання віддзеркалених сигналів показана на рис. 5.13. Мікрохвильові сигнали, отримані антенами 2 та 1, поширюються крізь прямокутний хвилевід і детектуються амплітудними детекторами D2 та D1 відповідно. В якості амплітудних детекторів використовували напівпровідникові мікрохвильові діоди. Вихідний сигнал від детектора D2 до того, як він надійшов до осцилографа, в 20 разів посилювався за допомогою широкосмугового підсилювача. Сигнал від D1 не посилювався. Мікрохвильове випромінювання на частоті 37,1 ГГц генерувалось стандартним генератором типу Г4-115.

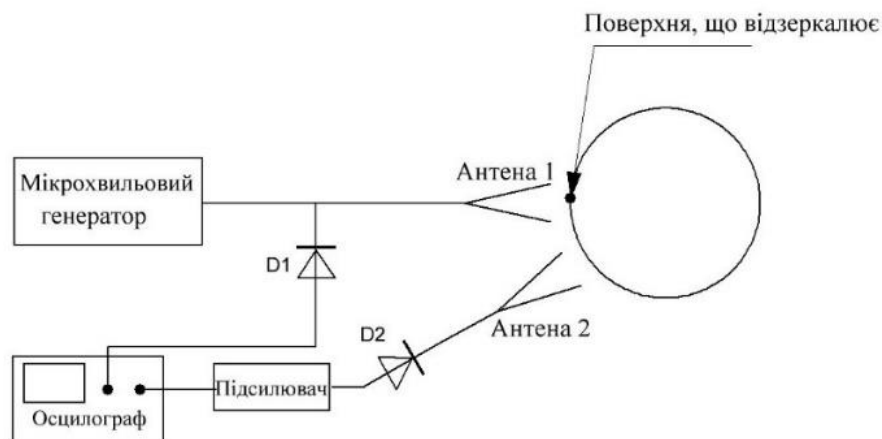


Рис. 5.13 Схема вимірювання

В розділі 3.3 виконана реєстрація розсіяного випромінювання під кутом $\varphi \approx 60^\circ \pm$

9. Було показано, що сигнал присутній при густині $N_p \geq N_{cr}$ і $N_p \leq N_{cr}$ (N_{cr} критична густина). Аналіз експериментальних даних показав, що при $N_p \geq N_{cr}$, отриманий розсіяний сигнал пов'язаний із рефракцією мікрохвильових променів у неоднорідній плазмі. При $N_e \leq N_{cr}$, прийнятий розсіяний сигнал з одного боку, обумовлений розсіюванням коливанням мікрохвиль на плазмових флуктуаціях, а з іншого – можливим віддзеркаленням від стінки камери розряду. Зауважимо, що при $N_p \geq N_{cr}$, як показано в розділі 3.3, існує інтервал, в межах якого розсіяний сигнал відсутній. В такому разі радіус критичного шару r_{cr} , густина якого дорівнює або більша за N_{cr} , досягає такого рівня, що внаслідок рефракції та віддзеркалення від даного шару деякі або всі мікрохвильові промені не потрапляють на приймальну рупорну антену. Розрахунки критичного радіуса r_{cr} плазмового шару (див. табл. 4.1, розділ 4) з густиною N_{cr} , коли промені не потрапляють на антену, показали, що значення r_{cr} належить до інтервалу від 4,5 до 6,5 см для різноманітних функцій радіального розподілу густини плазми [164]

Оцінка показує, що в даному експерименті виконуються умови використання наближення геометричної оптики, за винятком області, де мікрохвильові промені віддзеркалюються від плазмового шару. Виміри для r_{cr} з $N_p \geq 1.72 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ методом рефлектометрії, як і в [121] показали, що r_{cr} може досягати значення ≈ 5 см. Оцінка похибки в цих вимірах проводилася згідно [122] і становила не більше 20%. Таким чином, результати розрахунків для критичного r_{cr} задовільно узгоджуються з результатами для r_{cr} , що отримані експериментально.

Осцилограми сигналів, отримані з детекторів D1 і D2, в проміжок часу, коли густина плазми $N_p \geq N_{cr}$, показані на рис. 5.14. Нуль на осі часу відповідає 1,6 мс від початку розряду. Як видно з рис. 5.14, спостерігається періодична зміна амплітуди сигналів, і їх максимуми зміщуються відносно один одного в часі.

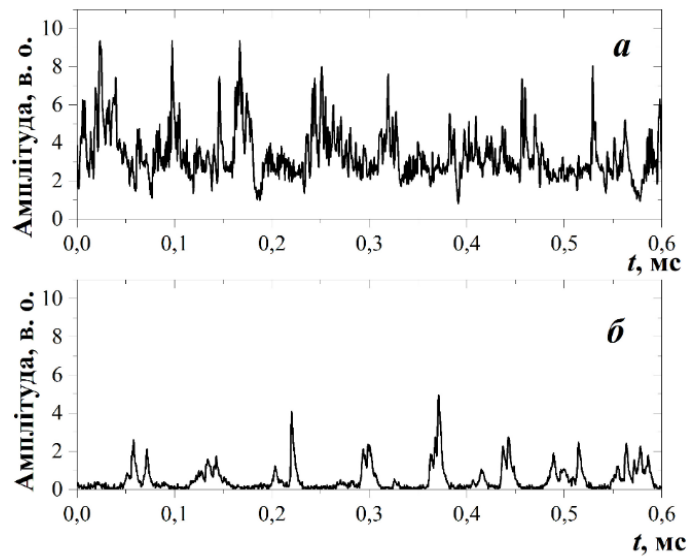


Рис. 5.14 Осцилограми віддзеркалених мікрохвильових сигналів при нормальному (а) та похилому (б) падінні. Параметри розряду ($U_0 \leq 3,8$ кВ, $I = 1,25$ кА, $P = 1$ Па, Ar, $f = 37,1$ ГГц)

Форма сигналів схожа на сигнали, отримані раніше для механічної моделі циліндра з трьома жолобками (див. рис. 5.7в). У цьому випадку періодична зміна часу амплітуди сигналу, отриманого антеною 2 (див. рис. 5.13, 5.14), обумовлена тим, що мікрохвильові промені потрапляють або не потрапляють у приймальну антену. Відповідно, радіус плазмового шару r_{cr} з критичною густиною N_{cr} змінюється по азимуту. Збільшення r_{cr} призводить до зменшення амплітуди сигналу або його відсутності (мікрохвильові промені не потрапляють в приймальну антену 2), і навпаки, зменшення r_{cr} призводить до збільшення амплітуди сигналу. По мірі обертання плазми відбувається періодична зміна амплітуди прийнятого сигналу. Зміна r_{cr} , зі зміщенням по азимуту, підтверджується зміною амплітуди відбитого сигналу під час нормального зондування. По мірі того, як плазмовий шар з N_{cr} наближається до антени 1 (див. рис. 5.12, 5.13), амплітуда сигналу збільшується, а при віддаленні від антени амплітуда зменшується. Як показано в [192, 193] при нормальному падінні, віддзеркалена потужність залежить від глибини флуктуацій та ширини пучка. В [193] було підкреслено, що добре сфокусований промінь є найбільш доцільним для

вимірювання флуктуацій, тоді як розсіяний пучок промінів більше підходить для вимірювання профілю густини. За цих умов, величина радіальної неоднорідності більше за розміри шару, що віддзеркалює і дорівнює

$$\Delta r = \left| \frac{\lambda_0^2 \cdot N_{cr}}{4\pi^2 \cdot \frac{dN_p}{dr}} \right|^{\frac{1}{3}}, \text{ м [7].}$$

Оцінка Δr дає значення $\approx 0,12 \div 0,24$ см, значення якого

знаходиться на рівні довжини хвилі або трохи більше довжини хвилі. Коливання густини також можуть бути присутніми в плазмі, але вони, очевидно, значно менші за розміри неоднорідностей. Проведені оцінки в параграфі 3.1 та 3.2 показали, що ширини пучка в наближенні геометричної оптики (за рахунок рефракції) дає значення ≈ 6 см в області плазми з густиною, близькою до N_{cr} . За перелічених вище умов, та тому, що периметр поперечного перерізу плазмового циліндра значно довший за довжину мікрохвилі, що зондує, можна вважати, що виявлені коливання амплітуди пов'язані з неоднорідностями плазми. Критична густина електронів, при якій електромагнітна хвиля віддзеркалюється від плазмового шару, може суттєво різнитися для нормального та похилого зондування. Для нормального зондування критична густина становить $N_{cr} = (\epsilon_0 \cdot m_e \cdot \omega^2) / e^2$. Для похилого зондування критична густина дорівнює $N_{cr\Psi} = N_{cr} \cdot \cos^2\Psi$, м⁻³ [31]. У даному випадку: $N_{cr} = 1.7 \cdot 10^{13}$ см⁻³ та $N_{cr} = (1.4 - 1.7) \cdot 10^{13}$, см⁻³ при $\Psi = 25^\circ \div 0.2^\circ$. Віддзеркалення може відбуватися від різних плазмових шарів. Однак, незважаючи на це, коефіцієнт когерентності сигналів спостерігається досить високим $\geq 0,4$.

Згідно описаному вище методу для механічної моделі, виконано аналіз віддзеркалених сигналів. Перш за все, для обчислення кутової частоти було використано часовий зсув між максимумами ККФ. Значення $\Delta\phi$ прийнято рівним 60° (кут між осями антен 1 і 2, див. рис. 5.12) і 42° (з урахуванням кута розкриття антен). При цьому кутова частота, відповідно становить $\omega = 3,4 \cdot 10^4$ рад/с та $\omega = 2,38 \cdot 10^4$ рад/с. Далі було проведено аналіз АКФ, який показав наявність трьох жолобків. За даними АКФ, кутова частота становила $\omega = 2,69 \cdot 10^4$ рад/с. При цій

кутовій частоті значення азимутального зміщення жолобків становить $\approx 120^\circ, 123^\circ, 118^\circ$. Сума цих кутів становить 361° , що на 0,28% більше, ніж 360° . Зауважимо, що в цих експериментах кутова частота обертання знаходилась в діапазоні від 2 до $4 \cdot 10^4$ рад/с. Таким чином, використання цього методу дозволило виявити коливання густини електронної плазми при азимутальній моді $m = 3$, визначити значення азимутального зміщення жолобків та кутову частоту. Зазначимо, що цей метод можна застосовувати разом з іншими методами діагностики плазми, наприклад, з кореляційно-флуктуаційною та Допплерівською рефлектометрією. Фактично потрібна додаткова приймальна антена (антени), як, наприклад, запропоновано в [184] для Допплерівської рефлектометрії. Одночасне використання цих методів надасть додаткову інформацію про досліджувану плазму.

Таким, чином, проведена експериментальна перевірка, відпрацювання та апробація методу визначення азимутальних неоднорідностей плазми, що обертається показала принципову можливість використання його для діагностики неоднорідностей в плазмі.

Висновки до розділу 5

Запропоновано метод визначення азимутальних неоднорідностей плазми, що обертається. Метод заснований на спектральному і кореляційному аналізі віддзеркалених від плазми сигналів при похилому і нормальному падінні на плазмову поверхню.

За допомогою віддзеркалених від поверхні циліндра мікрохвиль та їх спектрального та кореляційного аналізу виконано дослідження рельєфу циліндра, що обертається, швидкості його обертання. Визначено кутову частоту обертання циліндра, неоднорідностей на поверхні, що зондується. Вимірюючи віддзеркалені сигнали є можливість визначити зміну напрямку обертання. У випадку циліндра з жолобками визначено кутову швидкість обертання циліндру $\omega = 267$ рад/с, кути

азимутального зміщення жолобків 119° , 122° , 119° , що відповідає їх реальному азимутальній розташуванню $120^\circ \pm 3^\circ$.

Експериментальна апробація запропонованого методу визначення неоднорідностей густини була проведена на плазмі, що обертається в схрещених $E \times B$ полях. Були виміряні і проаналізовані (спектральний і кореляційний аналіз) віддзеркалені сигнали при нормальному та похилому зондуванні. Характер віддзеркалених від плазми сигналів подібний отриманим раніше для механічної моделі циліндра з трьома жолобками. Проведений аналіз віддзеркалених сигналів, аналогічно методиці описаній для механічної моделі, дозволив: виявити коливання густини електронів плазми з азимутально модою $m = 3$; значення кутів азимутального зміщення жолобків $\approx 120^\circ$, 123° , 118° ; визначити кутову швидкість, що досягає величини в діапазоні від 2 до $4 \cdot 10^4$ рад/с.

Виконано експериментальну перевірку та апробацію методу визначення азимутальних неоднорідностей густини плазми, що обертається. Показано принципову можливість використання цього методу для діагностики неоднорідностей плазми.

Результати досліджень даного розділу наведено в публікаціях здобувача: [187-189].

ВИСНОВКИ

У дисертації набули розвитку методи мікрохвильової діагностики плазми, що засновані на рефракції мікрохвиль. Попередні дослідження плазми з використанням даних методів проведені в Українському фізико-технічному інституті (зараз ННЦ «ХФТІ»), в яких використовували центральну частину випромінювання рупора, показали перспективність застосування цієї діагностики. У дисертації доведено, що використання периферійної частини випромінювання рупора дозволяє отримати важливу інформацію про плазму, що досліджується.

Основні **результати** та **висновки** дисертаційної роботи полягають у наступному:

1. Для удосконалення мікрохвильової діагностики плазми на основі рефракції вперше запропоновано використати мікрохвилі, що випромінюються з периферійної частини рупорної антени і поширюються похило по відношенню до поверхні плазми, що зондується.

2. Проведено чисельне моделювання, яке підтвердило можливість використання мікрохвиль, що випромінюються з периферійної частини рупорної антени, для мікрохвильової діагностики плазми на основі рефракції.

3. За допомогою числового моделювання доведена ефективність використання рефракції мікрохвиль, що випромінюються з периферійної частини фіксованої в просторі рупорної антени, для визначення середньої густини периферійних шарів плазми.

4. Проведено експериментальні дослідження неоднорідної плазми з використанням рефракції мікрохвильового випромінювання з периферійної частини рупора, що направлене похило до поверхні плазми, які продемонстрували, що в залежності від густини плазми, випромінювання на частоті 37 ГГц надходить на рупорні антени (розміщені під кутом 60° та 120° відносно осі антени, що випромінює).

5. Експериментально доведено, що, при неможливості наскрізного зондування плазмового утворення, можна отримати дані про середню густину периферійних шарів за рахунок рефракції мікрохвиль при похилому зондуванні.

6. Вперше запропоновано метод визначення азимутальних неоднорідностей плазми, що обертається, який заснований на аналізі амплітуди мікрохвиль, віддзеркалених від поверхні плазми при нормальному та похилому зондуванні. Виявлено азимутальні неоднорідності плазми, що обертається, визначено кутову швидкість обертання та кути азимутального зміщення між неоднорідностями в плазмі, що утримується в схрещених електричному та магнітному полях.

Запропоновані та відпрацьовані у дисертації методи діагностики з застосуванням рефракції периферійної частини випромінювання рупорних антен можуть бути використаними як в установках для лабораторного дослідження плазми і технологічних приладах, так і в установках керованого термоядерного синтезу.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Хаддлстоун В., Леонард С. Диагностика плазмы: пер. с англ. Москва, 1967. 515 с.
2. Hutchinson I. H. Principles of plasma diagnostics. Cambridge, 2002. 440 p.
3. Orlinskij D. V., Magyar G. Plasma diagnostics on large tokamaks. *Nuclear fusion*. 1988. № 4(28). P. 611–697.
4. Лукьянов С. Ю., Щеглов Д. А., Голант В. Е., Петров М. П. Диагностика термоядерной плазмы. Москва, 1985. 168 с.
5. Литовченко Л. В. Методы исследования параметров плазменных образований. Киев, 2009. 156 с.
6. Дороднов А. М., Козлов Н. П. Диагностика плазмы. Москва, 1971. 111 с.
7. Hartfuss H. J., Geist T. Fusion Plasma Diagnostics with mm-Waves: An Introduction. Hamburg, 2013. 408 p.
8. Langmuir I., Harold M. Studies of electric discharges in gases at low pressures. *General Electric Review*. 1924. № 12(27). P. 810.
9. Пашнев В. К., Тарасов И. К., Ситников Д. А., Сороковой Э. Л. Исследование поведения электромагнитных волн в начальной стадии ВЧ-разряда на торсатроне У-3М. *Вопросы атомной науки и техники*. 2017. № 1. С. 247–250.
10. Langmuir I., Mott-Smith H. M. Langmuir probe technique. *Gen. Elec. Rev.* 1924. № 27(449). P. 538.
11. Johnson E. O., Malter L. A floating double probe method for measurements in gas discharges. *Physical Review*. 1950. № 1(80). P. 58–70.
12. Chen Sin Li., Sekiguchi T. Instantaneous direct display system of plasma parameters by means of triple probe. *Journal of Applied Physics*. 1965. № 8(36). P. 2363–2375.

13. Серeda И. Н., Целуйко А. Ф. Зондовые методы диагностики плазмы. Харьков, 2015. 192 с.
14. Афросимов В. В., Петров М. П. Корпускулярные методы диагностики плазмы // Тезисы докладов второго совещания по диагностике высокотемпературной плазмы, 22-27 сентября 1977 г., Харьков, 1977. С. 47–49.
15. Torrisi L., Costa G. Compact Thomson parabola spectrometer for fast diagnostics of different intensity laser-generated plasmas. *Physical Review Accelerators and Beams*. 2019. № 4(22). Art. 042902.
16. Matthews G. F. Plasma ion mass spectrometry in the boundary of the DITE tokamak. *Plasma physics and controlled fusion*. 1989. № 5(31). P. 841.
17. Kadota K., Tsuchid K., Kawasumi Y., Fujita J. Plasma diagnostics by neutral beam probing. *Plasma Physics*. 1978. № 10(20). P. 1011.
18. Golubev A. Dense plasma diagnostics by fast proton beams. *Physical Review E*. 1998. № 3(57). P. 3363.
19. Zhezhera A. I., Chmyga A. A., Deshko G. N., Krupnik L. I. The first operation of the heavy ion beam probing diagnostic (HIBP) on the Uragan-2M torsatron. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2015. № 1. P. 276–279.
20. Donné A. J. H., Barth C. J., Weisen H. Chapter 4: Laser-aided plasma diagnostics. *Fusion Science and Technology*. 2008. № 2(53). P. 397–430.
21. Gowers C., Nielsen P., Salzmann H. LIDAR TS for ITER core plasma. Part II: simultaneous two wavelength LIDAR TS. *Journal of Instrumentation*. 2017. № 12(12). Art. C12040.
22. Maslov M. et al. Status of the JET LIDAR Thomson scattering diagnostic. *Journal of Instrumentation*. 2013. № 11(8). Art. C11009.
23. Naylor G. A. et al. The ITER Thomson scattering core LIDAR diagnostic. *Journal of instrumentation*. 2012. № 3(7). Art. C03043.
24. Chen F. F. and Chang J. P. Lecture notes on principles of plasma processing. Los Angeles, 2002. 249 p.

25. Kunze H. J. Introduction to plasma spectroscopy. London, 2009. 250 p.
26. Русанов В. Д. Современные методы исследования плазмы. Москва, 1962. 184 с.
27. Лукьянов С. Ю., Синицин В. И. Спектроскопические исследования высокотемпературной плазмы. *Доклады советских ученых*. 1958. С. 99–110.
28. Колесников В. Н. Спектроскопическая диагностика плазмы: Учебное пособие. Москва, 2007. 219 с.
29. Давыденко В. И., Иванов А. А., Вайсен Г. Экспериментальные методы диагностики плазмы. Ч.1. Новосибирск, 1999. 148 с.
30. Coburn J. W., Chen M. Optical emission spectroscopy of reactive plasmas: A method for correlating emission intensities to reactive particle density. *Journal of applied physics*. 1980. № 6(51). P. 3134–3136.
31. Голант В. Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. Москва, 1968. 328 с.
32. Хилд М., Уортон С. Микроволновая диагностика плазмы. Москва, 1968. 293 с.
33. Mazzucato E. Electromagnetic Waves for Thermonuclear Fusion Research. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 2014. 203 p.
34. Segre S. A review of plasma polarimetry-theory and methods. *Plasma physics and controlled fusion*. 1999. № 2(41). P. R57–R100.
35. Hutchinson I. H. Principles of Plasma Diagnostics. Cambridge, 1987. 440 p.
36. Zhang J. et al. Design of a millimeter-wave polarimeter for NSTX-Upgrade and initial test on DIII-D. *Review of Scientific Instruments*. 2012. № 10(83). Art. 10E321.
37. Fuchs Ch., Hartfuss H. J. Cotton-Mouton Effect Measurement in a Plasma at the W7-AS Stellaratorh. *Physical Review Letters*. 1998. № 8(81). P. 1626–1629.
38. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. Москва, 1967. 684 с.
39. Борн Э. Основы оптики. Москва, 1973. 760 с.

40. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Границы применимости метода геометрической оптики и смежные вопросы. *Успехи физических наук*. 1980. № 11(132). С. 475–496.
41. Wharton C. B., Slager D. M. Microwave Interferometer Measurements for the Determination of Plasma Density Profiles in Controlled Fusion Experiments. *IRE Transactions on Nuclear Science*. 1959. № 3(6). P. 20–22.
42. Wharton Ch. B. and Slager D. M. Microwave Determination of Plasma Density Profiles. *Journal of Applied Physics*. 1960 № 2(31). P. 428–430.
43. Асколи-Бартоли У., Бадьяли М., Марко Ф. Д., Душин Л. А. Зондирование неоднородной плазмы электромагнитными волнами. Москва, 1973. 88 с.
44. Душин Л. А. СВЧ интерферометры для измерения плотности плазмы в импульсном газовом разряде. Москва, 1973. 128 с.
45. Душин Л. О., Кононенко В. І., Ковтун Р. І. Дослідження плазми за допомогою мікрохвильового інтерферометра. *Український фізичний журнал*. 1963. № 7(8). С. 740–746.
46. Душин Л. О., Кононенко В. І., Ковтун Р. І. Використання інтерферометра та методу відсічок мікрорадіохвиль для дослідження плазми. *Український фізичний журнал*. 1965. № 9(10). С. 977–984.
47. Dittmann K., Kullig C., Meichsner J. 160 GHz Gaussian beam microwave interferometry in low density RF plasmas. *Plasma Sourc. Sci. Technol.* 2012. № 2(21). Art. 024001.
48. Ковтун Ю. В., Скибенко А. І., Скібенко Є. І. Дослідження параметрів багатокомпонентної плазми в імпульсному відбивному розряді. *Український фізичний журнал*. 2010. № 12(55). С. 1269–1277.
49. Alpesh V. et al. Phase detection system based on digital signal processing in millimeter wave interferometer for fusion plasma diagnostics. *Fusion Engineering and Design*. 2020. № 157. Art. 111637.

50. Atrey P. K. et al. Design, development, and operation of seven Channels' 100 GHz interferometer for plasma density measurement. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2019. № 2(47). P. 1316–1321.
51. Stott P. E. Plasma measurements for JET. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A*. 1987. № 322, P. 47–65.
52. Kawahata K., Ejiri A., Tanaka K., Ito Y. Design and construction of a far infrared laser interferometer for the LHD. *Fusion engineering and design*. 1997. № 34. P. 393–397.
53. Carlstrom T. N., Snider R. T., Baxi C. B., Retti, C. L. Baseline design of a multi-channel interferometer and polarimeter system for density measurements on ITER. *In Diagnostics for Experimental Thermonuclear Fusion Reactors 2*. 1998. P. 193–202.
54. Peiwan S. H. I. et al. Multichannel microwave interferometer for simultaneous measurement of electron density and its fluctuation on HL-2A tokamak. *Plasma Science and Technology*. 2016. № 7(18). P. 708.
55. Pavlichenko R. O., Zamanov N. V., Kulaga A. E. First measurements of line electron density in Uragan-2M plasmas via 140 GHz heterodyne interferometer. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2017. № 1. C. 257–260.
56. Pavlichenko R. O., Zamanov N. V. and Kulaga A. E. A high speed 140 GHz microwave interferometer for density fluctuation measurements in Uragan-2M stellarator. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2018. № 6. C. 332–335.
57. Varavin M. et al. New design of microwave interferometer for tokamak compass. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2014. № 10(73). P. 935–942.
58. Varavin M. et al. Study for the microwave interferometer for high densities plasmas on COMPASS-U tokamak. *Fusion Engineering and Design*. 2019. (146). P. 1858–1862.
59. Mazzucato E. Microwave reflectometry for magnetically confined plasmas. *Review of Scientific Instruments*. 1998. № 6(69). P. 2201–2217.

60. Anoshkin V., Golant A., Konstantinov V. E., Poloskin B. P. Microwave investigations of plasma on the alpha device. *Soviet physics-technical physics*. 1961. № 5(12). P. 1370–1377.
61. Anisimov A. I., Vinogradov N. I., Golant V. E., Konstantinov B. P. Method of investigating electron spatial distribution in a plasma. *Soviet Physics-Technical Physics*. 1961. № 5 (9). P. 939–948.
62. Luhmann Jr. N. C. et al. Chapter 3: Microwave Diagnostics. *Fusion Science and Technology*. 2008. № 2(53). P. 335–396.
63. Conway G. D. Microwave reflectometry for fusion plasma diagnosis. *Nuclear Fusion*. 2006. (46). P. S665–S669.
64. Grekov D. L. Microwave Reflectometry in Fusion Devices. *Radio physics and radio astronomy*. 2013. № 5(1). 84–88.
65. Wang M. Y. et al. A novel, tunable, multimodal microwave system for microwave reflectometry system. *Review of Scientific Instruments*. 2018. № 9(89). Art. 093501.
66. Gusakov E. Z., Krutkin O. L. Recovery of the characteristics of plasma turbulence from the radial correlation backscattering diagnostics. *Plasma Physics Reports*. 2017. № 43(6). P. 605–613.
67. Tröster C. H. Development of a flexible Doppler reflectometry system and its application to turbulence characterization in the ASDEX Upgrade tokamak: dissertation. München, 2008. 129 p.
68. Happel T., Estrada T., Blanco E., Tribaldos V. Doppler reflectometer system in the stellarator TJ-II. *Review of Scientific Instruments*. 2009. № 7(80). Art. 073502.
69. Tokuzawa T., Ejiri A., Kawahata K., Tanaka K. Microwave Doppler reflectometer system in LHD. *Review of Scientific Instruments*. 2012. № 10(83), Art. 10E322.

70. Hirsch M., Holzhauser E., Baldzuhn J., Kurzan B., Scott B. Doppler reflectometry for the investigation of propagating density perturbations. *Plasma physics and controlled fusion*. 2001. № 12(43). P. 1641.
71. Conway G. D., Schirme J., Klänge S., Suttrop W. Plasma rotation profile measurements using Doppler reflectometry. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2004. № 6(46). P. 951.
72. Hennequin P., Honoré C., Truc A., Quéméneur A. Doppler backscattering system for measuring fluctuations and their perpendicular velocity on Tore Supra. *Review of Scientific Instruments*. 2004. № 10(75). P. 3881–3883.
73. Schirmer J., Conway G. D., Zohm H., Suttrop W. The radial electric field and its associated shear in the ASDEX Upgrade tokamak. *Nuclear fusion*. 2006. № 9(46). P. S780.
74. Schirmer J. et al. *33rd EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Rome, 2006. P. 2.136.
75. Molina-Cabrera P.A. Tokamak plasma edge studies by microwave short-pulse reflectometry and backscattering. Lausanne, 2019. 210 p.
76. Lourenço P. D. et al. Real-time multi-threaded reflectometry density profile reconstructions on COMPASS Tokamak. *Journal of Instrumentation*. 2019. № 11(14). Art. C11023.
77. Wen Fei. et al. Upgrade of the Data Acquisition and Control System of Microwave Reflectometry on the Experimental Advanced Superconducting Tokamak. *IEEE Transactions on Nuclear Science*. 2019. № 7(66). P. 1340–1345.
78. da Silva F. et al. A first full wave simulation assessment of reflectometry for DTT. *Journal of Instrumentation*. 2019. № 8(14). Art. C08011.
79. Vicente J. et al. Synthetic conventional reflectometry probing of edge and scrape-off layer plasma turbulence. *Journal of Instrumentation*. № 10(14). Art. C10043.

80. Heuraux S., da Silva F. Simulations on wave propagation in fluctuating fusion plasmas for reflectometry applications and new developments. *Discrete and Continuous Dynamical Systems-S*. 2012. № 2(5). P. 307–328.
81. Grekov D. L., Tretiak K. K. Investigation of dual polarization reflectometry for determination of plasma density and magnetic field in a spherical tokamak. *Journal of Fusion Energy*. 2017. № 1(36). P. 1–8.
82. Komesaroff M. M. Ionospheric refraction in radio astronomy. I. Theory. *Australian Journal of Physics*. 1960. № 13(2). P. 153–167.
83. Порохоров А. М. Физическая энциклопедия. Т. 4. Москва, 1994. 704 с.
84. Eccles W. H. On the diurnal variations of the electric waves occurring in nature, and on the propagation of electric waves round the bend of the earth. *Proceedings of the Royal Society of London*. 1912. № 593(87). P. 79–99.
85. Appleton E. V., Barnett M. A. Local reflection of wireless waves from the upper atmosphere. *Nature*. 1925. (115). P. 333–334.
86. Smerd S. F. Radio-frequency radiation from the quiet sun. *Australian Journal of Chemistry*. 1949. № 1(3). P. A9S0.
87. Шкловский И. С., Пикельнер С. Б. Тепловое радиоизлучение Солнца. *Известия Крымской астрофизической обсерватории*. 1991, С. 30–35.
88. Shmoys J. Proposed diagnostic method for cylindrical plasmas. *Journal of Applied Physics*. 1961. № 4(32). P. 689–695.
89. Wort D. J. H. Refraction of microwaves by a plasma cylinder: report. Master degree: Culham, 1963. 16 p.
90. Kharadly M. M. Z. A new millimeter-wave method for determination of electron-density profiles in a linear discharge. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*. 1963. № 7(110). P. 1202–1210.
91. Kharadly M. M. Z., Cullen A. L. Oblique-incidence millimeter-wave plasma diagnostics. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*. 1967. № 8(114). P. 1035–1044.

92. Anicin B. A. Electron density profiles in cylindrical plasmas from microwave refraction data. *Radio Sci. J. Res.* 1965. P. 721.
93. Душин Л. А., Ковтун Р. И., Привезенцев В. И., Скибенко А. И. Рефракция микроволн на неоднородном плазменном цилиндре. *ФТИ АН УССР*. 1964. С. 1–15.
94. Dushin A., Kovtun R. I., Privezentsev V. I., Skibenko A. I. Refraction of microwaves on an inhomogeneous plasma cylinder. *Magnetic traps*. 1965. P. 166–179.
95. Сизоненко В. Л., Степанов К. Н. Определение распределения плотности и температуры плазмы по рефракции и затуханию луча. *Высокочастотные свойства плазмы*. 1965. № 1. С. 109–117.
96. Nemov V. V., Sizonenko V. L., Stepanov K. N., Teichman J. Methods of determining the density and temperature distribution of a plasma using electromagnetic waves. *Nucl. Fusion*. 1969. (9). P. 243–251.
97. Dushin L. A., Kononenko V. I., Skibenko A. I. Determination of Spatial Distribution of Plasma Density by Microwave Refraction. *Magnetic traps*. 1965. P. 179–188.
98. Душин Л. А. и др. Определение распределения плотности плазмы по рефракции микроволнового луча. *Журнал технической физики*. 1966. № 2(36). С 304–312.
99. Душин Л. А., Кононенко В. И., Скибенко А. И. Исследование пространственного распределения плотности плазмы по рефракции микроволнового луча с несколькими частотными составляющими. *Журнал технической физики*. 1966. № 10(36). С. 1842–1850
100. Uesugi Yoshihiko. Takamura Shuichi. Okuda Takayoshi. Measurement of electron density profile for dynamic plasma column by refraction of millimeter wave. *The transactions of the Institute of Electrical Engineers of Japan A*. 1981. № 8(101). P. 413–420.

101. Grigorenko G., Dushin L. A., Skibenko A. I., Fomin I. P. Comparison of various microwave plasma diagnostics methods. *High-frequency properties of plasma*. 1967. P. 95–107.
102. Cox J. R. Ray inverse scattering problem for cylindrical plasma with glass wall. *Plasma Physics*. 1976. № 1(18). P. 67–76.
103. Dushin L. A., Skibenko A. I., Fomin I. P., Pimkin V. A. Angular scattering of a microwave flux in the fluctuating plasma. *Plasma physics and problems of controlled thermonuclear fusion*. 1971. (1). P. 52–58.
104. Bezrodnyi V. G., Dushin L. A., Serikov A. V. Refraction diagnostics of a randomly inhomogeneous plasma. *Journal of technical physics*. 1977. № 1(47). P. 56–63.
105. D'yakov V. E., Stepanov K. N. Determination of plasma density fluctuations through refraction. *Ukrainian Physics Journal*. 1985. № 11(30). P. 1664–1668.
106. Душин Л. А., Пимкин В. А., Скибенко А. И., Фомин И. П. Определение локальных значений параметров плазмы по поглощению энергии рефрагирующего микроволнового луча. *ФТИ АН УССР*. 1968. № 12. С. 1–14.
107. Душин Л. А., Скибенко А. И., Фомин И. П. Рефракция необыкновенной волны в поперечном сечении анизотропного плазменного цилиндра. *Журнал технической физики*. 1971. № 8(41). С. 1640–1646.
108. Grekov D. L., Pavlichenko O. S. Ordinary wave refraction: a new way to measure the poloidal field distribution in tokamaks. *Preprint KFTI*. 1990. P. 1–9.
109. Григоренко В. Г., Душин Л. А., Скибенко А. И. Влияние рефракции на точность определения плотности плазмы при микроволновой интерферометрии. *Высокочастотные свойства плазмы*. 1968. (3). С. 178–187.
110. Петров В. Г. О влиянии рефракции на измерения плотности плазмы. *Физика плазмы*. 2006. № 4(32). С. 340–345.
111. Аничин Б. Влияние рефракции на радиоинтерферометрические измерения электронной плотности. *Журнал технической физики*. 1969. № 3(39). С. 478.

112. Malykh N. I., Gorbunov E. P., Yampol'skij E. S. High-temperature plasma interferometry in the millimeter and submillimeter ranges. *Sukhum Physical and Technical Institute*. 1978. № 2(11). P. 1–27.
113. Krupka, M. et al. Iterative algorithm for interferometric retrieval of plasma density in case of considerably inhomogeneous objects. *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. № 1(1197). Art. 012002.
114. D. Veron. Submillimeter Interferometry of High-Density Plasmas, in *Infrared and Millimeter Waves*. V. 2. New York, 1979. 67 p.
115. Bieg B., Boboc A. Effect of Refraction on the Accuracy of Measurements of the Far Infrared Polarimeter System on JET (Carbon Wall). JET-EFDA, 2013. 232 p.
116. Bieg B et al. Main Physical Factors Limiting the Accuracy of Polarimetric Measurements in Tokamak Plasma. *Physics Procedia*. 2015. (62). P. 107–112.
117. Wijnakker M. M. B., Granneman E. H. A., Kistemaker J. A study of a weakly ionized rotating plasma. *Zeitschrift für Naturforschung A*. 1979. № 6(34). P. 672–690.
118. Cluggish B. P., Anderegg F. A., Freeman R. L., Gilleland J. et al. Density profile control in a large diameter, helicon plasma. *Physics of plasmas*. 2005. № 5(12). Art. 057101.
119. Kovtun Yu. V. Features of formation of dense plasma of the reflex discharge on gas-metal mixes. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2013. № 4(86), P. 38–43.
120. Ковтун Ю. В., Скибенко А. И., Скибенко Е. И. Исследование параметров водородно-титановой плазмы в импульсном отражательном разряде. *Физика плазмы*. 2010. № 12(36). С. 1130–1136.
121. Ковтун Ю. В., Скибенко Є. І., Скибенко А. І., Юферов В. Б. Дослідження обертання плазмових шарів різної густини в схрещених $E \times B$ полях. *Український фізичний журнал*. № 5, 2013, С. 450–457.
122. Kovtun Yu. V. et al. Analysis of errors in the plasma rotation velocity measurement by the method of microwave correlation reflectometry // *International*

Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves. Kharkiv, 2013. P. 554–555.

123. Bitter F. The Design of Powerful Electromagnets Part II. The Magnetizing Coil. *Review of Scientific Instruments*. 1936. № 7. P. 482–488.

124. Ковтун Ю. В., **Сюсько Є. В.** Високовольтна система живлення магнітної системи електрофізичної установки для отримання та дослідження багатокомпонентної газометалевої плазми, *Вісник Національного технічного університету «ХПІ»*. Серія: «Техніка та електрофізика високих напруг». 2016. № 14. С. 44–48.

125. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные поля. Москва, 1972. 382 с.

126. Кучеренко Е.Т. Довідник по фізичних основах вакуумної техніки. Київ, 1981. 264 с.

127. Kovtun Yu. V., Skibenko A. I., Skibenko E. I., Ozerov O. M. Use of refraction of electromagnetic waves for plasma diagnostics in crossed $E \times B$ fields // Ukrainian Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Kiev, 2015. P. 54.

128. Skibenko A. I., Pinos I. B., Kovtun Yu. V., Skibenko E. I. Plasma interferometry with using refraction of inclined microwave. // Ukrainian Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Kiev, 2015. P. 55.

129. Kovtun Yu. V., Kovtun Yu. V., **Syus'ko E. V.**, Skibenko E. I., Skibenko A. I. Refraction of microwaves in an inhomogeneous rotating plasma. *Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Physics"*. 2016. № 6. P. 169–172.

130. Skibenko A. I., Pinos I. B., Kovtun Yu. V., Skibenko E. I., **Syusko E. V.** Application of microwave ray refraction in inhomogeneous plasma interferometry. *Ukrainian Journal of Physics*. 2016. № 8. P. 721–727.

131. Kovtun Yu. V., **Syusko E. V.**, Skibenko A. I., Skibenko E. I. Interferometry of plasma with the use of the microwave_ray refraction // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, 20–24 June, 2016, Kharkiv, 2016. P. 1–4.

132. Kovtun Yu. V., **Siusko Y. V.**, Skibenko E. I. Comparative analysis of the refraction of microwaves at different frequencies in an inhomogeneous plasma of a high-power impulse reflex discharge. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2018. № 6. P. 328–331.

133. Kovtun Yu. V., **Siusko Y. V.**, Skibenko E. I. Comparative analysis of the refraction of microwaves at different frequencies in an inhomogeneous plasma of a high-power impulse reflex discharge // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Books of Abstract, September 10-13, 2018 Kharkiv, Ukraine, 2018. P. 179.

134. **Syusko E. V.**, Kovtun Yu. V., Skibenko A. I., Skibenko E. I. Features of Microwaves Refraction on an Inhomogeneous Plasma Cylinder // IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering, Books of Abstract, October 10–14, 2016, Kharkiv, Ukraine. 2016. P. 8.

135. Kovtun Y. V., Skibenko E. I., Skibenko A. I., Ozerov A. N., Pinos I. B., **Syusko E. V.** Use of electromagnetic wave refraction for multicomponent gas-metal plasma diagnostics // 2016 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW), 20-24 June 2016, Kharkiv, Ukraine. 2016. P. 1–4.

136. Kovtun Yu. V., Skibenko A. I., Skibenko E. I., **Siusko Y. V.** Refraction of microwaves in an inhomogeneous gas-metal rotating plasma // The 14th International Conference of Young Scientists on Energy Issues, May 25–26, 2017, Kaunas, Lithuania, 2017. P. 269–276.

137. Шубарин Ю. В. Антенны сверхвысоких частот. Харьков, 1960. 284 с.

138. Balanis C. A. Antenna theory: analysis and design. Hoboken, 2016. 1073 с.

139. Carter R. G. Microwave and RF vacuum electronic power sources. Cambridge, 2018. 34 p.

140. Бекетов В. И. Антенны сверхвысоких частот. Москва, 1957. 121 с.

141. Сазонов Д. М. Антенны и устройства СВЧ. Москва, 1988. 434 с.

142. Будай, А. Г., Гринчук А. П., Громыко А. В. Современные методы измерения характеристик антенн. Практическая реализация планарных измерений в ближней зоне: 10-я Международная научно-техническая конференция «Приборостроение-2017», Минск, 2017. С. 115–116.
143. Бахрах Л. Д., Кременецкий С. Д., Курочкин А. П. Методы измерения излучающих систем в ближней зоне. Ленинград, 1985. 272 с.
144. Захарьев Л. Н., Леманский А. А., Турчин В. И., Цейтлина Н. М. Методы измерения характеристик антенн СВЧ. Москва, 1985. 369 с.
145. Дробахин О. О., Плаксин С. В., Рябчий В. Д., Салтыков Д. Ю. Техника и полупроводниковая электроника СВЧ. Севастополь, 2013. 322 с.
146. Penning F. M. Ein neues manometer für niedrige gasdrucke, insbesondere zwischen 10^{-3} und 10^{-5} mm. *Physica*. 1937. № 2(4). P. 71–75.
147. Lehnert B. Rotating plasmas. *Nuclear Fusion*. 1971. № 5(11). P. 485–533.
148. Boeuf J. P. Rotating structures in low temperature magnetized plasmas - insight from particle simulations. *Frontiers in Physics*. 2014. (2). P. 1–17.
149. Kovtun Yu. V., Skibenko A. I., Skibenko E. I. et al. Study of multicomponent plasma parameters in the pulsed reflex discharge. *Ukrainian Journal of Physics*. 2010. № 12. P. 1269–1277.
150. Kovtun Yu. V., Skibenko A. I., Skibenko E. I., Yuferov V. B. Measurement of the plasma density in two modes of pulsed discharge burning in the Penning cell. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2015. № 1(21). P. 197–200.
151. Poluektov N. P., Efremov N. P. New tomographic approach for deconvolution of ion velocity and temperature profiles in a plasma centrifuge. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1998, № 8(31). P. 988–995
152. Yukimura K., Ehiasarian A. P., Ogiso H., Nakano S. et al. Metal ionization in a high-power pulsed sputtering penning discharge. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2011. № 11(39). P. 3125–3132.

153. Azuma K., Kimura T. Plasma parameters of titanium-based metallic plasma generated by a compact-type high-power pulsed sputtering penning discharge. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2016. № 12(44). P. 3201–3206.
154. Malcheva G., Blagoev K., Mayo R., Ortiz M. et al. Radiative lifetimes and transition probabilities of astrophysical interest in Zr II. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2006. № 2(367). P. 754–762.
155. Bizyukov A. A., Sereda K. N., Sereda N. D., Perevozchikov B. N. et al. A heavy-current impulsive ion source with an evaporated anode. *Instruments and Experimental Techniques*. 1996. № 6(39). P. 877–879.
156. Kovtun Y. V., Shapoval A. N., Siusko Y. V. Observation of multiply charged states ions in a high-power pulsed reflex discharge. *Plasma Sources Science and Technology*. 2019. № 10(28). Art. 105009.
157. Dushin L. A., Skibenko A. I., Fomin I. P. et al. Angular scattering of a microwave flux in the fluctuating plasma. *Plasma physics and problems of controlled thermonuclear fusion*. 1971. (1). P. 52–58.
158. Shankowski A. E., Kharadly M. M. Z. Improved microwave refraction technique for measuring electron-density distribution in a transient plasma column. *Electronics Letters*. 1967, (3). P. 335–336.
159. Войценья В. С., Волошко А. И., Душин Л. А., Скибенко А. И. и др. Исследование плотности плазмы в торсатроне многомодовым резонаторным способом. *Журнал технической физики*. 1972. (42). С. 1848–1853.
160. Dittmann K, Küllig C., Meichsner J. 160GHz Gaussian beam microwave interferometry in low-density rf plasmas. *Plasma Sources Sci. Technol.* 2012. № 2(21). Art. 024001.
161. Jones A. R., Stanic B. V., Wooding E. R. Plasma-density determination from the phase shift in scattered radiation. *Electron. Lett.* 1968. № 21(4). P. 392–393.
162. **Siusko Y. V.**, Kovtun Yu. V., Skibenko A. I., Skibenko E. I. Interferometry of Plasma by Inclined Probing // 2017 IEEE International Young Scientists Forum on

Applied Physics and Engineering, Books of Abstract, October 17–20, Lviv, Ukraine, 2017, p. 132–133.

163. **Siusko Y. V.**, Kovtun Yu. V. Using refraction during interferometry of plasma // 14th Kudowa Summer School. Towards Fusion Energy. Book of Abstracts, 4–8 June 2018, Kudowa-Zdrój, Poland, P. 75.

164. Kovtun Yu. V., **Syusko Y. V.**, Skibenko E. I., Skibenko A. I. Experimental Study of Inhomogeneous Reflex-Discharge Plasma Using Microwave Refraction Interferometry. *Ukrainian Journal of Physics*. 2018. № 12(63). P. 1057–1065.

165. **Siusko Y. V.**, Kovtun Y. V. Using refraction during interferometry of plasma. *In Journal of Physics: Conference Series*. 2019. № 12(1197). Art. 012001.

166. **Siusko Y. V.**, Kovtun Yu. V. An application of microwaves refraction for inhomogeneous plasma diagnostic. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2021. № 1. P. 163–170.

167. Борозенец Л. М., Скибенко А. И., Степанов К. Н., Фомин И. П. *Теплофизика высоких температур*. 1986. № 3(24). С. 570–574.

168. Скибенко А. И. и др. Рефлектометрия квазистационарной плазмы частотно–модулированными электромагнитными волнами. *Український фізичний журнал*. 1984. № 11(29). С. 1646–1650.

169. Kovtun Yu. V., Skibenko, E. I., Skibenko A. I., Yuferov V. B. Rotation of Plasma Layers with Various Densities in Crossed ExB Fields. *Ukrainian Journal of Physics*. 2013. № 5(58). P. 450–450.

170. Kovtun Y. V., Skibenko A. I., Skibenko E. I., Larin Y. V., Shapoval A. N., Volkov E. D., Yuferov V. B. Study of the parameters of hydrogen-titanium plasma in a pulsed reflective discharge. *Plasma physics reports*. 2010. № 36(12). P. 1065–1071.

171. Душин Л. А., Скибенко А. И., Фомин И. П., Пимкин В. А. и др. Угловое рассеивание микроволнового потока в флуктуирующей плазме. *Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза*. 1971. (1). P. 52–58.

172. Gusakov E., Irzak M., Popov A. Radial correlation reflectometry at oblique probing wave incidence (linear scattering theory predictions). *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2014. № 2(56). Art. 025009.
173. Goncharov A. A., Maslov V. I., Onishchenko I. N. Vortex electron dynamics in a high-current plasma lens. *Plasma physics reports*. 2004. V. 30. P. 662–670.
174. Maslov V., Schamel H. Growing electron holes in drifting plasmas. *Physics Letters A*. 1993. № 1(178). P. 171–174.
175. Schamel H., Maslov V. I. Adiabatic growth of electron holes in current-carrying plasmas. *Physica Scripta*. 1994. V. 50. P. 42–46.
176. Mikhailovskii A. B. Theory of Plasma Instabilities. V. 2: Instabilities of an Inhomogeneous Plasma. New York, 1974. p. 314.
177. Boeuf J. P. Rotating structures in low temperature magnetized plasmas-insight from particle simulations. *Frontiers in Physics*. 2014. (2). Art. 74.
178. Gravier E., Brochard F., Bonhomme G., Pierre T. et al. Low-frequency instabilities in a laboratory magnetized plasma column. *Physics of plasmas*. 2004. № 2(11). P. 529–537.
179. Maslov V. I., Yarovaya I. P., Yegorov A. M., Yuferov V. B. Suppression of excited vortical turbulence in inhomogeneous plasma in crossed radial electrical and longitudinal magnetic fields. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2015. № 1. P. 131–133.
180. Levchuk I. P., Maslov V. I., Onishchenko I. N., Yegorov A. M., Yuferov V. B. Amplitude of vortical turbulence in crossed fields in separator of spent nuclear fuel at optimum parameters. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2016. № 6. P. 280–282.
181. Grekov D. L., Tretiak K. K. Investigation of dual polarization reflectometry for determination of plasma density and magnetic field in a spherical tokamak. *Journal of Fusion Energy*. 2017. № 1(36). P. 1–8.

182. Pavlichenko O. S., Skibenko A. I., Fomin I. P. et al. A simple method of poloidal rotation velocity measurement in toroidal plasmas via microwave reflectometry. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2000. № 6, P. 172–174.
183. Pavlichenko O. S., Skibenko A. I., Fomin I.P. et al. // Proceeding of the 5th International Workshop on Reflectometry; Toki, Gifu, 5–7 March Japan. 2001. P. 85–87.
184. Prisiazhniuk D., Krämer–Flecken A., Conway G. D., Happel T. et al. Magnetic field pitch angle and perpendicular velocity measurements from multi–point time–delay estimation of poloidal correlation reflectometry. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2017., № 2(59). Art. 025013.
185. Gusakov E. Z., Surkov A. V. Spatial and wavenumber resolution of Doppler reflectometry. *Plasma physics and controlled fusion*. 2004. № 7(46). P. 1143–1162.
186. Demirkhanov R. A., Gutkin T. I., Gubin Yu. N. Plasma Diagnosis. Moscow, 1973, p. 381.
187. Kovtun Yu., Siusko Y. V., Determining the Angular Frequency of Rotating Cylinder via Microwave, in: 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week, September, Kharkiv, Ukraine, p 888–892.
188. Kovtun Yu. V., **Siusko Y. V.**, Determining local inhomogeneities of the rotating plasma density via microwave refraction // International Conference–School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Books of Abstract, September 10–13, 2018 Kharkiv, Ukraine, p. 175.
189. Kovtun Yu. V., **Siusko Y. V.** Determining local inhomogeneities of rotating plasma density via microwave refraction. *Physics Letters A*. 2019. № 31(383). Art. 125880.
190. Бендант Дж., Пирсол А. Применение корреляционного и спектрального анализа: пер. с англ. Москва, 1983. 604 с.
191. Shanmugan K. S. and Breipohl A. M. Random signals, detection, estimation and data analysis. Hoboken, 1988. 688 p.

192. Conway G. D., Schott L., Hirose A. Comparison of reflectometer fluctuation measurements from experiment and two dimensional numerical simulation. *Review of scientific instruments*. 1996. № 11(67). P. 3861–3870.
193. Conway G. D. Beam diameter effects on microwave reflectometer measurements. *Plasma physics and controlled fusion*. 1997. № 9(39). P. 1261–1265.
194. Schirmer J., Conway G. D., Holzhauser E., Suttrop W. et al. Radial correlation length measurements on ASDEX Upgrade using correlation Doppler reflectometry. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. (2007). № 7(49). P. 1019–1039.
195. Conway G. D. Scattering of reflectometer signals from rippled surfaces. *Review of scientific instruments*. 1993. № 10(64). P. 2782–2788.
196. Sensing rotational speed by amplitude modulating a continuous microwave. Chapman F. W., Frank E. J., Muench N. L.: signal. U. S. Patent No. 3593136; 13 Jul. 1971.

ДОДАТОК 1

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковано основні наукові результати дисертації

Наукові праці у наукових фахових виданнях України, що входять до міжнародної наукометричної бази Scopus:

1. Kovtun Yu. V., **Syusko Y. V.**, Skibenko E. I., Skibenko A. I. Experimental Study of Inhomogeneous Reflex-Discharge Plasma Using Microwave Refraction Interferometry. *Ukrainian Journal of Physics*. 2018. Vol. 63, No. 12. P. 1057–1065. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті). (Scopus). URL:

<https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85061927796&origin=AuthorNamesList&txGid=54c2360f54b95c15fd1a77113c72b3d3>

2. **Siusko Y. V.**, Kovtun Yu. V. An application of microwaves refraction for inhomogeneous plasma diagnostic. *Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Physics"*. 2021. No. 1. P. 163–170. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті). (Scopus). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85103415342&origin=resultslist>

Наукові праці у зарубіжних наукових фахових виданнях, що входять до міжнародної наукометричної бази Scopus:

3. **Siusko Y. V.**, Kovtun Yu. V. Using refraction during interferometry of plasma. *In Journal of Physics: Conference Series*. 2019. Vol. 1197, Iss. 1. Art. 012001. (Особистий

внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті). (Scopus). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85065558829&origin=resultslist>

4. Kovtun Yu. V., **Siusko Y. V.** Determining local inhomogeneities of rotating plasma density via microwave refraction. *Physics Letters A*. 2019. Vol. 383, Iss. 31. Art. 125880. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті). (Scopus). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85070490953&origin=resultslist>

Наукові праці в виданнях України, що входять до міжнародної наукометричної бази Scopus:

5. Skibenko A. I., Pinos I. B., Kovtun Yu. V., Skibenko E. I., **Syusko E. V.** Application of microwave ray refraction in inhomogeneous plasma interferometry. *Ukrainian Journal of Physics*. 2016. Vol. 61, No. 8. P. 715–721. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті). (Scopus). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-84989815321&origin=resultslist&sort=plf-f&src=s&sid=be4b7bff050ad652e6d7848416fce372&sot=b&sdt=b&sl=93&s=TITLE-ABS-KEY%28Application+of+microwave+ray+refraction+in+inhomogeneous+plasma+interferometry%29&relpos=0&citeCnt=4&searchTerm=>

6. Kovtun Yu. V., **Syus'ko E. V.**, Skibenko E. I., Skibenko A. I. Refraction of microwaves in an inhomogeneous rotating plasma. *Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Physics"*. 2016. No. 6. P. 169–172. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці

експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті). (Scopus). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85007524284&origin=resultslist&sort=plf-f&src=s&sid=f72459c230935f917d040089d1dfb35b&sot=b&sdt=b&sl=75&s=TITLE-ABS-KEY%28Refraction+of+microwaves+in+an+inhomogeneous+rotating+plasma%29&reIpos=1&citeCnt=4&searchTerm=>

7. Kovtun Yu. V., **Siusko Y. V.**, Skibenko E. I. Comparative analysis of the refraction of microwaves at different frequencies in an inhomogeneous plasma of a high-power impulse reflex discharge. *Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Physics"*. 2018. No. 6. P. 328–331. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті). (Scopus). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85060709650&origin=resultslist>

Наукові праці апробаційного характеру (матеріали наукових конференцій, тези) за темою дисертації:

8. Kovtun Yu. V., Skibenko E. I., Skibenko A. I., Ozerov A. N., Pinos I. B., **Syus'ko E. V.** Use of electromagnetic wave refraction for multicomponent gas-metal plasma diagnostics // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves : Proceedings of Symposium, 20-24 June 2016, Kharkiv, Ukraine. 2016. P. 1–4. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написання тез до матеріалів конференції).

9. Kovtun Yu. V., **Syusko E. V.**, Skibenko A. I., & Skibenko E. I. Interferometry of plasma with the use of the microwave ray refraction // 9th International Kharkiv

Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves : Proceedings of Symposium, 20-24 June, 2016, Kharkiv, Ukraine. 2016. P. 1–4. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написання тез до матеріалів конференції).

10. Kovtun Yu. V., **Syusko E. V.**, Skibenko E. I., Skibenko A. I. Refraction of microwaves in an inhomogeneous rotating plasma // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion : abstr. 12–15 September, Kharkiv, Ukraine, 2016. P. 172. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тезисів, доповідь).

11. **Syusko E. V.**, Kovtun Yu. V., Skibenko A. I., Skibenko E. I. Features of microwaves refraction on an Inhomogeneous plasma cylinder // IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering : abstr. 10-14 October, Kharkiv, Ukraine, 2016. P. 8 (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тезисів, доповідь).

12. Kovtun Yu. V., Skibenko A. I., Skibenko E. I., **Siusko Y. V.**, Refraction of microwaves in an inhomogeneous gas-metal rotating plasma // The 14th International Conference of Young Scientists on Energy Issues : Proceedings of the International Conference, 25-26 May, 2017, Kaunas, Lithuania, 2017. P. 269–276. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написання тез до матеріалів конференції).

13. **Siusko Y. V.**, Kovtun Yu. V., Skibenko A. I., Skibenko E. I. Interferometry of Plasma by Inclined Probing // IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering : abstr. 17-20 October, Lviv, Ukraine, 2017. P. 132–133. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні

експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тезисів, доповідь).

14. Kovtun Yu. V., **Siusko Y. V.**, Skibenko E. I. Comparative analysis of the refraction of microwaves at different frequencies in an inhomogeneous plasma of a high power impulse reflex discharge // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion : abstr. 10-13 September, Kharkiv, Ukraine, 2018. P.179. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тезисів, доповідь).

15. **Siusko Y. V.**, Kovtun Yu. V. Using refraction during interferometry of plasma // 14th Kudowa Summer School. Towards Fusion Energy : abstr. 4 – 8 June, Kudowa-Zdrój, Poland, 2018. P.75. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тезисів, доповідь).

16. Kovtun Yu. V., **Siusko Y. V.** Investigation of high power impulse reflex discharge // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion : abstr. 10-13 September, Kharkiv, Ukraine, 2018. P. 175. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тезисів).

17. Kovtun Yu. V., **Siusko Y. V.** Determining the Angular Frequency of Rotating Cylinder via Microwave // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week : Proceedings of the international conference, 21-25 September, Kharkiv, Ukraine. 2020. P. 888–892. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів написання тез до матеріалів конференції, доповідь).

18. **Siusko Y. V.** Microwave methods with using refraction for plasma diagnostic // PhD Event 2020 - The Virtualalternative : abstr. 23 -24 November 2020. P. 116.

(Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тезисів, доповідь).

Наукова праця, яка додатково відображає наукові результати дисертації:

19. Ковтун Ю. В., **Сюсько Є. В.** Високовольтна система живлення магнітної системи електрофізичної установки для отримання та дослідження багатокомпонентної газометалевої плазми, *Вісник Національного технічного університету «ХПІ»*. Серія: «Техніка та електрофізика високих напруг». 2016. № 14. С. 44–48. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь в обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті).