

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*

Кулик Юлія Сергіївна

УДК 533.9

ДИСЕРТАЦІЯ
«ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВИСОКОЧАСТОТНОГО СТВОРЕННЯ
ПЛАЗМИ В СТЕЛАРАТОРАХ»

Спеціальність 01.04.08 – фізика плазми
(Фізико-математичні науки)

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата
фізико-математичних наук

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

_____Ю.С. Кулик

Науковий керівник: Моїсеєнко Володимир Євгенович, доктор фізико-
математичних наук, старший науковий співробітник.

Харків – 2024 р.

АНОТАЦІЯ

Кулик Ю. С. Числове моделювання високочастотного створення плазми в стелараторах. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.08 – фізика плазми (Фізико-математичні науки). – Інститут фізики плазми Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України; Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Харків, 2024.

У дисертаційній роботі представлено розроблені числові моделі для теоретичних досліджень високочастотного створення плазми в тороїдальних магнітних пастках стелараторного типу та результати числових розрахунків з високочастотного створення плазми в стелараторах Ураган-2М, Україна, та Wendelstein7-X, Німеччина, отримані за допомогою цих моделей.

Представлено нову якісну методику аналізу ефективності створення плазми високочастотними полями в іонному циклотронному діапазоні частот за допомогою антенних систем, в межах якої необхідне лише розв'язання крайової задачі для рівнянь Максвелла. Для реалізації даної методики розроблено числовий код для розв'язання рівнянь Максвелла в циліндричній геометрії. З його використанням можна проводити якісний аналіз характеру процесу створення плазми в системах стелараторного типу за допомогою різноманітних антенних систем. Якісний аналіз також дозволяє сформулювати загальні вимоги для антенної системи, котра повинна бути придатною для створення плазми. Проведено теоретичні дослідження високочастотного створення плазми в стелараторі Ураган-2М за допомогою рамкової та колінчастовальної антенних систем. Числові розрахунки показали високу ефективність рамкової антени для створення плазми низької

густини. Було показано, що антена рамкового типу може бути використана, якщо після високочастотного імпульсу даної антени подальше збільшення плазмової густини буде забезпечено високочастотним нагрівом. Антена колінчастовального типу забезпечує прийнятний енерговнесок за низьких і високих значень густини плазми.

Розроблено нову самоузгоджену числову модель для високочастотного створення плазми в іонному циклотронному діапазоні частот, що дозволяє моделювати еволюцію профілю густини і температури електронів плазми, зумовлену впливом високочастотних полів разом із вигоранням нейтрального газу. Самоузгоджена одновимірна модель включає в себе систему рівнянь балансу частинок і енергії для електронів та нейтральних атомів водню пов'язану з крайовою задачею для рівнянь Максвелла. У даній моделі вбудовано неокласичну дифузію та враховано основні елементарні процеси взаємодії плазми з нейтральним газом. Розрахунок у кожен момент часу фактично тривимірної крайової задачі для рівнянь Максвелла дозволяє врахувати особливості антенної системи, зміну внесеного опору антени в часі, вплив цього опору на величину введеної високочастотної потужності та дозволяє отримати динаміку зміни радіального профілю введеної високочастотної потужності.

Дана модель реалізована в новому числовому кодї, за допомогою якого проведено розрахунки з високочастотного створення плазми в стелараторї Ураган-2М на частотах нижчих за іонну циклотронну для антени рамкового типу та чотиринапіввиткової антени.

Числові розрахунки для рамкової антени показали, що повільна хвиля, збуджувана антеною, сильно поглинається на периферії плазмового стовпа і частка потужності, що йде в об'єм утримання, виявляється малою. В результаті, температура плазми в центрі плазмового стовпа залишається низькою, в той час, як на периферії плазми вона є значно вищою. У зв'язку з

цим, на периферії має місце сильне поглинання енергії високочастотного поля за механізмом Ландау.

У числових експериментах, проведених для чотиринапіввиткової антени, знайдено режими успішного створення плазми, в яких нейтральний газ згоряє повністю і формується гострий профіль густини плазми з максимумом на геометричній осі.

Також представлено теоретичні дослідження здатності чотиринапіввиткової антени підвищувати густину плазми в стелараторі Ураган-2М. Числові розрахунки показали, що чотиринапіввиткова антена здатна підвищувати густину плазми, якщо початкова густина є вищою за певне порогове значення. За допомогою такої антени густина плазми може бути збільшена на порядок величини. У досліджуваному випадку, рамкова антена створювала плазму з частковою іонізацією з густиною, яку вона спроможна створити, а чотиринапіввиткова антена підвищувала густину плазми і забезпечувала повну іонізацію нейтрального газу.

Запропоновано та досліджено сценарій високочастотного розряду в короткоімпульсному режимі. Такий розряд застосовують для створення нейтральних атомів, які використовують для чистки поверхонь стінок вакуумної камери магнітних пасток. Створення плазми в іонному циклотронному діапазоні частот є можливим способом для підтримки чистячого розряду в стелараторах. Метод для чистки стінок вакуумної камери використовує розряд, підтримуваний збудженням повільної хвилі на частотах нижчих за іонну циклотронну. Перевагою розглянутого сценарію є більш низька частота, яка полегшує вибір генератора і дизайн антени, а також знижує їх вартість. Такий високочастотний розряд може бути ініційований в магнітному полі, що є перевагою для машин з надпровідними магнітами.

Для вивчення такого розряду було використано оновлений самоузгоджений одновимірний числовий код, що моделює високочастотне створення плазми в тороїдальних магнітних пастках стелараторного типу в іонному циклотронному діапазоні частот. В якості прототипу для цього коду була використана раніше розроблена самоузгоджена модель для атомарного газу. Оновлена ж модель є моделлю для молекулярного водню. За допомогою розробленого числового коду проведено оптимізацію чистячого розряду (підбір параметрів розряду для генерації атомарного водню) для стеларатора великого розміру.

Числовий аналіз показав, що атоми формуються в основному за рахунок дисоціації молекул водню електронним ударом. В проміжках між імпульсами, коли високочастотний нагрів вимкнений, зростає роль дисоціативної рекомбінації молекулярних іонів з електронами, яка є додатковим джерелом атомарного водню. Розрахунки показали, що за рахунок рекомбінації у розглянутому сценарії може вироблятися 10^{20} атомів водню за секунду.

Представлено результати числового моделювання короткоімпульсного розряду для електронного циклотронного нагріву плазми. Для даного дослідження розроблено молекулярну модель, що включає всі процеси зіткнень і є дієвою на всіх стадіях створення плазми в стелараторі. Новою особливістю цієї моделі в порівнянні з попередніми моделями є врахування молекул нейтрального газу та молекулярних іонів H_2^+ , H_3^+ в рівняннях балансу частинок, а також можливість моделювання іонного циклотронного пробою. Передбачається, що нейтральний газ складається з молекулярного і атомарного водню. Високочастотний модуль числового коду модифікований відповідним чином. Модель використовує неокласичну дифузію, турбулентний переніс та елементарні процеси атомарних і молекулярних

зіткнень. У балансі нейтрального газу враховуються утримання заряджених частинок і рекомбінація водню на поверхні стінки.

На основі даної моделі оновлено одновимірний числовий код. На додаток до високочастотного модулю було розроблено і включено до коду новий модуль, що обчислює електронний циклотронний нагрів на другій гармоніці у випадку слабого загасання хвилі. Числовий код може працювати з використанням як високочастотного модуля, так і електронного циклотронного модуля. Таким чином, нова самоузгоджена модель високочастотного створення плазми в стелараторах може працювати, як в електронному циклотронному, так і в іонному циклотронному діапазонах частот.

Представлено результати розрахунків для одиночних імпульсів, отримані за допомогою оновленого числового коду. З певною точністю розрахунки відтворюють експериментальний імпульс стеларатора Wendelstein 7-X. Розрахунки показали, що найбільше утворення водню відбувається на стадії розпаду плазми, коли низька електронна температура стимулює рекомбінацію. Для забезпечення безперервності генерації атомарного водню необхідно використовувати серію імпульсів. Представлено результат моделювання такого режиму. Числові розрахунки показали, що в умовах проведеного експерименту на стелараторі Wendelstein7-X, виробництво нейтральних атомів може сягати $1.4 \cdot 10^{18}$ за один імпульс і цей режим може слугувати основою для сценарію чистки стінок вакуумної камери Wendelstein 7-X.

Ключові слова: високочастотне створення плазми, стеларатор, рівняння Максвелла, колінчастовальна антена, рамкова антена, чотиринапіввиткова антена.

ABSTRACT

Kulyk Yu. S. Numerical modelling of the radio-frequency plasma production in stellarators. – Qualification scientific paper, manuscript.

Thesis for a Candidate Degree in Physics and Mathematics: Specialty 01.04.08 – Plasma Physics. – National Science Center «Kharkiv Institute of Physics and Technology» Institute of Plasma Physics. – V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, 2024.

The thesis presents the developed numerical models for theoretical studies of radio-frequency plasma production in stellarator-type machines and the results of numerical calculations on RF plasma production in the Uragan-2M, Ukraine, and the Wendelstein7-X, Germany, stellarators obtained with the help of these models.

A qualitative technique for analyzing the efficiency of plasma production by high-frequency fields in the ion cyclotron range of frequencies using antenna systems within which only the solution of the boundary value problem for Maxwell's equations is required was presented. A numerical code for solving Maxwell's equations in cylindrical geometry was developed to implement this technique. This code was used to conduct a qualitative analysis of the nature of the plasma production process in stellarator-type machines using various antenna systems. Qualitative analysis also makes it possible to formulate general requirements for an antenna system suitable for plasma production. Theoretical studies of radio-frequency plasma production in the Uragan-2M stellarator were carried out using frame and crankshaft antenna systems. Numerical calculations have shown the high efficiency of the frame antenna for low-density plasma production. It was shown that a frame-type antenna can be used if, after a radio-frequency pulse of this antenna, a further increase of plasma density is provided by radio-frequency heating. The crankshaft antenna provides an acceptable power deposition at low and high values of the plasma densities.

A new self-consistent numerical model for radio-frequency plasma production in the ion cyclotron range of frequencies, which allows simulating the evolution of the density and temperature profiles of plasma electrons due to the influence of radio-frequency fields together with neutral gas burnout, was developed. The self-consistent one-dimensional model includes a system of particle and energy balance equations for electrons and neutral hydrogen atoms associated with a boundary value problem for Maxwell's equations. This model incorporates neoclassical diffusion and takes into account the basic elementary processes of plasma interaction with neutral gas. The calculation of the actual three-dimensional boundary value problem for Maxwell's equations at each time moment allows taking into account the features of the antenna system, calculating the change in the antenna's input resistance over time, the influence of this resistance on the value of the input high-frequency power, and allows obtaining the dynamics of the change in the radial profile of the input radio-frequency power.

This model is implemented in a new numerical code, which is used to calculate the radio-frequency plasma production in the Uragan-2M stellarator at frequencies lower than the ion cyclotron frequency for frame-type and four-strap antenna systems.

Numerical calculations for the frame antenna showed that the slow wave excited by the antenna is strongly absorbed at the periphery of the plasma column and the fraction of power that goes into the confinement volume is small. As a result, the temperature in the plasma center of the plasma column remains low, while it is much higher at the periphery of the plasma. In this regard, a strong absorption of the radio-frequency field energy by the Landau mechanism takes place at the periphery.

Numerical calculations carried out for a four-strap antenna showed that such an antenna is capable of plasma production if the initial density is higher than a certain threshold value which is quite below the final value.

In numerical experiments conducted for a four-strap antenna, modes of successful plasma production were found, in which the neutral gas burns completely and a sharp plasma density profile with a maximum on the geometric axis is formed.

Theoretical studies of the ability of the four-strap antenna to increase the plasma density in the Uragan-2M stellarator are also presented. Numerical calculations showed that the four-strap antenna can increase the plasma density if the initial density is higher than a certain threshold value. The plasma density can be increased by an order of magnitude with the help of such an antenna. In the studied case, the frame antenna produces partially ionized plasma with the density that it can produce, and the four-strap antenna increases the plasma density and ensures complete ionization of the neutral gas afterward.

The scenario of radio-frequency discharge in the short-pulse mode is proposed and investigated. Such a discharge is used to create neutral atoms, which are used to clean the surfaces of the walls of the vacuum chamber of magnetic traps. Plasma production in the ion cyclotron range of frequencies is a possible way to maintain a cleaning discharge in stellarators. The method for cleaning the walls of the vacuum chamber uses a discharge supported by slow wave excitation at frequencies below the ion cyclotron frequency. The advantage of the considered scenario is a lower frequency, which facilitates the choice of generator and antenna design, and also reduces their cost. Such a radio-frequency discharge can be initiated in a magnetic field, which is an advantage for machines with superconducting magnets.

To study such a discharge, an updated self-consistent one-dimensional numerical code simulating high-frequency plasma production in stellarator-type machines in the ion cyclotron range of frequencies was used. A previously developed self-consistent model for an atomic gas was used as a prototype for this code. The updated model is a model for molecular hydrogen and can be used when the plasma density is small. Using the developed numerical code, optimization of

the cleaning discharge (selection of discharge parameters for the generation of atomic hydrogen) was carried out for a large-size stellarator.

Numerical analysis showed that atoms are formed mainly due to the dissociation of hydrogen molecules by an electron impact. In the intervals between pulses, when high-frequency heating is turned off, the role of dissociative recombination of molecular ions with electrons, which is an additional source of atomic hydrogen, increases. Calculations showed that 10^{20} hydrogen atoms per second can be produced due to recombination in the considered scenario.

The results of numerical modelling of a short-pulse discharge for electron cyclotron plasma heating are presented. For further studies, a comprehensive molecular model was developed that includes all collision processes and is effective at all stages of plasma production in the stellarator. A new feature of this model compared to previous models is the inclusion of neutral gas molecules and H_2^+ , and H_3^+ molecular ions in the particle balance equations and the possibility of simulating an ion cyclotron breakdown. It is assumed that neutral gas consists of molecular and atomic hydrogen. The radio-frequency module of the numerical code is modified accordingly. The model uses neoclassical diffusion, turbulent transport, and elementary processes of atomic and molecular collisions. The neutral gas balance takes into account the retention of charged particles and the recombination of hydrogen on the wall surface.

Based on this model, the one-dimensional numerical code has been updated. In addition to the radio-frequency module, a new module that calculates electron cyclotron heating at the second harmonic in the case of weak wave attenuation has been developed and included in the code. The numerical code can work using both the radio-frequency module and the electron cyclotron module. Thus, a new self-consistent model of radio-frequency plasma production in stellarators can operate both in the electron cyclotron and ion cyclotron frequency ranges.

The results of calculations for single pulses obtained using the updated numerical code are presented. With certain accuracy, the calculations reproduce

the experimental pulse of the Wendelstein 7-X stellarator. The calculations showed that most hydrogen production occurs at the plasma decay stage when the low electron temperature stimulates recombination. A series of pulses must be used to ensure the continuity of atomic hydrogen generation. The results of modelling such a regime are also presented. Numerical calculations showed that under the conditions of the experiment on the Wendelstein7-X stellarator, the production of neutral atoms can reach $1.4 \cdot 10^{18}$ per pulse and this mode can serve as the basis for the scenario of cleaning the walls of the Wendelstein 7-X vacuum chamber.

Key words: radio-frequency plasma production, stellarator, Maxwell's equations, crankshaft antenna, frame antenna, four-strap antenna.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці у наукових фахових виданнях України, що входять до міжнародних наукометричних баз:

1. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Lysoivan, A.I. (2012) Self-Consistent Modelling of Plasma Density Increase with Radio-Frequency Heating. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **6** (82), pp. 46-48. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).
2. **Kulyk, Yu.S.**, Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2014) Numerical Modelling of Plasma Production with Radio-Frequency Heating Using Four-Strap π -Phased Antenna. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **6** (94), pp. 30-33. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).
3. Moiseenko, V.E., **Kulyk, Yu.S.**, Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2015) Optimization of Self-Consistent Code for Modelling of RF Plasma Production. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **1** (21), pp. 56-58. (Особистий внесок здобувачки: участь у роботі з оптимізації високочастотного модуля для числового коду, участь в тестуванні, аналізі отриманих результатів, написання статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).

4. **Kulyk, Yu.S.**, Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2021) Modelling of Radio-Frequency Wall Conditioning in Short Pulses in a Stellarator. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **1** (131), pp. 9-14. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).

Наукові праці у зарубіжних наукових спеціалізованих виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз:

5. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Stepanov, K.N., Shvets, O.M., Volkov, E.D., Tereshin, V.I (2007) RF Plasma Production in Uragan-2M Torsatron. *AIP Conference Proceedings* **933**, pp. 115-118. American Institute of Physics. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).
6. Moiseenko, V.E., Berezhnyj, V.L., Bondarenko, V.N., Burchenko, P.Ya., Castejón, F., Chechkin, V.V., Chernyshenko, V.Ya., Dreval, M.B., Garkusha, I.E., Glazunov, G.P., Grigor`eva, L.I., Hartmann, D., Hidalgo, C., Koch, R., Konovalov, V.G., Kotsubanov, V.D., Kramskoi, Ye.D., Kulaga, A.E., Lozin, A.V., Lysoivan, A.I., Mironov, V.K., Mysiura, I.N., Pavlichenko, R.O., Pashnev, V.K., Romanov, V.S., Shapoval, A.N., Skibenko, A.I., Slavnyi, A.S., Sorokovoy, E.L., **Stadnik, Yu.S.**, Taran, V.S., Tereshin, V.I. and Voitsenya, V.S. (2011) RF Plasma Production and Heating Below Ion-Cyclotron Frequencies in Uragan Torsatrons. *Nuclear*

Fusion **51** (8), 083036. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті. Необхідно зазначити, що в цій дисертації використано лише розділ 3 роботи). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).

7. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Lyssoivan, A.I., Korovin, V.B. (2013) Self-Consistent Modeling of Radio-Frequency Plasma Generation in Stellarators. *Plasma Physics Reports* **39** (11), pp. 873–881. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).

Наукові праці в виданнях України, що входять до міжнародних наукометричних баз:

8. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Volkov, E.D., Svets, O.M. (2006) Numerical Modelling of RF Plasma Production in Uragan-2M Stellarator with Crankshaft Antenna. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **6** (12), pp. 62-64. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Входить до міжнародної наукометричної бази Web of Science).

9. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Lysoivan, A.I., Dreval, M.B. (2010) Self-consistent Model of the RF Plasma Production in Stellarator. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **6** (16), pp. 21-23. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).
10. **Kulyk, Yu.S.**, Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2016) Radio-Frequency Wall Conditioning for Steady-State Stellarators. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **6** (106), pp. 56-59. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).
11. **Kulyk, Yu.S.**, Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2018) A Numerical Model of Radio-Frequency Wall Conditioning for Steady-State Stellarators. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **6** (118), pp. 46-49. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).

Наукові праці апробаційного характеру (тези доповідей на наукових конференціях) за темою дисертації:

12. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Volkov, E.D., Shvets, O.M. (2006) Numerical Modelling of RF Plasma Production in Uragan-2M Stellarator with Crankshaft Antenna. In *11-th International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion and 2-nd Alushta International Workshop on the Role of Electric Fields in Plasma Confinement in Stellarators and Tokamaks*. Alushta (Crimea), Ukraine, 11-16 September 2006. Book of Abstracts, p. 57. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).

13. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Stepanov, K.N., Shvets, O.M., Volkov, E.D., Tereshin, V.I. (2007) RF Plasma Production in Uragan-2M Torsatron. In *17th Topical Conference on Radio-Frequency Power in Plasma*, Clearwater, Florida, USA, 7-9 May 2007, paper b41. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді). (Входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).

14. **Stadnik, Yu.S.**, Moiseenko, V.E., Stepanov, K.N., Shvets, O.M., Volkov, E.D., Tereshin, V.I. (2007) Theoretical Analysis of RF Plasma Production in Uragan-2M Torsatron. In *34th EPS Conference on Plasma Phys.* Warsaw, Poland, 2-6 July 2007. ECA Vol.31F, P-4.157. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка

- результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді). (Входить до міжнародної наукометричної бази Scopus).
15. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Lyssoivan, A.I., Dreval, M.D. (2010) Self-Consistent Model of the RF Plasma Production in Stellarator. In *International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion and 4-th Alushta International Workshop on the Role of Electric Fields in Plasma Confinement in Stellarators and Tokamaks*. Alushta (Crimea), Ukraine, 13-18 September 2010. Book of Abstracts, p. 52. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).
 16. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Lyssoivan, A.I. (2012) Self-Consistent Modelling of Plasma Density Increase with Radio-Frequency Heating. In *International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop Nano- and micro-sized structures in plasmas*. Alushta (Crimea), Ukraine, 17-22 September 2012. Book of Abstracts, p. 61. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).
 17. Моїсеєнко, В.Є., **Кулик, Ю.С.**, Лисойван, А.І. (2013) Самоузгоджене моделювання накопичення плазми за допомогою високочастотного нагріву. In *Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу 2013*. Київ, 24-25 вересня 2013. Тези доповідей, с. 20. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці

числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).

18. Moiseenko, V.E., **Kulyk, Yu.S.**, Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2014) Numerical Modelling of Plasma Production with Radio-Frequency Heating Using Four-Strap π -Phased Antenna. In *International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop Nano- and micro-sized structures in plasmas*. Kharkiv, Ukraine, 15-18 September 2014. Book of Abstracts, p. 50. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).
19. Moiseenko, V.E., **Kulyk, Yu.S.**, Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2014) Optimization of Self-Consistent Code for Modelling of RF Plasma Production. In *International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop Nano- and micro-sized structures in plasmas*. Kharkiv, Ukraine, 15-18 September 2014. Book of Abstracts, p. 51. (Особистий внесок здобувачки: участь у роботі з оптимізації високочастотного модуля для числового коду, тестуванні комп'ютерного коду, участь в обробці та аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).
20. **Kulyk, Yu.S.**, Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2015) Radio-Frequency Wall Conditioning for Steady-State Stellarators. In *Eighth IAEA Technical Meeting on "Steady State Operation of Magnetic Fusion Devices*. Nara, Japan, 24-30 May 2015. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду,

виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).

21. **Kulyk, Yu.S.**, Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2016) Radio-Frequency Wall Conditioning for Steady-State Stellarators. In *International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion*. Kharkiv, Ukraine, 12-15 September 2016. Book of Abstracts, p. 55. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).
22. **Kulyk, Yu.S.**, Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2018) A Numerical Model of Radio-Frequency Wall Conditioning for Steady-State Stellarators. In *International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion*. Kharkiv, Ukraine, 10-13 September 2018. Book of Abstracts, p. 33. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці теоретичної моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, підготовка доповіді).
23. **Кулик, Ю.С.**, Моїсеєнко, В.Є., Вотерс, Т., Лисойван, А.І. (2021) Моделювання високочастотного короткоімпульсного розряду в стелараторі. In *Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу 2021*. Київ, 15-16 грудня 2021. Тези доповідей, с. 19, O.We.8 онлайн. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).

ЗМІСТ

ВСТУП	22
РОЗДІЛ 1. МОДЕЛЬ СТВОРЕННЯ ПЛАЗМИ НА ОСНОВІ АНАЛІЗУ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛІВ І АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ РОЗРАХУНКІВ	33
1.1 Високочастотне створення плазми	33
1.2 Фізичні процеси під час створення плазми	36
1.3 Теоретична модель для високочастотного створення плазми	40
1.3.1 Рівняння Максвелла в циліндричній геометрії	43
1.3.2 Густина високочастотної потужності	45
1.3.3 Модель для антени. Струми антени	46
1.3.4 Умови регулярності для електромагнітних полів у плазмі	57
1.3.5 Тензор діелектричної проникності плазми	60
1.4 Числове моделювання високочастотного створення плазми	61
1.4.1 Скінченні елементи ермітового типу	62
1.4.2 Числова схема для розв'язання рівнянь Максвелла	63
1.4.3 Структура числового коду	64
1.5 Результати числових експериментів для стеларатора Ураган-2М	65
1.5.1 Результати числових розрахунків для колінчастовальної антени	67
1.5.2 Результати числових розрахунків для рамкової антени	73
Висновки до розділу 1	78
РОЗДІЛ 2. САМОУЗГОДЖЕНА МОДЕЛЬ СТВОРЕННЯ ПЛАЗМИ В АТОМАРНОМУ ГАЗІ І АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ РОЗРАХУНКІВ	80
2.1 Числова самоузгоджена модель створення плазми в атомарному водні	80
2.2 Побудова числового коду	83
2.3 Результати числових експериментів для стеларатора Ураган-2М	85

	21
2.3.1 Результати числових розрахунків для рамкової антени	86
2.3.2 Результати числових розрахунків для чотиринапіввиткової антени	93
2.3.3 Застосування напіввиткових антен для підвищення густини плазми	98
2.4 Використання числової моделі для розрахунків у молекулярному водні	104
2.4.1 Сценарій чистячого розряду для стелараторів великого розміру	104
2.4.2 Числова модель створення плазми у молекулярному водні	105
2.4.3 Параметри розрахунків і результати числового експерименту	107
Висновки до розділу 2	114
РОЗДІЛ 3. САМОУЗГОДЖЕНА МОДЕЛЬ СТВОРЕННЯ ПЛАЗМИ В МОЛЕКУЛЯРНОМУ ГАЗІ І РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ	117
3.1 Елементарні процеси в молекулярному газі	117
3.2 Опис самоузгодженої моделі створення плазми в молекулярному газі	121
3.3 Числовий код RFPP-St2	126
3.4 Розрахунки сценаріїв електронної циклотронної чистки стінок вакуумної камери для стеларатора Wendelstein7-X	127
Висновки до розділу 3	141
ВИСНОВКИ	144
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	146
ДОДАТОК Список публікацій здобувача за темою дисертації	159

ВСТУП

Еволюція людства та технічний прогрес безпосередньо пов'язані зі споживанням енергії. Частка вуглеводневих джерел (нафта, вуглець, природний газ) у всьому об'ємові спожитої енергії і нині є переважною. Проте природні копалини не лише поступово вичерпуються, величезною проблемою, пов'язаною з їх видобутком та використанням, є істотні викиди окислу вуглецю, що продукуються в процесі горіння, в атмосферу.

Використання відновлюваних джерел енергії (енергія сонця, вітру, припливів та відпливів, геотермальна енергія, біопаливо тощо) на поточний момент здатне лише дещо знизити залежність від викопного палива, проте не може повністю задовольнити енергетичні потреби через їх низьку концентрацію, залежність від зовнішніх чинників, адже вони мають змінний характер генерації та є потреба у резервних джерелах енергії.

Найбільш надійним і довгостроковим джерелом енергії видається ядерне паливо. Проте використання ядерної енергії призводить до значних проблем, пов'язаних із переробкою та зберіганням радіоактивного відпрацьованого ядерного палива, аваріями, що призводять до екологічних та техногенних катастроф.

Розвиток керованого термоядерного синтезу може стати вирішенням задачі отримання необхідних об'ємів енергії без шкідливих викидів в атмосферу парникових газів, адже основним побічним продуктом від виробництва стане цілком безпечний гелій. Паливом будуть слугувати ізотопи водню – дейтерій та тритій, який зазвичай виробляється з літію.

Токамаки та стеларатори призначені для здійснення процесів керованого термоядерного синтезу у високотемпературній плазмі. Створення плазми є ключовим елементом термоядерної технології.

Обґрунтування вибору теми досліджень

У стелараторах першого покоління плазма створювалась за допомогою омічного нагріву (Coor *et al.*, 1958), (Bernstein *et al.*, 1959), (Spigel, 1976). Для

досягнення термоядерної температури омічний нагрів виявився недостатнім. Зі зростанням температури зменшується опір плазми і ефективність даного методу втрачається. Тому для подальшого збільшення температури став необхідним додатковий нагрів плазми.

Сучасні стеларатори не оснащені омічним нагрівом. Плазма в стелараторах може бути отримана за допомогою інжекції пучка нейтральних атомів (див., наприклад, Kaneko *et al.*, 1999, Ott *et al.*, 2002, Fuentes *et al.*, 2005) та високочастотних електромагнітних хвиль (див., наприклад, Golant, *et al.*, 1989, Watari, 1998).

Доволі перспективними для створення та нагріву плазми в магнітних пастках для утримання високотемпературної плазми та, зокрема, у стелараторах видаються високочастотні методи (див., наприклад, Shvets *et al.*, 1984, Swanson, 1985, Cairns, 1991, Koch, 2004). Ці методи працюють за рахунок взаємодії частинок та електромагнітних хвиль таких, як загасання Ландау та циклотронний резонанс. За відповідного підбору частоти електромагнітні хвилі добре поглинаються в плазмі та нагрівають її. Високочастотний нагрів дозволяє підвищувати температуру плазми і в подальшому довести її до термоядерних значень.

Перехід від омічного нагріву до ВЧ методів створення та нагріву плазми був також зумовлений необхідністю проведення експериментів з безструмовою плазмою.

В більшості стелараторів особливе місце посідає електронний циклотронний метод нагріву плазми (Wolf *et al.*, 2018), (Kovrizhnykh *et al.*, 1987), (Tribaldos *et al.*, 1998) оскільки плазмовий розряд в стелараторах підтримується завдяки циклотронному поглинанню мікрохвильового випромінювання. Створення плазми за допомогою електронного циклотронного резонансного нагріву є доволі надійним. Важливою перевагою такого методу є відносна простота введення надвисокочастотної

енергії в плазму, ефективно поглинання хвиль на електронних циклотронних гармоніках (Uo *et al.*, 1982).

Перевага електронного циклотронного резонансного нагріву також полягає в тому, що даний метод використовується для подальшого нагріву плазми до високих температур. Даний метод нагріву вимагає наявності електронного циклотронного резонансу всередині області, де має бути сформована плазма. Це накладає обмеження на величину магнітного поля. Якщо з'являється необхідність роботи стелараторів за магнітних полів відмінних від відповідних для електронного циклотронного резонансного нагріву, слід шукати інші можливості для створення плазми.

Створення та нагрів плазми в діапазоні іонних циклотронних частот (Stix, 1961), (Rothman, 1969), (Dikij, 1976) також є одним з основних і перспективних методів створення плазми, зокрема, в стелараторах LHD в Японії (Kamio *et al.*, 2021), Ураган-2М (У-2М) в Україні (Kovtun *et al.*, 2022), (Moiseenko *et al.*, 2020), (Moiseenko *et al.*, 2022).

Створення плазми методом нагріву в іонному циклотронному діапазоні частот використовується у токамаках для чистки стінок вакуумної камери (Douai *et al.*, 2011). У подібних розрядах тиск нейтрального газу є високим, а густина плазми низькою. На основі експериментів зі створення плазми на У-2М було розроблено сценарій високочастотного створення плазми для стелараторів (Moiseenko *et al.*, 2020). Даний сценарій забезпечує нагрів електронів у широкому діапазоні густини плазми, від дуже низької до високої. Цей сценарій є перспективним для Wendelstein 7-X (W-7X), проте був продемонстрований тільки на У-2М, який є значно меншим, ніж W-7X та має нижче на порядок магнітне поле.

Дисертаційна робота присвячена теоретичному дослідженню високочастотного створення плазми у стелараторах за допомогою різноманітних антенних систем. Теоретичний аналіз створення плазми

дозволяє сформулювати загальні вимоги для антенної системи, котра повинна бути придатною для створення плазми на всіх етапах. Щоб розробити оптимальну антенну систему для певного пристрою для утримання плазми, доречним є числове моделювання. Розглянутий у дисертації сценарій високочастотного розряду в короткоімпульсному режимі може бути використаний для чистки поверхонь стінок вакуумної камери, що також є важливим елементом робочого циклу термоядерних реакторів на основі стелараторних систем.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Дисертаційну роботу виконано в Інституті фізики плазми Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України відповідно до планів науково-дослідних робіт і програм у межах наступних тем:

- III-3-11 (ІФП) (2016-2020). Дослідження високочастотного утворення та нагріву плазми, а також її утримання у тороїдальних магнітних пастках стелараторного типу з диверторною і лімітерною конфігурацією. Проробка концепції ядерно-термоядерного підкритичного реактора на основі стеларатора (номер державної реєстрації 0116U006160);

- X-5-5 (2011-2013). Розробка та впровадження на установці У-2М комбінованої магнітної конфігурації стеларатора з відкритою пасткою як прототипу конфігурації нейтронного джерела підкритичної гібридної системи «ядерне ділення-синтез» та інсталяція корпускулярної діагностики (номер державної реєстрації 0111U009604);

- П-3/22 (2014-2015). Експериментальне і теоретичне моделювання фізичних процесів у великих термоядерних установках з дивертором (номер державної реєстрації 0114U001808);

- X-5-3 (2013-2015). Розробка та впровадження нового методу діагностики плазми на основі багато-частотної надвисокочастотної рефлектометрії на установці УРАГАН-2М і утримання плазми в

комбінованій магнітній конфігурації стеларатора з відкритою пасткою для моделювання нейтронного джерела підкритичної гібридної системи «ядерний поділ-синтез» (номер державної реєстрації 0113U006380);

- III-3-16 (ІФП) (2016-2020) Дослідження високочастотного утворення та нагріву плазми, що утримується у тороїдальних магнітних пастках стелараторного типу (номер державної реєстрації 0116U006160);

- Україна-Словенія, М/294-2013, М/124-2014. Проведення досліджень ефективності очистки стінок вакуумної камери установки Ураган-2М в різних режимах утворення ВЧ плазми з залученням оптичних, зондових та мас-спектрометричних вимірювань;

- Проект Українського науково-технологічного центру (УНТЦ) №4216. Радіочастотне утворення і нагрів плазми в торсатроні Ураган-2М.

Мета і завдання дослідження

Основною метою роботи є вдосконалення фізичної картини процесу високочастотного створення плазми та отримання нових знань щодо цього процесу, включно зі створенням числової моделі, що описує процес створення плазми і використовується для моделювання даного процесу. Крім того, числове моделювання та числові розрахунки допомагають вибрати правильну стратегію експериментальних досліджень та запропонувати напрямки для майбутніх експериментів.

Для досягнення мети дисертаційної роботи було поставлено наступні **завдання:**

- Розробити числову модель для рівнянь Максвелла для стелараторних систем для атомарного газу.
- Дослідити фізичні особливості високочастотного створення плазми та провести числові експерименти з високочастотного створення плазми для стеларатора Ураган-2М з використанням колінчастовальної та рамкової антенних систем.

- Розробити самоузгоджену модель альвенівського створення плазми на частотах нижчих за іонну циклотронну для стелараторних систем для атомарного газу.
- Провести числові експерименти з високочастотного створення плазми для стеларатора Ураган-2М з використанням рамкової та чотиринапіввиткової антенних систем.
- Дослідити фізичні особливості високочастотного створення плазми і розробити теоретичну модель створення плазми для стелараторних систем для молекулярного водню.
- Провести числові експерименти з високочастотного створення плазми для стеларатора великого розміру з використанням подвійної рамкової антени.
- Розробити модель альвенівського та електронного циклотронного створення плазми для стелараторних систем для молекулярного газу.
- Провести моделювання високочастотного створення плазми та виконати числовий аналіз плазмового розряду для чистки стінок вакуумної камери у стелараторі Wendelstein 7-X.

Об'єкт дослідження: плазма стелараторів з неповною іонізацією в електромагнітних полях.

Предмет дослідження: процес високочастотного створення плазми в стелараторах.

Методи дослідження

У дисертаційній роботі застосовано відомі аналітичні та числові методи. При розробці моделі для числового розв'язання рівнянь Максвелла у циліндричній геометрії використано метод скінченних елементів у чисельно-стійких версіях. Для отримання числових розв'язків, розв'язання лінійних рівнянь використано LU-метод розкладання матриць. Для моделювання еволюції параметрів плазми застосовано метод Кранка-Ніколсона, який є абсолютно чисельно стійким. Для досягнення другого порядку точності за

часом було проведено уточнення отриманих розв'язків по схемі Рунге-Кутта другого порядку. Для написання числового коду використано мову програмування Фортран 90. Всі методи, що використані у дисертації, є надійними та перевіреними.

Наукова новизна отриманих результатів

У дисертаційній роботі вперше отримано наступні результати:

- Розроблено одновимірну числову модель для рівнянь Максвелла у циліндричній геометрії для стелараторних систем для атомарного газу.
- Досліджено фізичні особливості високочастотного створення плазми та проведено числові експерименти з високочастотного створення плазми для стеларатора Ураган-2М з використанням колінчастовальної та рамкової антенних систем.
- Розроблено самоузгоджену модель високочастотного створення плазми для стелараторних систем для атомарного газу.
- Виконано числове моделювання високочастотного створення плазми для стеларатора Ураган-2М з використанням рамкової та чотиринапіввиткової антенних систем за допомогою вдосконаленої моделі для атомарного газу.
- Досліджено фізичні особливості високочастотного створення плазми і розроблено теоретичну модель створення плазми для стелараторних систем для молекулярного водню.
- Проведено числові експерименти з високочастотного створення плазми для стеларатора великого розміру з використанням подвійної рамкової антени за допомогою моделі для молекулярного водню.
- Розроблено модель альвенівського та електронного циклотронного створення плазми для стелараторних систем для молекулярного газу.

- Проведено моделювання високочастотного створення плазми та виконано числовий аналіз плазмового розряду для чистки стінок вакуумної камери у стелараторі Wendelstein 7-X.

Практичне значення отриманих результатів

Отримані в дисертаційній роботі результати роблять внесок у розвиток фізичної картини високочастотних плазмових розрядів, методів високочастотного створення плазми в магнітних пастках стелараторного типу. Результати числового моделювання є корисними щодо вибору режимів для чистки стінок вакуумної камери стелараторів високочастотними розрядами.

Усі проведені дослідження мають практичне значення, а саме:

- Розроблені числові моделі було використано для розрахунків щодо моделювання процесів створення плазми у стелараторах Ураган-2М (Інститут фізики плазми ННЦ ХФТІ, Харків, Україна) та Wendelstein 7-X (Інститут фізики плазми імені Макса Планка, Грайфсвальд, Німеччина).
- Розроблені числові моделі використовують під час дослідження нових сценаріїв створення плазми та під час підготовки експериментів на стелараторах Ураган-2М та Wendelstein 7-X.
- Елементи числового коду використовують у коді TOMATOR-1D (Лабораторія фізики плазми Королівської військової академії, Брюссель, Бельгія).

Загалом, представлені результати мають практичне значення для усіх стелараторних систем, адже розглянуті сценарії є експериментально перевіреними на малих магнітних пастках стелараторного типу і можуть бути використані для великих систем реакторних масштабів.

Публікації

Результати дисертаційної роботи повністю відображено у 23 наукових працях, у тому числі в 4 статтях у наукових фахових виданнях України, що

входять до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science [1-4], 3 публікаціях у зарубіжних наукових спеціалізованих виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science [5-7], 4 статтях у виданнях України, що входять до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science [8-11] та 12 матеріалах і тезах доповідей на наукових конференціях [12-23].

Особистий внесок здобувача

Усі основні результати, що винесено на захист, отримані за безпосередньої участі здобувачки.

У роботах [1, 2, 4, 5, 7-11] здобувачка приймала визначальну участь у розробці теоретичних моделей, виводі рівнянь, написанні комп'ютерних кодів на основі розроблених моделей. Здобувачка здійснювала розробку тестів для перевірки коректності роботи кодів і проводила тестування усіх структурних елементів числових кодів. З використанням кодів авторка виконувала числові розрахунки. Приймала участь в обговоренні та аналізі отриманих результатів. Приймала участь у написанні статей та підготовці їх до опублікування.

У роботі [3] здобувачка приймала участь в оптимізації високочастотного модуля для числового коду, в обговоренні та аналізі отриманих результатів та написанні статті, співпрацювала з редакцією журналу під час підготовки її до опублікування.

У роботі [6] здобувачка приймала участь у розробці теоретичної моделі, виводі рівнянь, написанні числового коду. Проводила тестування коду, виконувала числові розрахунки. Приймала активну участь в обговоренні та аналізі отриманих результатів, написанні статті. Необхідно відмітити, що в даній дисертації використано лише розділ 3 роботи [6].

У роботах [12-23] здобувачка приймала визначальну участь у розробці теоретичних моделей, виводі рівнянь, написанні числових кодів та їх тестуванні. Виконувала числові розрахунки. Приймала активну участь в

обговоренні та аналізі отриманих результатів. Готувала доповіді на конференції.

Апробація матеріалів дисертації

Результати, що увійшли до дисертаційної роботи, були представлені на наступних конференціях:

1. 11-th International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion and 2-nd Alushta International Workshop on the Role of Electric Fields in Plasma Confinement in Stellarators and Tokamaks (Alushta (Crimea), Ukraine, 2006);
2. 17th Topical Conference on Radio-Frequency Power in Plasma (Clearwater, Florida, USA, 2007);
3. 34th EPS Conference on Plasma Physics (Warsaw, Poland, 2007);
4. International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion and 4-th Alushta International Workshop on the Role of Electric Fields in Plasma Confinement in Stellarators and Tokamaks (Alushta (Crimea), Ukraine, 2010);
5. International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop Nano- and micro-sized structures in plasmas (Alushta (Crimea), Ukraine, 2012);
6. Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу (Київ, Україна, 2013);
7. International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop Nano- and micro-sized structures in plasmas (Kharkiv, Ukraine, 2014);
8. Eighth IAEA Technical Meeting on “Steady State Operation of Magnetic Fusion Devices” (Nara, Japan, 2015);
9. International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion (Kharkiv, Ukraine, 2016);

10. International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion (Kharkiv, Ukraine, 2018);
11. Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу (Київ, Україна, 2021).

Структура та обсяг дисертації

Дисертація складається зі вступу, трьох розділів, висновків, списку використаних джерел і одного додатку. Загальний обсяг дисертації становить 166 сторінок, з яких основний текст – 118 сторінок. Робота містить 61 рисунок та 1 таблицю. Список використаних джерел налічує 117 найменувань на 13 сторінках.

РОЗДІЛ 1

МОДЕЛЬ СТВОРЕННЯ ПЛАЗМИ НА ОСНОВІ АНАЛІЗУ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛІВ І АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ РОЗРАХУНКІВ

1.1 Високочастотне створення плазми

Високочастотне створення плазми використовується в магнітних пастках для утримання високотемпературної плазми та, зокрема, у стелараторах. Високочастотні методи створення плазми (Swanson, 1985), (Cairns, 1991) засновані на збудженні та поглинанні електромагнітних полів у плазмі. Вивчення високочастотного створення плазми триває з 70-х років минулого століття, що дало можливість вирішити проблему отримання безструмової плазми.

Серед методів високочастотного створення та нагріву плазми найбільш поширеними є методи електронного циклотронного нагріву (Wolf *et al.*, 2018), (Kovrizhnykh *et al.*, 1987), (Tribaldos *et al.*, 1998). Їх перевага полягає в надійності та в тому, що вони можуть бути реалізовані без використання антенних систем, розташованих поблизу плазмового стовпа. Недоліки електронних циклотронних методів створення плазми полягають в тому, що плазма виникає локально поблизу зони електронного циклотронного резонансу і, що мікрохвильові генератори, які зазвичай використовуються для нагріву, не дозволяють переналаштовувати частоту випромінювання. В токамаках і стелараторах електронні циклотронні методи створення плазми застосовують з таким магнітним полем, за якого виконується умова близькості частоти генератора до частоти електронної циклотронної гармоніки ($\omega \approx l \cdot \omega_{ce}$, де ω – частота плазми, ω_{ce} – електронна циклотронна частота, $l = 1, 2$) в плазмовому об'ємі.

Високочастотні генератори, що застосовуються для методів створення плазми в іонному циклотронному діапазоні частот (Stix, 1961), (Watari *et al.*,

2001), (Brakel *et al.*, 2001), мають деяку перевагу перед генераторами для електронного циклотронного нагріву. А саме, ці генератори є відносно менш коштовними та дозволяють змінювати частоту генерації. Іншою перевагою методів створення плазми в іонному циклотронному діапазоні частот є нерезонансний характер створення плазми. Такий процес створення плазми не дуже чутливий до зміни величини постійного магнітного поля та інших параметрів. Головним їх недоліком є антена відносно великих розмірів, розташована поблизу плазми.

Було проведено низку експериментальних досліджень з високочастотного створення плазми в іонному циклотронному діапазоні частот в тороїдальному пристрої без обертального перетворення ОМЕГА (Ovchinnikov *et al.*, 1972), на стелараторі CHS (Nishimura *et al.*, 1990), на стелараторі LHD (Torii *et al.*, 2002), (Kamio *et al.*, 2021), на стелараторі Ураган-2М (Kovtun *et al.*, 2022), (Moiseenko *et al.*, 2020), (Moiseenko *et al.*, 2022).

Високочастотне створення плазми показало достатню ефективність в широкому діапазоні магнітних полів $B_0 = 1 - 25$ кГс.

На двозаходному торсатроні CHS проводились експерименти зі створення плазми в електронному циклотронному та іонному циклотронному діапазонах частот. Була отримана плазма із пласким профілем в іонному циклотронному діапазоні частот. На CHS було продемонстровано можливість ефективного створення плазми з густиною $\bar{n}_e = 6 \cdot 10^{12}$ см⁻³ в широкому діапазоні магнітних полів ($\Omega = \omega / \omega_{ci} \approx 0.33-1.0$, де ω_{ci} – іонно-циклотронна частота) в режимі збудження повільної хвилі.

Найвища швидкість створення плазми досягалась за $\Omega \sim 1$. Крім механізму іонізації електронним ударом, також можлива іонізація іонним ударом. Для цього необхідні високоенергетичні іони (5 - 100 кеВ). Такі іони можуть бути створені в іонній циклотронній області (Moiseenko, 1980).

Антени з вузьким по поздовжньому хвильовому числу спектром у випромінюваній високочастотній потужності створюють густу плазму в більш вузькому діапазоні значень магнітного поля в порівнянні з антенами, що мають широкий спектр високочастотної потужності.

Створення густої плазми в тороїдальних магнітних пастках іонною циклотронною методикою ($\omega \leq \omega_{ci}$) було досягнуто лише в режимі ефективного збудження альвенівських хвиль, коли останні наближаються до області локального альвенівського резонансу. В області альвенівського резонансу різко зростають амплітуди електричних і магнітних високочастотних полів. Це є причиною посилення поглинання хвиль в плазмі. Теоретичний аналіз показав, що в області альвенівського резонансу має місце трансформація швидких хвиль в повільні, а також більш повна іонізація нейтрального газу в плазмовому об'ємі.

В даній дисертаційній роботі розглянуто числові моделі високочастотного створення плазми. Теоретичні дослідження та числові розрахунки описані в даній главі, а також в наступних главах, виконувалися для установок Ураган-2М та Wendelstein 7-X.

Ураган-2М (Pavlichenko, 1993), (Tereshin *et al.*, 2008), (Beletskii *et al.*, 2008) – це стеларатор (торсатрон) середнього розміру зі зменшеними гвинтовими гофрами, що був повернутий до експлуатації в Харківському фізико-технічному інституті наприкінці 2006 року. Ураган-2М є магнітною пасткою з тороїдальним магнітним полем $B_0 < 2.4$ Тл, великим радіусом тора $R = 170$ см, середнім малим радіусом плазми $r_{pl} < 24$ см, радіусом тороїдальної вакуумної камери $a = 34$ см.

Ураган-2М має двозахідну магнітну гвинтову обмотку ($l = 2$), чотири періоди гвинтового магнітного поля ($m = 4$) та додаткове поздовжнє магнітне поле, що забезпечується шістнадцятьма тороїдальними магнітними котушками.

Наявність в установці додаткових котушок тороїдального, вертикального і корегуючого магнітних полів дозволяє працювати в широкому діапазоні магнітних конфігурацій.

Wendelstein 7-X – це гвинтовий вдосконалений стеларатор (HELIAS), який створює обмежувальне магнітне поле лише за допомогою магнітних котушок, що забезпечує стаціонарну роботу (Wanner *et al.*, 2001). W7-X побудований в період з 2005 року по травень 2014 року у м. Грайфсвальд (Німеччина). Після першого введення в експлуатацію (Bosch *et al.*, 2017) перша плазма була досягнута наприкінці 2015 року. У 2016 році W7-X було запущено із водневою плазмою. На сьогодні W7-X є найбільшим стеларатором у світі з великим радіусом тору 5.5 м, малим радіусом плазми 0.53 м та магнітним полем на магнітній осі 2.5 Тл.

W7-X є першим всебічно оптимізованим стеларатором (Nührenberg *et al.*, 1995), (Wolf *et al.*, 2008). Метою для даної магнітної пастки є добре утримання плазми з параметрами, що відповідатимуть майбутній стелараторній електростанції. W7-X призначений для експериментів з тривалістю імпульсів до 30 хвилин.

Основним методом нагріву для W7-X є електронний циклотронний резонансний нагрів. Цей метод буде забезпечувати 10 МВт потужності нагріву на частоті 140 ГГц безперервно. Планується також і іонний циклотронний резонансний нагрів в режимі більш короткого імпульсу тривалістю до 10 с. Варто зазначити, що обладнання для ВЧ нагріву допускає налаштування (зміну) частоти у доволі широкому діапазоні 25-40 МГц, що забезпечує реалізацію умов іонного циклотронного резонансу для іонів водню у плазмовому стовпі, як для магнітного поля 2.5 Тл, так і 1.7 Тл.

1.2 Фізичні процеси під час створення плазми

Фізичною основою створення плазми є іонізація нейтральних частинок електронним ударом. Для електронів максимум перерізу іонізації має місце

для енергій, що в кілька разів перевищують її порогове значення ε_H ($\varepsilon_H = 13.6$ eV для атома водню). Час створення плазми можна оцінити за формулою $\tau \sim \frac{1}{n_a a_0^2 \sqrt{k_B \varepsilon_H / m_e}}$ (тут n_a – густина нейтральних атомів, m_e – маса електрона). Для плазми термоядерних установок час створення плазми виявляється дуже малим. Оцінка потужності високочастотного нагріву $P_{RF} \sim n_a \varepsilon_H V / \tau$ (де V – об’єм плазми) дає значення потужності вище за те, яке є характерним для нагріву плазми. Через те, що час створення плазми не є критичним, він може бути збільшений до часу утримання гарячої плазми. Це дозволяє використовувати більш низькі рівні високочастотної потужності. В такому режимі, середня енергія електронів є нижчою за поріг іонізації, і іонізація здійснюється хвостом функції розподілу електронів.

Задача високочастотного створення плазми може бути сформульована як задача високочастотного нагріву плазми з низькою густиною і температурою електронів. Густина плазми зростає від початкового значення, що визначається рівнем природного іонізуючого випромінювання, до величини, яка визначається повною іонізацією нейтрального газу. Через те, що діапазон зміни густини плазми досить широкий, можна виділити три стадії високочастотного створення плазми, які відрізняються одна від одної, як по відношенню до розподілу електромагнітного поля, так і характеру процесу іонізації (Lysojvan *et al.*, 1992). Перша стадія високочастотного створення плазми – дохвильова (пробій нейтрального газу), коли густина плазми є настільки низькою, що дає слабкий вплив на структуру електромагнітного поля. Друга стадія – стадія попередньої іонізації. На даній стадії можуть поширюватися хвилі, а густина плазми мала в порівнянні з густиною нейтрального газу. Третя стадія – стадія вигорання нейтрального газу, на якій густина плазми та густина нейтрального газу одного порядку величини.

Пробій газу здійснюється електронами, які отримують енергію, необхідну для іонізації в поздовжньому електричному високочастотному

полі $E_{\parallel} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}_0 / B_0$ (Lysojvan *et al.*, 1992). За відсутності плазми високочастотне поле локалізоване поблизу антени, оскільки електромагнітні хвилі ВЧ діапазону ($\sim 1 - 100$ МГц) не поширюються в тороїдальній вакуумній камері термоядерних установок. Під дією високочастотного поля електрони, що рухаються вздовж силових ліній магнітного поля, осцилюють з частотою ω та зі швидкістю $v_{e\parallel} = eE / m_e \omega$. Неосцилюючий (повільний) рух електронів здійснюється під впливом пондеромоторного високочастотного потенціалу $\Phi_{RF} = e^2 E_{\parallel}^2 / 4m_e \omega^2$ (див., наприклад, Lysojvan *et al.*, 1992, Carter *et al.*, 1990). Через те, що на стадії високочастотного пробою, хвилі не поширюються в плазмі, ВЧ потенціал є малим всюди, крім області поблизу антенної системи. У тороїдальній установці при розподілі високочастотного потенціалу з одним максимумом уздовж силових ліній магнітного поля утворюється розширена потенціальна яма з мінімумом високочастотного потенціалу на протилежній від антени частині тора. Низькоенергетичні електрони, які народжуються на дні розширеної потенціальної ями, добре утримуються. Ці електрони не проникають в область ближнього поля антени і тому їх амплітуда осциляцій високочастотного поля невелика. Електрони, які народжуються всередині області ближнього поля антени, мають значну енергію осциляцій і можуть іонізувати нейтральний газ. Вони можуть ініціювати лавинний пробій за виконання наступної умови:

$$m_e v_{e\parallel}^2 / 2 > \varepsilon_H. \quad (1.1)$$

У даному випадку швидкість іонізації буде нижчою у співвідношенні L_{\parallel} / L_a (L_{\parallel} та L_a – поздовжня довжина магнітної пастки та розмір ближнього поля антени уздовж силових ліній магнітного поля відповідно) в порівнянні з випадком, коли високочастотне поле заповнює весь тор. Якщо високочастотний потенціал має два максимуми поблизу антени, пробій відбувається інакше. В такому випадку формується додаткова потенціальна яма під антеною. Захоплені в такій потенціальній ямі електрони також

безперервно осцилюють і за виконання умови (1.1) ефективно іонізують нейтральний газ. Електрони, народжені в результаті іонізації електронним ударом, також утримуються у цій додатковій потенціальній ямі.

Необхідно відзначити, що якщо амплітуда коливань електрона в високочастотному полі $\tilde{x}=v_e/\omega$ стає порівнянною з розміром області локалізації високочастотного поля L_a , високочастотний потенціал руйнується. Рух електронів, в такому випадку, є неперіодичним і виникає інтенсивний стохастичний нагрів, що призводить до перегріву електронів і зменшенню швидкості іонізації (Carter *et al.*, 1990). З умови максимальної швидкості іонізації (1.1) та існування високочастотного потенціалу можна визначити критерій пробою (Lysojvan *et al.*, 1992):

$$\omega\sqrt{2m_e\varepsilon_H}/e < E_{\parallel} < \omega^2 m_e L_a / 2e \quad (1.2)$$

за $\omega = 2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $L_a = 2 \cdot 10^2 \text{ см}$ маємо $2 \text{ В / см} < E_{\parallel} < 20 \text{ В / см}$.

За більшої густини плазми може поширюватися повільна хвиля. Її дисперсія визначається наступним виразом:

$$k_{\perp}^2 = \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} (k_{\parallel}^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp}). \quad (1.3)$$

Тут $\varepsilon_{\parallel} = \mathbf{B}_0 \cdot \hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{B}_0 / B_0^2$, $\varepsilon_{\perp} = \mathbf{k}_{\perp} \cdot \hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{k}_{\perp} / k_{\perp}^2$, $\hat{\varepsilon}$ – тензор діелектричної проникності плазми, $\mathbf{k}_{\perp} = \mathbf{k} - \mathbf{B}_0 \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{k} / B_0^2$, $\mathbf{k}_{\parallel} = \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{k} / B_0$, $k_0 = \omega / c$ та \mathbf{B}_0 – вектор індукції постійного магнітного поля. За $\omega_{pe}^2 \gg \omega^2$ поляризація повільної хвилі така, що $E_{\parallel} / E_{\perp} \ll 1$. В результаті цього швидкість іонізації нижча, ніж на стадії пробою. Зі зростанням густини плазми довжина повільної хвилі стає набагато меншою за радіус плазми і вступає в силу ВКБ наближення (Handbook of Plasma Physics, 1983). Це наближення дає $E_{\parallel} \propto 1/\sqrt{n_e}$, а отже, амплітуда поздовжнього електричного поля E_{\parallel} повинна бути вищою там, де значення густини плазми є меншим. Чим вища амплітуда E_{\parallel} , тим вищою є швидкість іонізації. Таким чином, в процесі створення

плазми формується самоузгоджений профіль густини, за якого розподіл амплітуди E_{\parallel} близький до однорідного. Цей самоузгоджений профіль густини плазми формується лише в області хорошого утримання частинок, і його форма залежить від структури високочастотних струмів антени.

За подальшого зростання густини плазми виникають умови для збудження глобальних резонансів для швидкої альвенівської хвилі (Stix *et al.*, 1958), а за більш високої густини – також для швидкої магнітозвукової хвилі. Компонент ВЧ поля E_{\parallel} цих хвиль дуже малий і взаємодія з електронами слабка.

Альвенівські резонанси (Dewar *et al.*, 1974), (Chance *et al.*, 1977) існують в плазмі на частотах нижчих за іонну циклотронну. В установках з обертальним перетворенням у ВКБ наближенні умова альвенівського резонансу має вигляд (Moiseenko, 1986a):

$$k_{\parallel}^2 = k_0^2 \varepsilon_{\perp}. \quad (1.4)$$

Для коротких хвиль маємо $k_{\parallel} \approx n/R$, де n – тороїдальне хвильове число, R – великий радіус тора. В області альвенівського резонансу здійснюється конверсія поля швидкої хвилі, що збуджується антенною системою, в поле повільної хвилі (Dolgoplov *et al.*, 1965), (Tataronis *et al.*, 1973).

Якісний аналіз стадій високочастотного створення плазми дозволяє сформулювати загальні вимоги до антенної системи (Moiseenko, 1999), котра повинна бути придатною для створення плазми на всіх етапах. Щоб розробити оптимальну антенну систему для конкретного пристрою для утримання плазми, доречним стає числове моделювання.

1.3 Теоретична модель для високочастотного створення плазми

Теоретичні моделі для опису високочастотного створення плазми з'явилися після створення аналогічних моделей для омічного розряду в токамаці (Abramov *et al.*, 1975), (Papoular, 1976). Наприклад, в роботі (Lloyd

et al., 1996) описано нульвимірну модель, що включає систему рівнянь балансу частинок і енергії, яка вимагала завдання часової поведінки поглиненої електронами високочастотної потужності. За допомогою цієї моделі аналізувалося створення плазми в токамаці нижньо-гібридними хвилями.

Числове моделювання процесу ВЧ створення плазми в стелараторах так само включає аналіз балансу частинок і енергії. Крім того, моделювання має включати опис збудження, поширення і поглинання електромагнітних хвиль в плазмі.

В даному розділі дисертації представлено якісну методику аналізу ефективності створення плазми високочастотними полями в іонному циклотронному діапазоні частот за допомогою антенних систем, в межах якої необхідне лише розв'язання рівнянь Максвелла. Особливу увагу приділено нещодавно розробленому методу числового розв'язання рівнянь Максвелла – методу однорідних скінченних елементів. Для реалізації даної методики розроблено числовий код для розв'язання рівнянь Максвелла в циліндричній геометрії. Із його використанням проведено якісний аналіз характеру процесу створення плазми в установці Ураган-2М за допомогою антен колінчастовального (Moiseenko *et al.*, 1996), (Moiseenko *et al.*, 1996a) та рамкового (Kasilov *et al.*, 1993) типів. Наведено обговорення результатів числових розрахунків.

Для теоретичного опису процесу високочастотного створення плазми використовується модель іонізації атомарного водню. Не дивлячись на те, що водню у вигляді атомарного газу, як такого, не існує, тобто є молекулярний водень, процес створення плазми може бути описаний в рамках моделі для атомарного водню. Поріг іонізації молекулярного водню дорівнює 15 еВ, а поріг дисоціації – 4 еВ. Тобто енергія зв'язку двох атомів в молекулі є нижчою. Процес створення плазми в молекулярному газі відбувається за невисоких електронних температур. Тому спочатку утворюється атомарний

водень, і лише потім утворюється іонізований водень. Іони утворюються, проте швидкість їх утворення є суттєво нижчою за швидкість утворення атомарного водню. Таким чином, на одній із останніх стадій процесу створення плазми можливо зробити припущення, що газ складається з атомів.

Атомарна модель створення плазми включає систему рівнянь балансу, пов'язану з крайовою задачею для рівнянь Максвелла. Система рівнянь балансу частинок та енергії має наступний вигляд:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial(n_e T_e)}{\partial t} = P_{RF} - \frac{3}{4} \varepsilon_H \langle \sigma_e \nu \rangle n_e n_a - \varepsilon_H \langle \sigma_i \nu \rangle n_e n_a + \nabla \cdot \chi \nabla n_e T_e,$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \langle \sigma_i \nu \rangle n_e n_a + \nabla \cdot D \nabla n_e, \quad (1.5)$$

$$\int n_e dV + n_a V_v = n V_v = const ,$$

де n_e – густина електронів плазми, n_a – густина нейтральних атомів, T_e – температура електронів, P_{RF} – густина ВЧ потужності, $\varepsilon_H = 13.6$ еВ – порогова енергія іонізації атома водню, $\langle \sigma_i \nu \rangle$, $\langle \sigma_e \nu \rangle$ – усереднені швидкості іонізації та збудження атома електронним ударом відповідно, χ – коефіцієнт теплопровідності, D – коефіцієнт дифузії, V_v – об'єм вакуумної камери. Баланс електронної енергії включає приплив потужності за рахунок високочастотного нагріву, втрати енергії на випромінювання і іонізацію та втрати за рахунок теплопровідності. Баланс заряджених частинок включає в себе приплив частинок за рахунок іонізації і дифузійні втрати частинок. Останнє рівняння в системі (1.5) відображає глобальний баланс частинок. Вважається, що нейтральні атоми розподілені рівномірно в вакуумному об'ємі, включаючи плазмовий стовп. Це справедливо в тих випадках, коли довжина вільного пробігу атома є значно більшою за розміри плазми.

Щоб зробити систему рівнянь (1.5) замкненою, необхідно визначити єдиний зовнішній параметр в цій системі, густину високочастотної потужності, P_{RF} . Ця величина використовується в рівнянні балансу енергії електронного компонента плазми. Вона впливає на температуру електронів і, отже, на локальну швидкість іонізації, яка визначає еволюцію густини плазми.

Густина високочастотної потужності може бути знайдена з розв'язання крайової задачі для рівнянь Максвелла:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon}(r) \cdot \mathbf{E} = i\omega\mu_0 \mathbf{j}_{ext}, \quad (1.6)$$

де \mathbf{E} – Фур'є-гармоніка за часом напруженості електричного поля, \mathbf{j}_{ext} – густина зовнішнього ВЧ струму, тензор діелектричної проникності $\hat{\epsilon}$ є функціоналом густини плазми і температури електронів, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-9}$ Гн/см – магнітна проникність.

1.3.1 Рівняння Максвелла в циліндричній геометрії

Якісний аналіз характеру процесу створення плазми на частоті нижчій за іонну циклотронну за допомогою розробленої теоретичної моделі на основі розв'язання крайової задачі для системи рівнянь Максвелла проводився для стеларатора Ураган-2М (Pavlichenko, 1993).

Торсатрон і стеларатор мають гвинтову обмотку, яка створює обертальне перетворення в установці. Проте торсатрон відрізняється від класичного стеларатора тим, що має односпрямовані гвинтові електричні струми. Стеларатор же має двонапрямлені (зустрічні) струми.

Стеларатор є топологічним тором і, у випадку малої тороїдальності, може бути промодельований за допомогою циліндричної геометрії. Найпростішою моделлю тороїдального плазмового стовпа стеларатора є

плазмовий циліндр скінченної довжини, на кінцях якого електричні поля однакові.

Плазма вважається азимутально-симетричною і розподіленою однорідно вздовж плазмового стовпа. Магнітне поле вважається однорідним.

В рівняннях Максвелла (1.6) вектор електричного поля представлений у вигляді

$$\mathbf{E} = \sum_{m, k_z} \mathbf{E}(r) e^{im\varphi + ik_z z - i\omega t}, \quad (1.7)$$

де m – азимутальне хвильове число, k_z – тороїдальний компонент хвильового вектора.

Задачу розв'язання системи рівнянь Максвелла можна розглядати як квазістаціонарну. Вважаємо, що параметри плазми змінюються повільно. Характерні часи розвитку процесів, еволюції густини плазми, температури, тощо, це мілісекунди. Тобто, якщо час еволюції $\Delta t = 1$ мс, то даному інтервалові часу відповідають частоти $\Omega \sim 1 / \Delta t \sim 10^3$ с⁻¹. Часовий інтервал для ВЧ полів дорівнює 100 нс, що є значно меншим за 1 мс. А характерними частотами є мегагерци, тобто $\omega \sim 10^7$ с⁻¹. Таким чином, $\Omega \ll \omega$. Поле швидко перерозподіляється більш-менш стаціонарно в якийсь момент часу.

Через те, що розглядається задача з циліндричною геометрією, необхідно записати рівняння для компонентів електричного поля в циліндричних координатах. Для цього скористаємося формулами для ротора в циліндричній системі координат (Нуба, 2004):

$$\begin{aligned} (\nabla \times \mathbf{E})_r &= \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z}, \\ (\nabla \times \mathbf{E})_\varphi &= \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r}, \\ (\nabla \times \mathbf{E})_z &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Аналогічно запишемо:

$$\begin{aligned}
(\nabla \times \nabla \times E)_r &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} \right], \\
(\nabla \times \nabla \times E)_\varphi &= \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} \right] - \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} \right], \\
(\nabla \times \nabla \times E)_z &= \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \left[\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] - \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{1}{r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} \right].
\end{aligned} \tag{1.9}$$

З урахуванням формул (1.9), рівняння для компонентів електричного поля в циліндричній системі координат приймають вигляд:

$$\begin{aligned}
\frac{im}{r^2} \frac{\partial(rE_\varphi)}{\partial r} + \frac{m^2}{r^2} E_r + k_z^2 E_r + ik_z \frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_{rr} E_r + \varepsilon_{r\varphi} E_\varphi + \varepsilon_{rz} E_z) &= i\omega\mu_0 j_r, \\
-\frac{mk_z}{r} E_z + k_z^2 E_\varphi + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(rE_\varphi)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial^2(rE_\varphi)}{\partial r^2} - \frac{im}{r^2} E_r + \\
+ \frac{im}{r} \frac{\partial E_r}{\partial r} - \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_{\varphi r} E_r + \varepsilon_{\varphi\varphi} E_\varphi + \varepsilon_{\varphi z} E_z) &= i\omega\mu_0 j_\varphi, \\
\frac{ik_z}{r} \frac{d(rE_r)}{dr} - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{m^2}{r^2} E_z + \frac{mk_z}{r} E_\varphi - \\
\frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_{zr} E_r + \varepsilon_{z\varphi} E_\varphi + \varepsilon_{zz} E_z) &= i\omega\mu_0 j_z.
\end{aligned} \tag{1.10}$$

В даних виразах E_r , E_φ та E_z – компоненти електричного поля в циліндричних координатах, $\partial/\partial\varphi \rightarrow im$, $\partial/\partial z \rightarrow ik_z$.

1.3.2 Густина високочастотної потужності

Розв'язання рівнянь Максвелла (1.6) дозволяє визначити величину локальної потужності високочастотного нагріву електронної складової плазми, яка впливає на швидкість іонізації і, таким чином, на збільшення густини плазми. Густина ВЧ потужності обчислювалась наступним чином:

$$\mathbf{P}_{RF}(r) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} r d\varphi R d\vartheta \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \tag{1.11}$$

$$\mathbf{E}(r, \varphi, z) = \sum_{m,n} \frac{\mathbf{E}_{mn}(r)e^{-i\omega t + im\varphi + inz} + \mathbf{E}_{mn}^*(r)e^{i\omega t - im\varphi - inz}}{2}, \quad (1.12)$$

$$\mathbf{D}(r, \varphi, z) = \sum_{m',n'} \frac{\mathbf{D}_{m'n'}(r)e^{-i\omega t + im'\varphi + in'z} + \mathbf{D}_{m'n'}^*(r)e^{i\omega t - im'\varphi - in'z}}{2}, \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial \mathbf{D}(r, \varphi, z)}{\partial t} = \sum_{m',n'} \frac{-i\omega \mathbf{D}_{m'n'}(r)e^{-i\omega t + im'\varphi + in'z} + i\omega \mathbf{D}_{m'n'}^*(r)e^{i\omega t - im'\varphi - in'z}}{2}. \quad (1.14)$$

Для того, щоб інтегрування (1.11) мало ненульовий результат, необхідно, щоб $m = m'$ і $n = n'$. Після інтегрування отримуємо наступний вираз для густини ВЧ потужності:

$$\mathbf{P}_{RF}(r) = \frac{\omega \varepsilon_0}{2} \sum_{m,n} \text{Im}(\mathbf{E}_{mn}^* \cdot \mathbf{D}_{mn}), \quad (1.15)$$

де ε_0 – діелектрична проникність вільного простору.

В циліндричній системі координат з урахуванням, що вектор електричної індукції $\mathbf{D} = \varepsilon \cdot \mathbf{E}$, густина ВЧ потужності має вигляд:

$$\mathbf{P}_{RF}(r) = \frac{\omega \varepsilon_0}{2} \sum_{m,n} \text{Im} \left(\begin{array}{l} |E_{r,m,n}|^2 \varepsilon_{\perp} + |E_{\varphi,m,n}|^2 \varepsilon_{\perp} + |E_{z,m,n}|^2 \varepsilon_{\parallel} + \\ + 2E_{r,m,n} E_{\varphi,m,n}^* \text{Im} g \end{array} \right). \quad (1.16)$$

Повна потужність, поглинена в плазмі, задається формулою:

$$P_{total} = \int_0^a \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \mathbf{P}_{RF}(r) r dr d\varphi R d\vartheta = 4\pi^2 \int_0^a R r \mathbf{P}_{RF}(r) dr. \quad (1.17)$$

1.3.3 Модель для антени. Струми антени

Антену моделюється зовнішніми високочастотними струмами \mathbf{j}_{ext} . Струми, що протікають по антені, вибрано однаковими по всій довжині антени, що забезпечує відсутність поверхневих зарядів на антені і виконання умови

$$\nabla \cdot \mathbf{j}_{ext} = 0. \quad (1.18)$$

В нашому випадку дана умова добре виконується, якщо довжина хвилі в вакуумі значно більша за розміри антени. Ця умова є аналогом правила Кірхгофа в електричних ланцюгах. Для змінних струмів це правило працює, коли довжина хвилі значно більша, ніж геометричні розміри ланцюгів. Тоді ефекти, пов'язані з $\partial\rho/\partial t$ не є суттєвими.

У даній моделі обмін зарядами між антеною та плазмою не враховується.

Фур'є-гармоніки розподілу струмів у кожній конкретній антені розраховуються аналітично. Явні вирази для цих струмів підставляються до рівнянь Максвелла в циліндричних координатах (1.10). Амплітуди Фур'є-гармонік пропорційні напрузі (струму), що подається на антену від ВЧ генератора.

В даному підрозділі проведено моделювання антенної системи на прикладі колінчастовальної антени (Рис. 1.1) з ідентичними бічними напіввитками і центральним скрученим елементом.

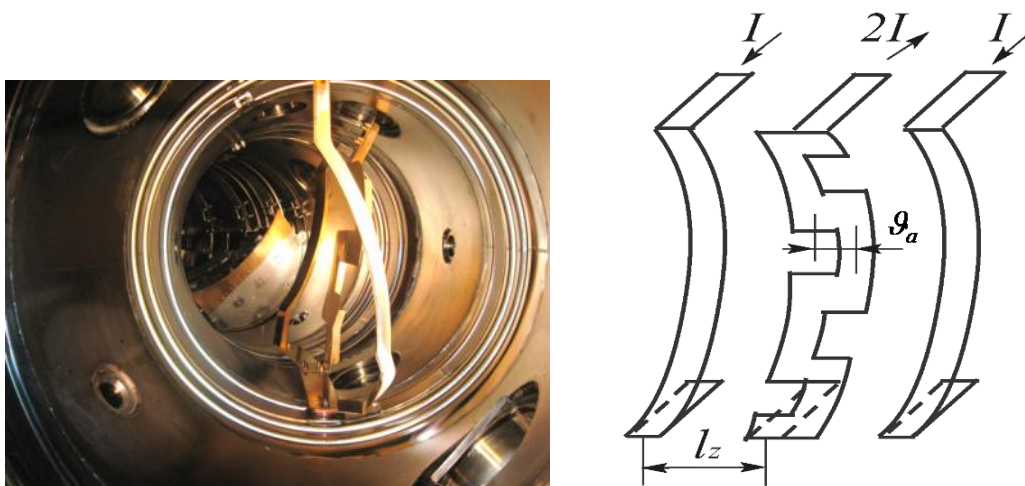


Рис. 1.1 Колінчастовальна антена в стелараторі Ураган-2М та її схематичне зображення

Струми в бічних напіввитках та в середньому елементі антени спрямовані в протилежні боки.

Спочатку знайдемо вирази для струмів у бічних напіввитках (див. Рис. 1.2). Розглянемо нескінченно тонкий провідник у площині $z = 0$.

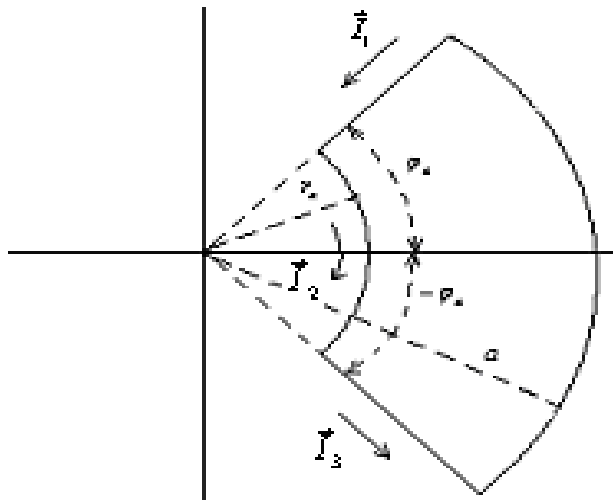


Рис. 1.2 Напіввипукла частина антени

Для рівнянь Максвелла за допомогою розкладання в ряд Фур'є необхідно виконати перехід $\mathbf{j}(r, \varphi, z) \rightarrow \mathbf{j}(r, m, n)$, де \mathbf{j} – густина струму.

Якщо задано інтервал розкладання $[-\pi, \pi]$, то ряд Фур'є, породжений дійсною функцією $f(x)$, для якої існує $\int_{-\pi}^{\pi} |f(x)| dx$, є нескінченним тригонометричним рядом:

$$f(x) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} C_k e^{ikx}, \quad (1.19)$$

де $C_k = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) e^{-ikx} dx$, $k = 0, 1, 2, \dots$, C_k є комплексними.

Таким чином, формула переходу для нашої задачі має вигляд:

$$\mathbf{j}(r, m, n) = \frac{1}{4\pi^2} \iint d\varphi d\vartheta e^{-im\varphi - in\vartheta} \mathbf{j}(r, \varphi, \vartheta), \quad (1.20)$$

де $n = k_z R$, $\vartheta = z / R$.

Спочатку необхідно отримати густини струму на кожній ділянці розглянутого антенного елемента. Густина струму може бути представлена в наступному вигляді:

$$\mathbf{j}(r, \varphi, \vartheta) = A \cdot I, \quad (1.21)$$

де I – повний струм, A – невизначені коефіцієнти.

Знайдемо коефіцієнти для кожної ділянки антени і підставимо їх у відповідні вирази для густини струму. Для знаходження коефіцієнтів скористаємося формулою для повного струму

$$I = \int \mathbf{j} \cdot d\mathbf{s}, \quad (1.22)$$

де $d\mathbf{s}$ – елемент площі.

Густина струму на першій ділянці описується виразом:

$$\mathbf{j}_1(r, \varphi, \vartheta) = -\mathbf{e}_r A_1 \delta(\varphi - \varphi_a) \delta(\vartheta) \eta(r - r_a), \quad (1.23)$$

де $\delta(\vartheta)$ – дельта-функція, $\eta(r - r_a)$ – функція Хевісайда.

Підставляємо (1.23) в формулу (1.22)

$$\mathbf{e}_r I_1 = \iint r d\varphi R d\vartheta \mathbf{j}_1(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{e}_r \int_{\varphi_a-0}^{\varphi_a+0} \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=0} r d\varphi R d\vartheta A_1 \delta(\varphi - \varphi_a) \delta(\vartheta) = \mathbf{e}_r A_1 R. \quad (1.24)$$

Звідси можна знайти коефіцієнт A_1 :

$$A_1 = \frac{I_1}{Rr}. \quad (1.25)$$

Кінцева формула для густини струму на даній ділянці має вигляд:

$$\mathbf{j}_1(r, \varphi, \vartheta) = -\mathbf{e}_r \frac{I_1}{Rr} \delta(\varphi - \varphi_a) \delta(\vartheta) \eta(r - r_a). \quad (1.26)$$

Аналогічно отримуємо \mathbf{j}_2 та \mathbf{j}_3 . До виразу (1.22) підставляємо

$$\mathbf{j}_2(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{e}_\varphi A_2 \delta(r - r_a) \delta(\vartheta) \eta(\varphi - \varphi_a). \quad (1.27)$$

Маємо:

$$\mathbf{e}_\varphi I_2 = \iint dr R d\vartheta \mathbf{j}_2(r, \varphi, \vartheta) = -\mathbf{e}_\varphi A_2 R. \quad (1.28)$$

Знаходимо коефіцієнт A_2 та отримуємо густину струму на другій ділянці напіввитка:

$$\mathbf{j}_2(r, \varphi, \vartheta) = -\mathbf{e}_\varphi \frac{I_2}{R} \delta(r - r_a) \delta(\vartheta) \eta(\varphi - \varphi_a). \quad (1.29)$$

Густина струму на третій ділянці є еквівалентною виразу:

$$\mathbf{j}_3(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{e}_r A_3 \delta(\varphi + \varphi_a) \delta(\vartheta) \eta(r - r_a). \quad (1.30)$$

Для знаходження коефіцієнта підставляємо (1.30) до формули (1.22)

$$\mathbf{e}_r I_3 = \iint r d\varphi R d\vartheta \mathbf{j}_3(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{e}_r A_3 R r \quad (1.31)$$

і записуємо густину струму:

$$\mathbf{j}_3(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{e}_r \frac{I_3}{Rr} \delta(\varphi - \varphi_a) \delta(\vartheta) \eta(r - r_a). \quad (1.32)$$

На першій та третій ділянках протікають радіальні струми, $\mathbf{j}_r(r, \varphi, \vartheta)$ є сумою струмів на цих ділянках:

$$\mathbf{j}_r(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{j}_1(r, \varphi, \vartheta) + \mathbf{j}_3(r, \varphi, \vartheta). \quad (1.33)$$

$\mathbf{j}_2(r, \varphi, \vartheta)$ – азимутальний струм, тобто

$$\mathbf{j}_\varphi(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{j}_2(r, \varphi, \vartheta). \quad (1.34)$$

В нашому припущенні площина $z = 0$, а також

$$\mathbf{j}_\vartheta(r, \varphi, \vartheta) = 0. \quad (1.35)$$

Тепер, використовуючи формулу (1.20), знайдемо Фур'є-спектр струмів:

$$\mathbf{j}_r(r, m, n) = \frac{1}{4\pi^2} \iint d\varphi d\vartheta e^{-im\varphi - in\vartheta} \mathbf{j}_r(r, \varphi, \vartheta) = \frac{i}{2\pi^2} \frac{I}{Rr} \sin(m\varphi_a) \eta(r - r_a), \quad (1.36)$$

$$\mathbf{j}_\varphi(r, m, n) = \frac{1}{4\pi^2} \iint d\varphi d\vartheta e^{-im\varphi - in\vartheta} \mathbf{j}_\varphi(r, \varphi, \vartheta) = -\frac{1}{2\pi^2} \frac{I \sin(m\varphi_a)}{R m} \delta(r - r_a). \quad (1.37)$$

Розрахунки для колінчастовальної частини антени проводяться за такою ж схемою. Необхідно зауважити, що ця частина складається з декількох періодичних секцій. Для простоти спочатку проведемо розрахунки для одного періоду, а потім поширимо їх на всю антену.

Один період складається з п'яти ділянок (див. Рис.1.3.).

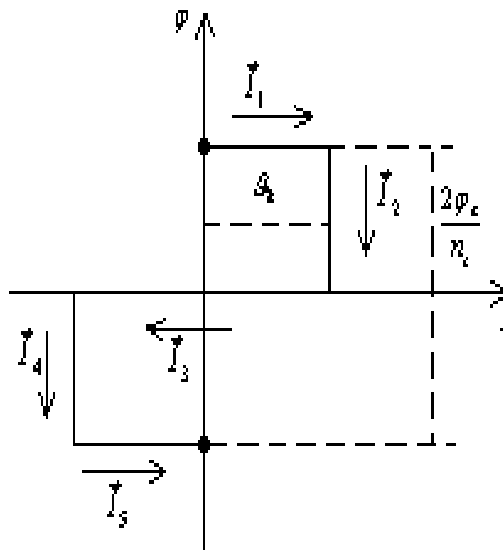


Рис. 1.3 Елемент колінчастовальної частини центрального провідника антени

Для першої ділянки

$$\mathbf{j}_1(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{e}_z A_1 \delta(r - r_a) \delta\left(\varphi - \frac{\varphi_a}{n_c}\right) [\eta(\vartheta) - \eta(\vartheta - \vartheta_a)]. \quad (1.38)$$

Підставляємо цей вираз у формулу для повного струму (1.22)

$$\mathbf{e}_z I_1 = \int \int drrd\varphi \mathbf{j}_1(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{e}_z A_1 r_a, \quad (1.39)$$

знаходимо коефіцієнт A_1 та записуємо густину струму

$$\mathbf{j}_1(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{e}_z \frac{I_1}{r_a} \delta(r - r_a) \delta\left(\varphi - \frac{\varphi_a}{n_c}\right) [\eta(\vartheta) - \eta(\vartheta - \vartheta_a)]. \quad (1.40)$$

На другій ділянці:

$$\mathbf{j}_2(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{e}_\varphi A_2 \delta(r - r_a) \delta(\vartheta - \vartheta_a) \left[\eta(\varphi) - \eta\left(\varphi - \frac{\varphi_a}{n_c}\right) \right]. \quad (1.41)$$

A_2 знаходимо з формули для повного струму

$$\mathbf{e}_\varphi I_2 = - \int \int dr R d\vartheta \mathbf{j}_2(r, \varphi, \vartheta) = -\mathbf{e}_\varphi A_2 R \quad (1.42)$$

та підставляємо до виразу (1.41). Отримуємо:

$$\mathbf{j}_2(r, \varphi, \vartheta) = -\mathbf{e}_\varphi \frac{I_2}{R} \delta(r - r_a) \delta(\vartheta - \vartheta_a) \left[\eta(\varphi) - \eta\left(\varphi - \frac{\varphi_a}{n_c}\right) \right]. \quad (1.43)$$

Густину струму на третій ділянці розглянутого сегмента знаходимо в наступному вигляді:

$$\mathbf{j}_3(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{e}_z A_3 \delta(r - r_a) \delta(\varphi) [\eta(\vartheta + \vartheta_a) - \eta(\vartheta - \vartheta_a)]. \quad (1.44)$$

Підставивши вираз

$$\mathbf{e}_z I_3 = - \int \int drrd\varphi \mathbf{j}_3(r, \varphi, \vartheta) = -\mathbf{e}_z A_3 r_a \quad (1.45)$$

до формули (1.22), можемо знайти коефіцієнт A_3 .

Підставляємо A_3 до формули (1.44) та отримуємо:

$$\mathbf{j}_3(r, \varphi, \vartheta) = -\mathbf{e}_z \frac{I_3}{r_a} \delta(r - r_a) \delta(\varphi) [\eta(\vartheta + \vartheta_a) - \eta(\vartheta - \vartheta_a)]. \quad (1.46)$$

Густина струму на четвертій ділянці:

$$\mathbf{j}_4(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{e}_\varphi A_4 \delta(r - r_a) \delta(\vartheta + \vartheta_a) \left[\eta\left(\varphi + \frac{\varphi_a}{n_c}\right) - \eta(\varphi) \right]. \quad (1.47)$$

З формули

$$\mathbf{e}_\varphi I_4 = - \int \int dr R d\vartheta \mathbf{j}_4(r, \varphi, \vartheta) = -\mathbf{e}_\varphi A_4 R \quad (1.48)$$

знаходимо коефіцієнт A_4 , підставляємо його до формули (1.47) та отримуємо:

$$\mathbf{j}_4(r, \varphi, \vartheta) = -\mathbf{e}_\varphi \frac{I_4}{R} \delta(r - r_a) \delta(\vartheta + \vartheta_a) \left[\eta\left(\varphi + \frac{\varphi_a}{n_c}\right) - \eta(\varphi) \right]. \quad (1.49)$$

Вираз для $\mathbf{j}_5(r, \varphi, \vartheta)$ записуємо в наступному вигляді:

$$\mathbf{j}_5(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{e}_z A_5 \delta(r - r_a) \delta\left(\varphi + \frac{\varphi_a}{n_c}\right) [\eta(\vartheta + \vartheta_a) - \eta(\vartheta)]. \quad (1.50)$$

Коефіцієнт A_5 знаходимо з формули

$$\mathbf{e}_z I_5 = \int \int drr d\varphi \mathbf{j}_5(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{e}_z A_5 r_a. \quad (1.51)$$

Виконуємо відповідні підстановки. Маємо:

$$\mathbf{j}_5(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{e}_z \frac{I_5}{r_a} \delta(r - r_a) \delta\left(\varphi + \frac{\varphi_a}{n_c}\right) [\eta(\vartheta + \vartheta_a) - \eta(\vartheta)]. \quad (1.52)$$

Для однієї секції колінчастовальної частини антени густини струмів $\mathbf{j}_2(r, \varphi, \vartheta)$ та $\mathbf{j}_4(r, \varphi, \vartheta)$ є азимутальними. Таким чином, можна записати

$$\mathbf{j}_\varphi(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{j}_2(r, \varphi, \vartheta) + \mathbf{j}_4(r, \varphi, \vartheta). \quad (1.53)$$

Решта струмів є тороїдальними, тобто

$$\mathbf{j}_g(r, \varphi, \vartheta) = \mathbf{j}(r, \varphi, \vartheta)_1 + \mathbf{j}_3(r, \varphi, \vartheta) + \mathbf{j}_5(r, \varphi, \vartheta). \quad (1.54)$$

Знайшовши всі необхідні густини струмів, обчислимо коефіцієнти ряду Фур'є:

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_\varphi(r, m, n) &= \frac{1}{4\pi^2} \iint d\varphi d\vartheta e^{-im\varphi - in\vartheta} \mathbf{j}_\varphi(r, \varphi, \vartheta) = \\ &= -\frac{1}{2\pi^2} \frac{I}{R} \delta(r - r_a) \frac{1}{m} \left[\sin\left(\frac{m\varphi_a}{n_c} + n\vartheta_a\right) - \sin(n\vartheta_a) \right] \eta(r - r_a), \end{aligned} \quad (1.55)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_z(r, m, n) &= \frac{1}{4\pi^2} \iint d\varphi d\vartheta e^{-im\varphi - in\vartheta} \mathbf{j}_z(r, \varphi, \vartheta) = \\ &= -\frac{1}{2\pi^2} \frac{I}{r_a} \delta(r - r_a) \frac{1}{n} \left[\sin\left(m\frac{\varphi_a}{n_c}\right) + \sin(n\vartheta_a) - \sin\left(m\frac{\varphi_a}{n_c} + n\vartheta_a\right) \right]. \end{aligned} \quad (1.56)$$

Щоб розрахувати густину струму для всієї колінчастовальної частини антени, необхідно помножити формули (1.55) та (1.56) на певний коефіцієнт, який відображає зрушення між сусідніми секціями. Для знаходження цього коефіцієнта розглянемо ряд Фур'є для довільної функції $f(\varphi)$:

$$F(m) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-im\varphi} f(\varphi) d\varphi. \quad (1.57)$$

Для $f(\varphi - \Delta\varphi)$:

$$\Phi(m) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-im\varphi} f(\varphi - \Delta\varphi) d\varphi. \quad (1.58)$$

Покажемо, що функцію $F(m)$ можна виразити через функцію $\Phi(m)$. Для цього виконаємо деяку заміну змінних: $\varphi' = \varphi - \Delta\varphi$, $d\varphi' = d\varphi$. Маємо,

$$\Phi(m) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi - \Delta\varphi}^{\pi - \Delta\varphi} e^{-im(\varphi' + \Delta\varphi)} f(\varphi') d\varphi' = \frac{1}{2\pi} e^{-im\Delta\varphi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-im\varphi'} f(\varphi') d\varphi'. \quad (1.59)$$

Таким чином,

$$\Phi(m) = e^{-im\Delta\varphi} F(m). \quad (1.60)$$

Густина струму для всієї антени визначимо як суперпозицію густини струмів елементів, що складають дану антену:

$$\mathbf{j}(r, m, n) = \sum_{k=1}^{n_c} \mathbf{j}_k(r, m, n). \quad (1.61)$$

Густини струмів секцій в координатах (r, φ, n) записуємо через густину струму однієї секції:

$$\mathbf{j}_k(r, \varphi, n) = \mathbf{j}_{element}(r, \varphi - \varphi_{ck}, n), \quad (1.62)$$

де

$$\begin{aligned} \varphi_{c1} &= -\varphi_a + \frac{\varphi_a}{n_c}, \\ \varphi_{c2} &= -\varphi_a + 3\frac{\varphi_a}{n_c}, \\ &\dots\dots\dots \\ \varphi_{ck} &= -\varphi_a + \frac{\varphi_a}{n_c} + 2(k-1)\frac{\varphi_a}{n_c} = (2k-1)\frac{\varphi_a}{n_c} - \varphi. \end{aligned} \quad (1.63)$$

З виразу (1.60) запишемо

$$\mathbf{j}_k(r, m, n) = e^{-im\varphi_{ck}} \cdot \mathbf{j}_{element}(r, m, n). \quad (1.64)$$

Для всієї антени:

$$\mathbf{j}(r, m, n) = \sum_{k=1}^{n_c} e^{-im\varphi_{ck}} \cdot \mathbf{j}_{element}(r, m, n). \quad (1.65)$$

Підставляємо φ_{ck} , записані у вигляді (1.63), до (1.65) та отримуємо:

$$\mathbf{j}(r, m, n) = \mathbf{j}_{element}(r, m, n) e^{im\varphi_a} e^{\frac{im\varphi_a}{n_c} \sum_{k=1}^{n_c} \frac{2imk\varphi_a}{n_c}}. \quad (1.66)$$

Для зручності введемо наступні позначення:

$$e^{\frac{2imk\varphi_a}{n_c}} = q_k, \quad \sum_{k=1}^{n_c} e^{\frac{2imk\varphi_a}{n_c}} = \sum_{k=1}^{n_c} q_k = S. \quad (1.67)$$

Таким чином,

$$\mathbf{j}(r, m, n) = \mathbf{j}_{element}(r, m, n) e^{im\varphi_a} e^{\frac{im\varphi_a}{n_c} \sum_{k=1}^{n_c} q_k} = \mathbf{j}_{element}(r, m, n) e^{im\varphi_a} e^{\frac{im\varphi_a}{n_c} S}. \quad (1.68)$$

Перетворимо вираз (1.67), використовуючи властивість геометричної прогресії:

$$q_{k+1} = \beta q_k \quad (1.69)$$

або

$$q_{k+1} = e^{\frac{-2im(k+1)\varphi_a}{n_c}} = e^{\frac{-2imk\varphi_a}{n_c}} \cdot e^{\frac{-2im\varphi_a}{n_c}} = q_k \cdot e^{\frac{-2im\varphi_a}{n_c}}. \quad (1.70)$$

Звідси знаходимо коефіцієнт β :

$$\beta = e^{\frac{-2im\varphi_a}{n_c}}. \quad (1.71)$$

Підставляємо β до виразу

$$S = \frac{1 - \beta^{n_c+1}}{1 - \beta} - 1 = \beta \frac{1 - \beta^{n_c}}{1 - \beta} \quad (1.72)$$

та отримуємо

$$S = e^{\frac{-2im\varphi_a}{n_c}} \cdot \frac{1 - e^{-2im\varphi_a}}{1 - e^{\frac{-2im\varphi_a}{n_c}}} = e^{\frac{-2im\varphi_a}{n_c}} \cdot e^{-im\varphi_a} \cdot e^{\frac{im\varphi_a}{n_c}} \cdot \frac{\sin(m\varphi_a)}{\sin\left(m\frac{\varphi_a}{n_c}\right)}. \quad (1.73)$$

Після відповідних підстановок отримуємо вираз для густини струму колінчастовальної частини антени:

$$\mathbf{j}(r, m, n) = \mathbf{j}_{element}(r, m, n) \cdot \frac{\sin(m\varphi_a)}{\sin\left(m\frac{\varphi_a}{n_c}\right)}, \quad (1.74)$$

де $\mathbf{j}_{element}(r, m, n)$ – густина струму одного елемента. Таким чином,

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_\varphi(r, m, n) &= \frac{1}{4\pi^2} \iint d\varphi d\vartheta e^{-im\varphi - in\vartheta} \mathbf{j}_\varphi(r, \varphi, \vartheta) = \\ &= -\frac{1}{2\pi^2} \frac{I}{R} \delta(r - r_a) \frac{1}{m} \left[\sin\left(\frac{m\varphi_a}{n_c} + n\vartheta_a\right) - \sin(n\vartheta_a) \right] \eta(r - r_a) \cdot \frac{\sin(m\varphi_a)}{\sin\left(m\frac{\varphi_a}{n_c}\right)}, \quad (1.75) \end{aligned}$$

$$\mathbf{j}_z(r, m, n) = \frac{1}{4\pi^2} \iint d\varphi d\vartheta e^{-im\varphi - in\vartheta} \mathbf{j}_z(r, \varphi, \vartheta) =$$

$$-\frac{1}{2\pi^2} \frac{I}{r_a} \delta(r - r_a) \frac{1}{n} \left[\sin\left(m \frac{\varphi_a}{n_c}\right) + \sin(n\vartheta_a) - \sin\left(m \frac{\varphi_a}{n_c} + n\vartheta_a\right) \right] \cdot \frac{\sin(m\varphi_a)}{\sin\left(m \frac{\varphi_a}{n_c}\right)}. \quad (1.76)$$

Дані формули виведено для використання в подальших числових розрахунках для розв'язання рівнянь Максвелла. Кількість гармонік m та n вибирається в залежності від потрібної точності розрахунків, що визначається кожною конкретною задачею. Чим більший набір значень, тим точнішими є розрахунки.

1.3.4 Умови регулярності для електромагнітних полів у плазмі

Для розв'язання задачі рівняння Максвелла в циліндричних координатах необхідно доповнити умовами регулярності розв'язків на осі циліндра та граничними умовами на металевій стінці вакуумної камери.

Найпростішими умовами регулярності є умови, коли величина або її похідна дорівнюють нулю.

Почнемо з умов регулярності на осі циліндра для компонента електричного поля E_z при $r=0$. Розкладемо даний компонент поля в ряд Тейлора. Таким чином, маємо:

$$E_z = E_{z0} + Ax + By + \dots, \quad (1.77)$$

де $A = \left. \frac{\partial E_z}{\partial x} \right|_{x=0}$, $B = \left. \frac{\partial E_z}{\partial y} \right|_{y=0}$ є константами.

Представимо x та y в циліндричних координатах

$$x = r \cos \varphi, \quad y = r \sin \varphi \quad (1.78)$$

та підставимо до (1.77). Таким чином, маємо:

$$\begin{aligned}
E_z &= E_{z0} + r(A \cos \varphi + B \sin \varphi) + \dots = \\
&= E_{z0} + r e^{i\varphi} \left(\frac{1}{2} A + \frac{1}{2i} B \right) + r e^{-i\varphi} \left(\frac{1}{2} A - \frac{1}{2i} B \right) + \dots,
\end{aligned} \tag{1.79}$$

$$\text{де } \cos \varphi = \frac{e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}}{2}, \quad \sin \varphi = \frac{e^{i\varphi} - e^{-i\varphi}}{2i}.$$

Формула (1.79) містить три азимутальні гармоніки $m = 0, \pm 1$. Умову регулярності для нульової моди можна отримати шляхом диференціювання E_z по r . У нульової гармоніки E_{z0} відсутня радіальна складова. Під час диференціювання член, відповідний за моду $m = 0$, стає рівним нулю, тому що E_{z0} є константою. Похідна від неї дорівнює нулю.

Для інших двох гармонік похідна не дорівнює нулю, проте ми зануляємо всі гармоніки, починаючи з першої на осі. Тобто для гармонік відмінних від нуля E_z обертається на нуль при $r = 0$.

Таким чином, умови регулярності на осі циліндра для E_z у випадку $r = 0$ мають наступний вигляд:

при $m \neq 0$

$$E_z|_{r=0} = 0,$$

при $m = 0$

$$\left. \frac{\partial E_z}{\partial r} \right|_{r=0} = 0,$$

при $|m| > 1$

$$E_z|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial E_z}{\partial r} \right|_{r=0} = 0. \tag{1.80}$$

Умови регулярності на осі циліндру для компонентів електричного поля E_r та E_φ можна записати аналогічно:

$$E_r = E_x \cos \varphi + E_y \sin \varphi, \tag{1.81}$$

$$E_\varphi = -E_x \sin \varphi + E_y \cos \varphi. \tag{1.82}$$

Розкладаємо E_x та E_y в ряд Тейлора

$$E_x = E_{x0} + Ay + Bx + \dots, \quad (1.83)$$

$$E_y = E_{y0} + Cx + Dy + \dots, \quad (1.84)$$

$$\text{де } A = \left. \frac{\partial E_x}{\partial y} \right|_{y=0}, \quad B = \left. \frac{\partial E_x}{\partial x} \right|_{x=0}, \quad C = \left. \frac{\partial E_y}{\partial x} \right|_{x=0}, \quad D = \left. \frac{\partial E_y}{\partial y} \right|_{y=0}.$$

Підставляємо розкладання (1.83) та (1.84) в рівняння (1.81) та (1.82) відповідно, представляючи x та y в циліндричних координатах. Маємо:

$$\begin{aligned} E_r = & re^0 \left(\frac{1}{2}B + \frac{1}{2}D \right) + e^{i\varphi} \left(\frac{E_{x0}}{2} + \frac{E_{y0}}{2i} \right) + e^{-i\varphi} \left(\frac{E_{x0}}{2} - \frac{E_{y0}}{2i} \right) + \\ & + re^{2i\varphi} \left(\frac{1}{4i}A + \frac{1}{4}B + \frac{1}{4i}C - \frac{1}{4}D \right) + \\ & + re^{-2i\varphi} \left(-\frac{1}{4i}A + \frac{1}{4}B - \frac{1}{4i}C - \frac{1}{4}D \right), \end{aligned} \quad (1.85)$$

$$\begin{aligned} E_\varphi = & re^0 \left(\frac{1}{2}C - \frac{1}{2}A \right) + e^{i\varphi} \left(-\frac{E_{x0}}{2i} + \frac{E_{y0}}{2} \right) + e^{-i\varphi} \left(\frac{E_{x0}}{2i} + \frac{E_{y0}}{2} \right) + \\ & + re^{2i\varphi} \left(\frac{1}{4}A - \frac{1}{4i}B + \frac{1}{4}C + \frac{1}{4i}D \right) + \\ & + re^{-2i\varphi} \left(\frac{1}{4}A + \frac{1}{4i}B + \frac{1}{4}C - \frac{1}{4i}D \right). \end{aligned} \quad (1.86)$$

Аналізуючи отримані вирази, бачимо, що у випадках азимутальних мод, E_r та E_φ мають вирази відмінні від нуля. Тому для пошуку умов регулярності скористаємось комбінацією цих величин $E_+ = E_r + iE_\varphi$ та $E_- = E_r - iE_\varphi$.

Умови регулярності на осі циліндра для E_r та E_φ мають вигляд:

при $m = 0$

$$E_r|_{r=0} = 0, \quad E_\varphi|_{r=0} = 0,$$

при $m = 1$

$$E_+|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial E_-}{\partial r} \right|_{r=0} = 0,$$

при $m = -1$

$$E_-|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial E_+}{\partial r} \right|_{r=0} = 0,$$

при $|m| > 1$

$$E_+|_{r=0} = 0, \quad E_-|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial E_-}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial E_+}{\partial r} \right|_{r=0} = 0. \quad (1.87)$$

На границі плазми з металом тангенціальна складова електричного поля дорівнює нулю. Отже, крайові умови на металевій стінці вакуумної камери мають вигляд:

$$E_\varphi|_{r=a} = 0, \quad E_z|_{r=a} = 0. \quad (1.88)$$

1.3.5 Тензор діелектричної проникності плазми

В даній числовій моделі в якості основи взято модифікований тензор діелектричної проникності для холодної плазми. За винятком ε_{\parallel} , всі компоненти тензора є компонентами тензора для холодної плазми. Тензор діелектричної проникності плазми є функцією густини плазми та температури електронів:

$$\hat{\varepsilon}(r, t) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (1.89)$$

$$\text{Тут } \varepsilon_{\perp} = \frac{\varepsilon_{++} + \varepsilon_{--}}{2}, \quad \varepsilon_{\parallel} = 1 + \frac{2\omega_{P\alpha}^2}{k_z(\omega + i\nu_{\alpha})} z_{\alpha} [1 + i\sqrt{\pi} z_{\alpha} W(z_{\alpha})], \quad g = \frac{\varepsilon_{++} - \varepsilon_{--}}{2},$$

$$\varepsilon_{++} = 1 + \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\omega_{c\alpha}(\omega_{c\alpha} - \omega - i\nu_{\alpha})}, \quad \varepsilon_{--} = 1 + \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\omega_{c\alpha}(\omega_{c\alpha} + \omega + i\nu_{\alpha})}, \quad \omega_{P\alpha} = \sqrt{\frac{4\pi n e_{\alpha}^2}{m_{\alpha}}}$$

плазмова частота, $\omega_{c\alpha} = \frac{e_{\alpha} H_0}{m_{\alpha} c}$ – циклотронна частота, ν_{α} – ефективна частота

зіткнень, $z_\alpha = \frac{\omega + i\nu_\alpha}{\sqrt{2}k_z v_{T\alpha}}$, $W(z_\alpha) = \exp(-z_\alpha^2) \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^{z_\alpha} \exp(t^2) dt \right)$ – інтеграл

ймовірності, α – індекс, який вказує на сорт частинок, k_z – тороїдальний компонент хвильового вектора. За значення температури іонів та електронів, характерного для початкової стадії створення плазми, гірорадіус частинок виявляється малою величиною у порівнянні з довжиною хвилі і поправками до тензора, пов'язаними зі скінченністю теплової швидкості, можна знехтувати. В той же час, величина $k_z v_{Te}$ може виявитися чималою в порівнянні з частотою ω , зокрема під час створення плазми в стелараторах малих розмірів, що говорить про необхідність урахування електронного загасання Ландау і використання виразу для компонента тензора ε_{\parallel} в гарячій плазмі.

Через те, що у вищевказані формули для компонентів тензора діелектричної проникності плазми входить теплова швидкість частинок, необхідно врахувати температуру електронів.

Важливу роль в описанні тензора діелектричної проникності плазми відіграють зіткнення. В нашому випадку основну роль виконують іон-нейтральні, електрон-нейтральні і електрон-іонні зіткнення.

1.4 Числове моделювання високочастотного створення плазми

Числове моделювання посідає важливе місце у теоретичних дослідженнях взаємодії електромагнітних полів з плазмою. В нашій задачі така взаємодія описана рівняннями Максвелла. Для числового розв'язання рівнянь Максвелла застосовується доволі багато методів дискретизації, описаних, наприклад, в роботах (Appert *et al.*, 1975), (Crowly *et al.*, 1988), (Gruber *et al.*, 1981), (Gruber *et al.*, 1985), (Peterson, 1989), (Paulsen *et al.*, 1991), (Raviart *et al.*, 1977), (Yee, 1966).

1.4.1 Метод скінченних елементів

Одним з найпоширеніших підходів до розв'язання крайових задач є метод скінченних елементів (див., наприклад, Ortega *et al.*, 1981). Метод скінченних елементів зводить задачу пошуку наближеного розв'язку до системи лінійних алгебраїчних рівнянь, яку можна розв'язувати як прямими, так і ітераційними методами. В основі методу лежить спроба апроксимації розв'язку диференційного рівняння скінченною лінійною комбінацією заданих функцій. Ці задані функції, які зазвичай називають пробними чи базисними, вибираються відносно простими: поліноми, тригонометричні функції, сплайн-функції. В даному методі в якості пробних функцій вибирають скінченні елементи.

Якщо розглянути лагранжев скінченний елемент, що займає два суміжних інтервали сітки, то легко переконатися, що в місці їх стику апроксимуюча функція змінюється безперервно, а похідна має розрив. Однак існує можливість побудови так званих ермітових скінченних елементів (див., наприклад, Ortega *et al.*, 1981, Eremenko, 1991), для яких буде забезпечуватися гладкість сполучення апроксимуючих функцій сусідніх елементів.

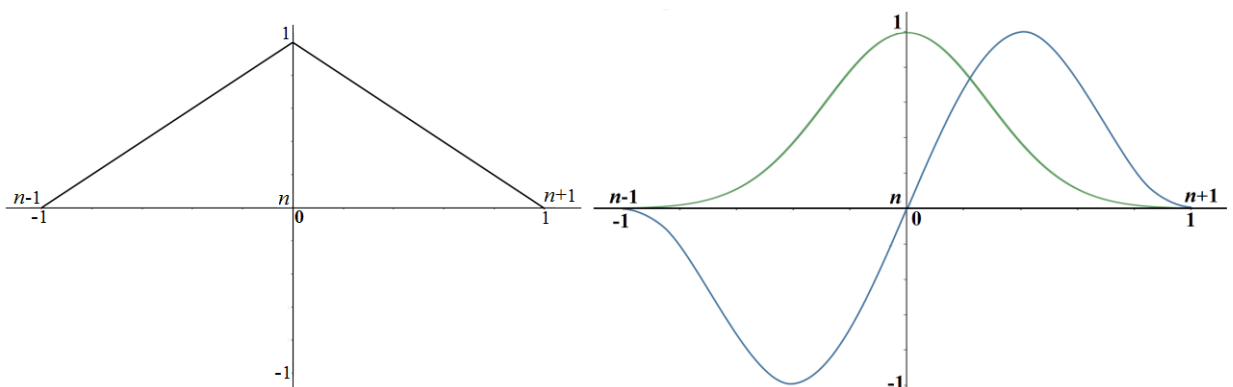


Рис. 1.4 Скінченні елементи першого порядку (ліворуч) та ермітові скінченні елементи третього порядку (праворуч): зелена крива – перший скінченний елемент, синя крива – другий скінченний елемент

У нашій числовій моделі для розв'язання рівнянь Максвелла використано скінченні елементи першого порядку, а також ермітові поліноміальні скінченні елементи третього порядку (див. Рис.1.4). Для ермітових скінченних елементів у лівому та правому кінцях і значення, і похідна дорівнюють нулю. У середній точці похідна дорівнює нулю, а значення – одиниці для першого елемента, та навпаки – для другого елемента.

1.4.2 Числова схема для розв'язання рівнянь Максвелла

Перейдемо до дискретизації рівнянь Максвелла (1.2) в холодній радіально неоднорідній плазмі з циліндричною геометрією методом однорідних скінченних елементів першого порядку (Moiseenko, 2002), (Moiseenko, 2003). За допомогою дискретизації виконується інтегрування рівнянь з пробними та перевірочними функціями.

Пробні функції у випадку скінченних елементів першого порядку вибираємо у вигляді:

$$\begin{aligned}\mathbf{V}_{n,1} &= \Lambda_n e^{im\varphi} e^{ik_z z} \mathbf{e}_r, \\ \mathbf{V}_{n,2} &= \Lambda_n e^{im\varphi} e^{ik_z z} \mathbf{e}_\varphi, \\ \mathbf{V}_{n,3} &= \Lambda_n e^{im\varphi} e^{ik_z z} \mathbf{e}_z,\end{aligned}\tag{1.90}$$

де Λ_n – скінченні елементи першого порядку (див., вище, а також, наприклад, Ortega *et al.*, 1981, Eremenko, 1991), n – номери вузлів сітки.

Вираз для електричних полів через пробні функції:

$$\mathbf{E} = \sum_{n,l} E_{n,l} \mathbf{V}_{n,l},\tag{1.91}$$

де $E_{n,l}$ – значення у вузлах, l – номери компонентів вектора.

Перевірочні функції:

$$\begin{aligned}
\mathbf{T}_{n',1} &= \Lambda_{n'} e^{-im\varphi} e^{-ik_z z} \mathbf{e}_r, \\
\mathbf{T}_{n',2} &= \frac{\Lambda_{n'}}{r} e^{-im\varphi} e^{-ik_z z} \mathbf{e}_\varphi, \\
\mathbf{T}_{n',3} &= \Lambda_{n'} e^{-im\varphi} e^{-ik_z z} \mathbf{e}_z,
\end{aligned} \tag{1.92}$$

де n' – номери вузлів сітки.

Твірна функція може бути введена наступним чином:

$$\Phi_{n'} = \Lambda_{n'} e^{-im\varphi} e^{-ik_z z}. \tag{1.93}$$

Градiєнт твірної функції є комбінацією перевірочних функцій

$$\nabla \Phi_{n'} = \mathbf{T}_1 - im\mathbf{T}_2 - ik_z \mathbf{T}_3. \tag{1.94}$$

Записуємо рівняння за допомогою перевірочних функцій:

$$\int_V \mathbf{T}_{n',l'} \cdot (\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k_0^2 \hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{E}) dV = i\omega\mu_0 \int_V \mathbf{T}_{n',l'} \cdot \mathbf{j} dV, \tag{1.95}$$

де l' – номери компонентів вектора.

Формула (1.95) є виразом методу зважених нев'язок.

Дискретизація рівнянь Максвелла за допомогою ермітових скінченних елементів третього порядку проводиться аналогічним чином.

1.4.3 Структура числового коду

З метою моделювання високочастотного створення плазми в системах стелараторного типу за допомогою антен складної структури було розроблено комп'ютерний код (програма). Код написаний в рамках стандарту мови Fortran90, що дає можливість використовувати його на різних обчислювальних машинах.

Числовий код складається з декількох блоків. В першому блоці проводиться зчитування параметрів задачі з файлу. В подальших розрахунках всі параметри будуть доступні всім підпрограмам коду.

Далі у програмі відбувається формування сітки, яка може бути, як рівномірною, так і нерівномірною в залежності від потреб задачі. Вузли сітки адаптовані до розміщення антенної системи.

Наступним кроком починається цикл по азимутальним (m) і тороїдальним (n) Фур'є-гармонікам.

Після цього заповнюється матриця системи лінійних рівнянь, яку утворюють рівняння Максвелла дискретизовані однорідними скінченними елементами ермітового типу третього порядку (див. п. 1.4.1).

В окремому блоці на рівняння Максвелла накладаються умови регулярності на осі циліндра і на металевій стінці камери, отримані в п. 1.3.4.

Праві частини рівнянь Максвелла, до яких входять розрахунки для струмів антени, обчислюються окремо.

Далі проводиться LU-розкладання (Ortega *et al.*, 1981) для отриманої блокової тридіагональної матриці та проводиться розв'язання алгебраїчних рівнянь (Ortega *et al.*, 1981).

Обчислення густини потужності в коді відбувається за допомогою формули, наведеної в пункті 1.3.2.

Дані всіх розрахунків записуються у вихідний файл.

1.5 Результати числових експериментів для стеларатора

Ураган-2М

Система рівнянь балансу (1.5) відображає наступні фізичні процеси, що відбуваються під час створення плазми. Електрони нагріваються високочастотним полем за механізмом зіткнень та механізмом Ландау. Оскільки зі зростанням температури електронів втрати на іонізацію випромінюванням різко зростають, збільшення температури електронів

припиняється за малих її значень $T_e \ll \varepsilon_H$. Характерне значення температури $T_e = 2-8$ еВ. За таких умов іонізація проводиться “хвостом” функції розподілу. За низької густини плазми $n_e \ll n_a$ система рівнянь балансу (1.5) допускає автономне розв’язання, за якого

$$T_e = T_e(r), n_e(r, t) = \exp(vt)n_e(r), n_a(r, t) = \text{const.} \quad (1.96)$$

З такого автономного розв’язання виходить, що густина високочастотної потужності

$$P_{RF} = \exp(vt) P_r(r), \quad (1.97)$$

де P_r – профіль густини високочастотної потужності, так що співвідношення

$$S = \frac{P_{RF}}{n_e|_{r=0}} = f(r) \quad (1.98)$$

не залежить від часу.

Такий автономний розв’язок визначає варіант створення плазми, привабливий з точки зору своєї простоти. Густина плазми зберігає свій профіль та зростає експоненціально з часом. Експоненціальний зріст привабливий тим, що процес створення плазми протікає рівномірно та не характеризується зупинками чи стрибками. Це ідеалізований процес, котрий складно здійснити практично. Така модель відрізняється від реальної картини тим, що в реальності профіль густини плазми не зберігається і в кожен момент часу зростає по-різному. На практиці не вдається розподіляти потужність весь час рівномірно по плазмовому стовпу.

Тим не менше, співвідношення (1.98) може слугувати оцінкою якості створення плазми за допомогою різноманітних антенних систем. Ми підлаштовуємо реальний процес і спостерігаємо за параметром S , фізичний сенс якого – потужність на одну частинку в кубічному сантиметрі. Параметри необхідно підлаштовувати так, щоб S не було меншим за певне

значення і процес створення плазми не зупинявся. S характеризує швидкість створення плазми для кожного профілю густини плазми.

Процедура якісного аналізу антенної системи полягає в тому, що для поточного профілю густини плазми і набору значень густини плазми проводяться розрахунки P_{RF} та проводиться аналіз розподілу параметра S по радіусу. Така процедура дозволяє уникнути більш складного розв'язання задачі, що включає систему рівнянь балансу (1.5) та систему рівнянь Максвелла (1.6), обмежившись розв'язанням крайової задачі для рівнянь Максвелла.

Розв'язання рівнянь Максвелла проводилося для поточного профілю густини плазми.

В наступному підрозділі наведено приклади числових розрахунків з ВЧ створення плазми в стелараторі Ураган-2М і проведено якісний аналіз характеру процесу створення плазми для двох антенних систем колінчастовального (Moiseenko *et al.*, 1996), (Moiseenko *et al.*, 1996a) та рамкового типів, які раніше показали свою ефективність в експериментах з високочастотного створення плазми на торсатроні Ураган-3М (Shvets *et al.*, 1986), (Lysojvan *et al.*, 1992), (Moiseenko *et al.*, 1994).

1.5.1 Результати числових розрахунків для колінчастовальної антени

Параметри для числових розрахунків з ВЧ створення плазми за допомогою антени колінчастовального типу (див. Рис. 1.1) були вибрані близькими до параметрів стеларатора Ураган-2М: тороїдальне магнітне поле $B = 0.5$ Т, температура електронів $T_e = 2$ еВ, радіальне положення антени $l_r = 20$ см. Розрахунки проводились для струму в антені $I = 1$ А.

Під час числових експериментів (Moiseenko *et al.*, 2006), (Moiseenko *et al.*, 2006a), (Stadnik *et al.*, 2007), (Stadnik *et al.*, 2007a) варіювалися наступні

параметри: частота нагріву $\omega = 3 \cdot 10^7 - 4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, амплітуда колінчастовальної модуляції центрального провідника по тороїдальному куту $\vartheta_a = 0 - 0.04$, відстань між антенними елементами (відстань між бічними провідниками та центральним провідником) $l_z = 30 - 50 \text{ см}$. Аналіз параметру S проводився для серії числових розрахунків із заданими профілями густини плазми, параболічним та порожнистим (див. Рис. 1.5), в наступному діапазоні густини плазми: $n_{e0} = 10^8 - 10^{13} \text{ см}^{-3}$, де $n_{e0} = n_e|_{r=0}$.

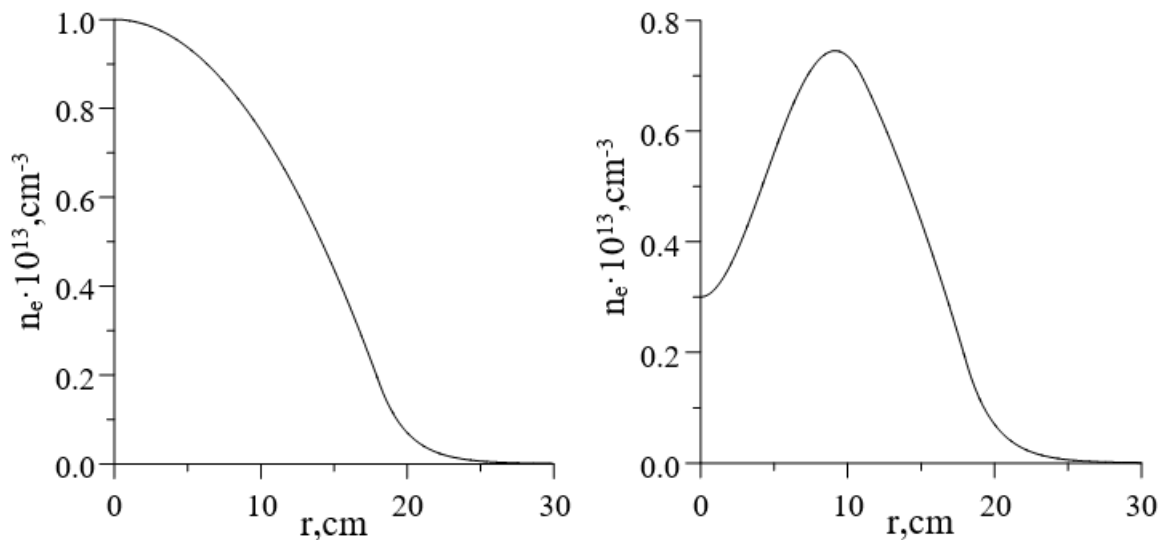


Рис. 1.5 Параболічний (ліворуч) та порожнистий (праворуч) профілі густини плазми

Рисунки 1.6-1.8 демонструють розподіл параметра S для параболічного профілю густини плазми.

На Рис. 1.6 зображено залежність величини S за зміни амплітуди колінчастовальної модуляції центрального провідника по тороїдальному куту. На лівому рисунку цей параметр дорівнює нулю. В даному випадку ми бачимо, що в області малих густин плазми енерговнесок невеликий.

Енерговнесок з'являється за $n_{e0} > 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ і досягає оптимальної величини за $n_{e0} \sim 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Профіль енерговнеску в даному випадку має максимум в точці $r = 5 \text{ см}$. За більш високих значень плазмової густини величина S зменшується, а розподіл профілю енерговнеску погіршується.

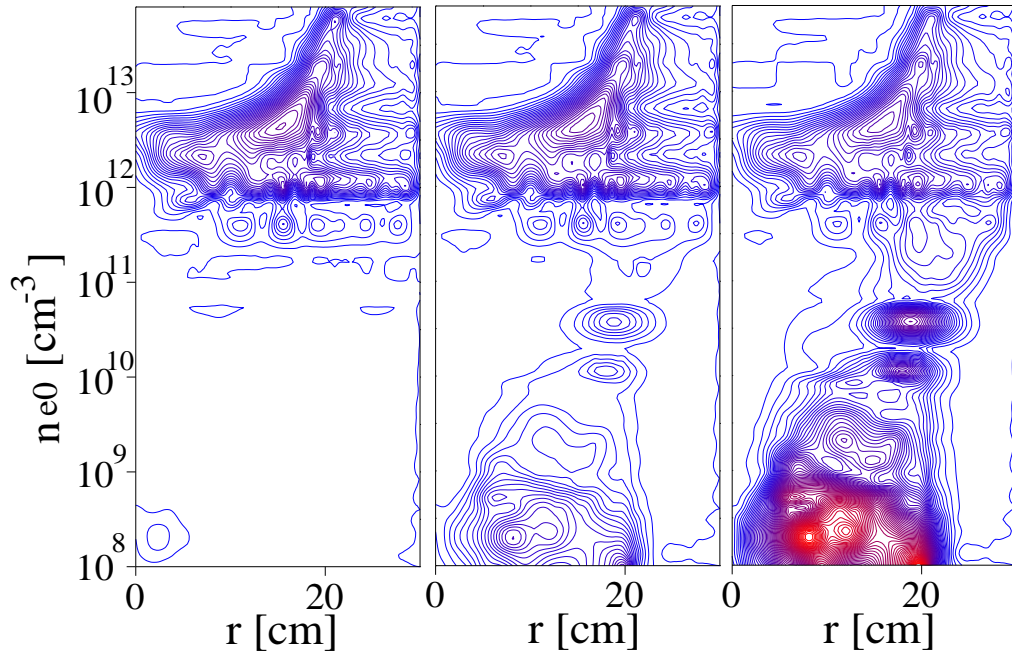


Рис. 1.6 Лінії рівня S як функція густини плазми в центрі плазмового стовпа n_{e0} та радіальної координати r для різних значень амплітуди колінчастовальної модуляції центрального провідника по тороїдальному куту: $\vartheta_a = 0$ (ліворуч), $\vartheta_a = 0.02$ (по центру), $\vartheta_a = 0.04$ (праворуч) у випадку параболічного профілю густини плазми

Із введенням колінчастовальної модуляції картина змінюється в області низьких густин плазми. Як видно з центрального рисунка та рисунка праворуч, за низьких значень густини плазми відбувається внесок потужності і в плазму, і на периферію плазмового стовпа. За більш високих значень густини енерговнесок локалізується на антені. В області високих густин

ситуація така сама, як у випадку $\mathcal{G}_a = 0$, за виключенням того, що частина потужності виділяється поблизу антени.

Розрахунки з різними \mathcal{G}_a показали, що неможливо досягти сталості величини S зі збільшенням густини плазми. Помітна проблема виникає при густині плазми $n_{e0} \sim 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, за якої ВЧ потужність не досягає центра плазмового стовпа за розумних значень \mathcal{G}_a .

Рис. 1.7 демонструє характер створення плазми за зміни відстані між антенними елементами. Як бачимо, зі збільшенням даного параметра характер енерговнеску в області малих густин плазми майже не змінюється. Основний ефект, що ми тут спостерігаємо, – зміщення оптимуму з області великих густин в область менших.

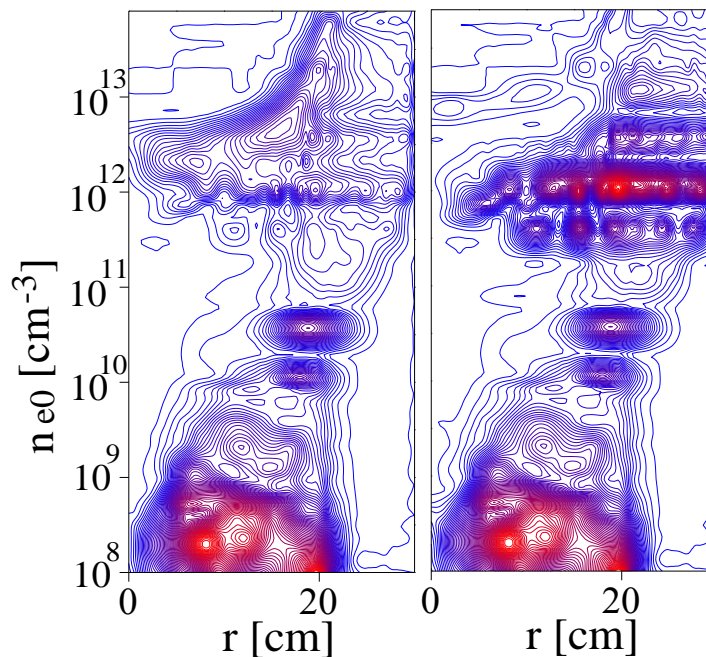


Рис. 1.7 Лінії рівня S як функція густини плазми в центрі плазмового стовпа n_{e0} та радіальної координати r для різних значень відстані між антенними елементами: $l_z = 30 \text{ см}$ (ліворуч), $l_z = 50 \text{ см}$ (праворуч) у випадку параболічного профілю густини плазми

Зміна частоти нагріву (див. Рис. 1.8) дає подібний результат, а саме, оптимум густини плазми зменшується з частотою.

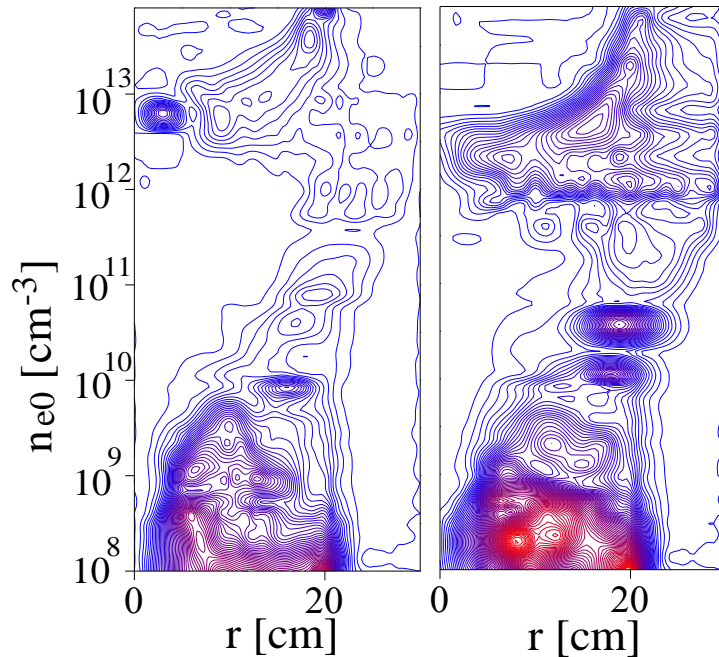


Рис. 1.8 Лінії рівня S як функція густини плазми в центрі плазмового стовпа n_{e0} та радіальної координати r для різних значень частоти нагріву:

$\omega = 3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ (ліворуч), $\omega = 4 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ (праворуч) у випадку параболічного профілю густини плазми

Якщо параболічний профіль густини плазми змінити на порожнистий, характер створення плазми змінюється (див. Рис. 1.9). Кардинальна зміна характеру енерговнеску свідчить про чутливість цього методу створення плазми до радіального розподілу густини плазми. У разі порожнистого профілю густини плазми енерговнесок є більш центрованим за густин плазми $n_{e0} \sim 1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. За більш високих густин, ніж $n_{e0} > 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, енерговнесок погіршується.

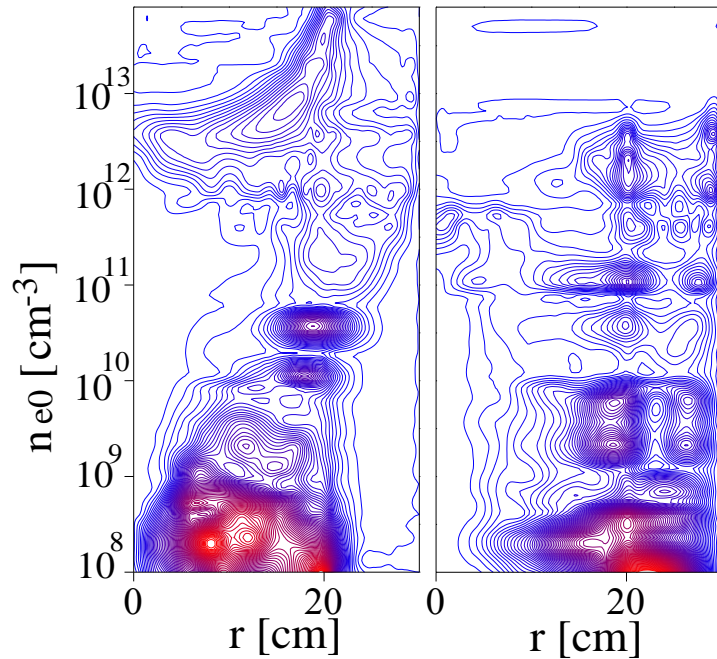


Рис. 1.9 Лінії рівня S як функція густини плазми в центрі плазмового стовпа n_{e0} та радіальної координати r для параболічного профілю густини плазми (ліворуч) та для порожнистого профілю (праворуч)

Результати числових експериментів можна пояснити наступним чином. За малих значень густини плазми може поширюватись лише повільна хвиля. Антена без колінчастовальної модуляції не може збудити цю хвилю, але навіть невелика колінчастовальна модуляція призводить до ефективного збудження повільної хвилі. Зі збільшенням густини плазми повільна хвиля сильно загасає, поширюючись у напрямку до центру плазмового стовпа. За значення $n_{e0} \sim 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ вона поглинається поблизу антени.

За високих значень густини плазми, починаючи з $n_{e0} \sim 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, за створення плазми відповідають альвенівські резонанси, що збуджуються тринепіввитковою частиною антени. Перекриття між безпосередньою генерацією повільної хвилі та збудженням альвенівських резонансів не відбувається. Існує діапазон густини плазми $n_{e0} \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$, де енерговнесок мінімальний. Частково даний ефект можна подолати за рахунок

збільшення частоти. Також спостерігається кращий енерговнесок для порожнистого профілю густини, проте максимальна густина плазми, котру можна досягти за допомогою антени колінчастовального типу, буде недостатньо високою.

1.5.2 Результати числових розрахунків для рамкової антени

В даному підрозділі представлено результати числового дослідження створення плазми в стелараторі Ураган-2М з антеною рамкового типу (Moiseenko *et al.*, 2007), (Moiseenko *et al.*, 2007a), (Stadnik *et al.*, 2007), (Stadnik *et al.*, 2007a).

Антина рамкового типу (див. Рис. 1.10) не є найефективнішою антеною для створення плазми (Kasilov *et al.*, 1993), але її привабливою особливістю є те, що вона може створювати плазму в широкому діапазоні прикладеної потужності, і поріг пробою газу за напругою на антені для неї низький. Це добре вивчено в низці експериментів на малогабаритних стелараторах серії Ураган (Moiseenko *et al.*, 1994).

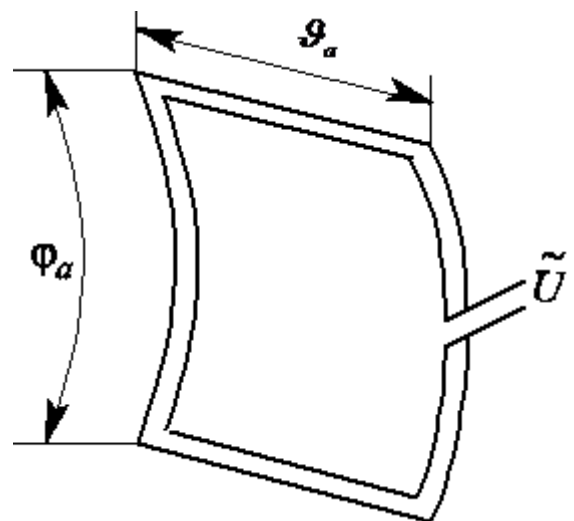
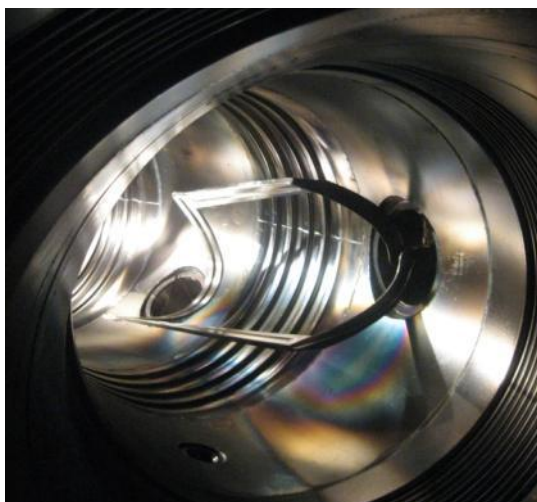


Рис. 1.10 Рамкова антена в стелараторі Ураган-2М та її схематичне зображення

Параметри для обчислень вибрані, як і в попередніх експериментах, близькими до параметрів стеларатора Ураган-2М. Додатковий параметр: розмір азимутального кута антени $\varphi_a = 1$.

Під час числових експериментів варіювалися наступні параметри: частота нагріву $\omega = 3 \cdot 10^7 - 4 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, кутовий розмір рамкової антени в тороїдальному напрямку $\vartheta_a = 0.2 - 0.6$. Аналіз параметру S проводився в наступному діапазоні густин плазми $n_{e0} = 10^8 - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, де $n_{e0} = n_e|_{r=0}$.

На Рис. 1.11 показано залежність величини S від радіальної координати та густини плазми в центрі плазмового стовпа n_{e0} для різних значень кутового розміру рамкової антени в тороїдальному напрямку. Профіль густини плазми в даному випадку є параболічним (див. Рис. 1.5).

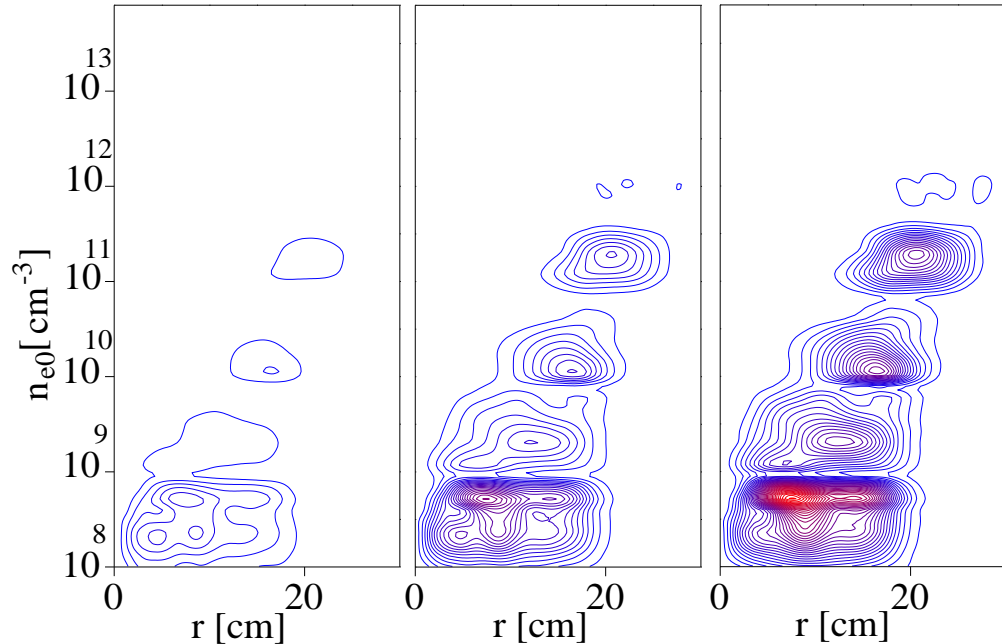


Рис. 1.11 Лінії рівня S як функція густини плазми в центрі плазмового стовпа n_{e0} та радіальної координати r для різних значень кутового розміру рамкової антени в тороїдальному напрямку: $\vartheta_a = 0.2$ (ліворуч), $\vartheta_a = 0.4$ (по центру), $\vartheta_a = 0.6$ (праворуч) у випадку параболічного профілю густини плазми

Енерговнесок має майже однакову форму у всіх трьох випадках. Основною відмінністю є значення S : воно є більшим для більшої антени. Однак збільшення енерговнеску зі збільшенням довжини антени супроводжується збільшенням індуктивності антени, так що добротність антени Q (співвідношення повного опору антени до активного опору) не покращується, хіба що незначно. За низьких густин плазми енерговнесок є більш центрованим, а радіальне середнє значення S є високим. Це середнє значення зменшується зі збільшенням густини, і енерговнесок зміщується на периферію плазми. Таким чином, очікується, що рамкова антена може забезпечити пробій газу і збільшити густину плазми до помірного рівня. Тоді зростання густини може вийти на насичення через несприятливий профіль енерговнеску.

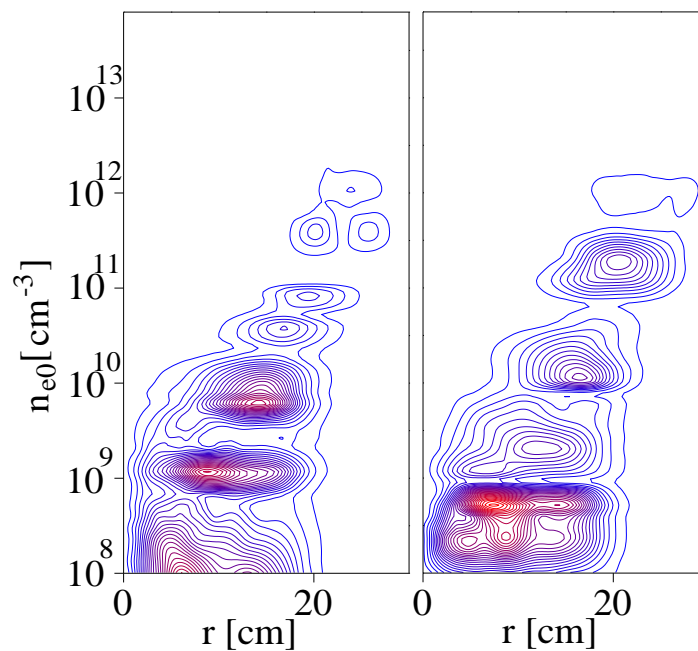


Рис. 1.12 Лінії рівня S як функція густини плазми в центрі плазмового стовпа n_{e0} та радіальної координати r для різних значень частоти нагріву:

$\omega = 3 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$ (ліворуч), $\omega = 4 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$ (праворуч) у випадку параболічного профілю густини плазми

Зміна частоти нагріву не призводить до різких змін енерговнеску (див. Рис. 1.12). Але для більш високої частоти більше потужності передається до плазми високої густини.

Якщо ж параболічний профіль густини плазми замінити на порожнистий, характер створення плазми дещо змінюється (див. Рис. 1.13). Видима зміна енерговнеску вказує на сприйнятливність процесу створення плазми до радіального розподілу густини плазми. Енерговнесок у випадку порожнистого профілю стає більш центрованим за густин плазми $n_{e0} \sim 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Зі збільшенням густини плазми $n_{e0} > 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ енерговнесок погіршується майже так само, як для параболічного профілю густини плазми з тією лише різницею, що деякий енерговнесок з'являється в центральній області.

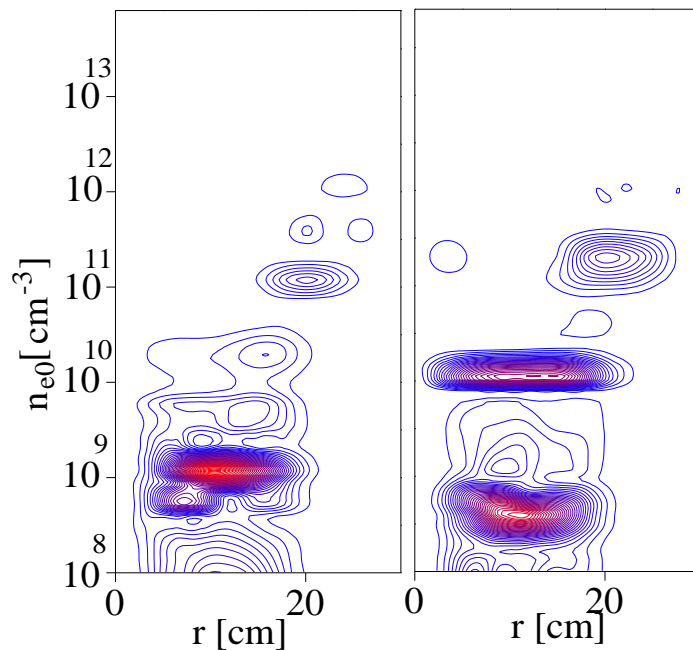


Рис. 1.13 Лінії рівня S як функція густини плазми в центрі плазмового стовпа n_{e0} та радіальної координати r для різних значень частоти нагріву:

$\omega = 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ (ліворуч), $\omega = 4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ (праворуч) у випадку порожнистого профілю густини плазми

Слід зауважити, що за низьких значень густини плазми може поширюватись лише повільна хвиля. Зі збільшенням густини плазми загасання повільної хвилі збільшується і за $n_{e0} \sim 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ вона поглинається поблизу антени. Альвенівські резонанси починають відігравати роль за густин плазми $n_{e0} \sim 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, але їх майже не видно на рисунках. Це можна пояснити надмірним збудженням повільної хвилі рамковою антеною.

Перші експерименти на стелараторі Ураган-2М (Moiseenko *et al.*, 2007), (Moiseenko *et al.*, 2007a) мали низьке значення магнітного поля $B = 0.47 \text{ Т}$. Накопичення початкової плазми відбувалося під час ВЧ нагріву.

В установці Ураган-2М на той час було встановлено дві рамкові антени. Перша – це рамкова антена з розмірами, що відповідають, $\varphi_a = 1$, $\vartheta_a = 0.4$. Друга – подвійна рамкова антена. Частота для рамкової антени становила $\omega = 3.8 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ та $\omega = 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ – для подвійної рамкової антени. Кожна антена може створювати плазму незалежно. Отримана густина плазми порядку $n_{e0} \sim 1 \cdot 10^{12} - 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Одночасна робота двох антен збільшує густину плазми (див. Рис. 1.14).

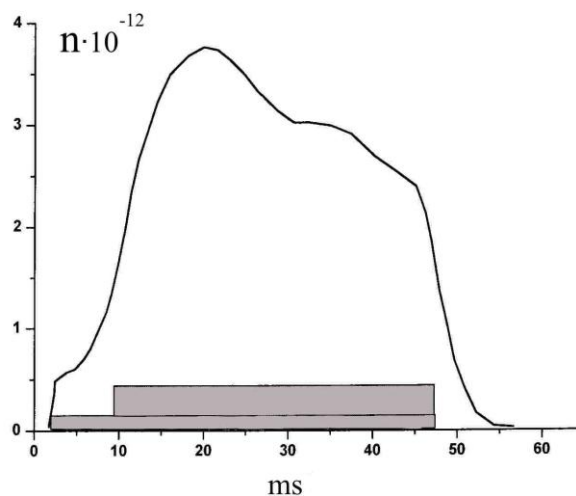


Рис. 1.14 Еволюція усередненої густини плазми

Висновки до розділу 1

Для опису високочастотного створення плазми в стелараторі Ураган-2М з антеною колінчастовального типу проведено числовий аналіз енерговнеску до плазми з різною густиною. За високих значень густини плазми $n_{e0} \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ та за низьких значень густини плазми $n_{e0} \sim 10^8 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ енерговнесок є прийнятним для ефективного створення плазми. За високої густини плазми спостерігається також невеликий енерговнесок поза межами плазмового стовпа. За проміжних густин високочастотне поле не дає енерговнеску до центральної області плазмового стовпа. Ситуація покращується, якщо плазма має порожнистий радіальний профіль.

Таким чином, розрахунки показали, що антена колінчастовального типу забезпечує прийнятний енерговнесок за низьких та високих значень густини плазми. Енерговнесок є мінімальним у проміжку $10^{10} \text{ см}^{-3} < n_{e0} < 10^{11} \text{ см}^{-3}$, що робить дану стадію створення плазми критичною. Колінчастовальна антена може використовуватися для створення густої плазми $n_{e0} \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Проте поріг потужності для цієї антени, який визначений критичною стадією, є високим. Результати числових експериментів продемонстрували здатність антени колінчастовального типу створювати плазму з густиною $n_{e0} \sim 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Числові розрахунки для антени рамкового типу показали високу ефективність такої антени для створення плазми низької густини. Починаючи з густини плазми $n_{e0} \sim 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, енерговнесок зміщується на периферію плазми, і цього не можна уникнути, змінюючи розміри антени або інші параметри. З цієї причини густина плазми, яку можна отримати за допомогою такої антени, є низькою, що підтверджено першими експериментами на стелараторі Ураган-2М (Moiseenko *et al.*, 2007), (Moiseenko *et al.*, 2007a). Антена рамкового типу може бути використана, якщо після високочастотного імпульсу рамкової антени, подальше

збільшення плазмової густини $n_{e0} \sim (1-3) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ буде забезпечуватися в іншому режимі, наприклад, високочастотним нагрівом за допомогою чотиринапіввиткової антени.

Основні положення цього розділу викладені у публікаціях автора (Moiseenko *et al.*, 2006), (Moiseenko *et al.*, 2006a), (Moiseenko *et al.*, 2007), (Moiseenko *et al.*, 2007a), (Stadnik *et al.*, 2007a).

РОЗДІЛ 2

САМОУЗГОДЖЕНА МОДЕЛЬ СТВОРЕННЯ ПЛАЗМИ В АТОМАРНОМУ ГАЗІ І АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ РОЗРАХУНКІВ

2.1 Числова самоузгоджена модель створення плазми в атомарному водні

Використання розроблених раніше простих числових моделей дає можливість проводити лише оціночні розрахунки і спостерігати якісну картину процесу високочастотного створення плазми. Якісний аналіз розкриває деякі проблеми, що виникають під час створення плазми, адже параметри не можуть бути задовільними протягом всього періоду. Тому є необхідність у розробці самоузгодженої моделі для високочастотного створення плазми в іонному циклотронному діапазоні частот, що дозволить моделювати еволюцію профілю густини та температури електронів плазми, зумовлену впливом високочастотних полів.

Самоузгоджена одновимірна модель створення плазми за допомогою високочастотного поля, в першу чергу, включає в себе систему рівнянь балансу частинок і енергії:

$$\begin{aligned}
 \frac{3}{2} \frac{\partial (k_B n_e T_e)}{\partial t} &= P_{RF} - \frac{3}{4} k_B \varepsilon_H \langle \sigma_e v \rangle n_e n_a - k_B \varepsilon_H \langle \sigma_i v \rangle n_e n_a - \\
 &- \frac{3}{2} k_B \langle \sigma_{ei} v \rangle n_e^2 (T_e - T_i) - (C_a + 1) \frac{k_B n_e T_e}{\tau_n} - \\
 &- \frac{k_B}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(q_e + \Gamma_e T_e - \chi n_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) - e \Gamma_e E_r, \\
 \frac{\partial n_e}{\partial t} &= \langle \sigma_i v \rangle n_e n_a - \frac{n_e}{\tau_n} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \Gamma_e, \\
 \int n_e dV + n_a V_v &= n_0 V_v = const,
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

де n_0 – початкова густина нейтрального газу, T_i – температура іонів, k_B – константа Больцмана, τ_n – час утримання заряджених частинок, числовий

коефіцієнт $3/4$ у формулі є співвідношенням енергії збудження до енергії іонізації, χ – коефіцієнт теплопровідності плазми, $\langle \sigma_{ei} v \rangle$ – швидкість обміну енергією з іонами за рахунок кулонівських зіткнень та $C_a = e \Phi_a / T_e \approx 3.5$ – співвідношення енергії електрона в амбіполярному потенціалі до електронної теплової енергії. У цьому випадку плазму залишають лише ті електрони, енергія яких є вищою за значення потенціальної енергії $e \Phi_a$. Відповідно, втрати енергії в середньому на один електрон зростають в C_a разів.

У даній моделі враховано неокласичну дифузію (Turkin *et al.*, 2011). Неокласичні потоки частинок Γ_e та енергії q_e мають наступний вигляд:

$$q_e = -n_e T_e D_2 \left\{ \left(\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial r} + \frac{e E_r}{k_B T_e} \right) + \left(\frac{D_3}{D_2} - \frac{3}{2} \right) \frac{1}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial r} \right\}, \quad (2.2)$$

$$\Gamma_e = -n_e D_1 \left\{ \left(\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial r} + \frac{e E_r}{k_B T_e} \right) + \left(\frac{D_2}{D_1} - \frac{3}{2} \right) \frac{1}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial r} \right\}. \quad (2.3)$$

Тут $D_{ne} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty dK_e e^{-K_e} K_e^{n-1/2} D_{11}$, $K_e = \frac{m_e v_e^2}{2T_e}$, $D_{11} = D_{11} \left(r, \frac{v_e}{v_e}, \frac{E_r}{v_e B_0} \right)$, де m_e , v_e ,

v_e – маса, частота зіткнень, швидкість електронів, E_r – радіальний компонент електричного поля, D_{11} – моноенергетичний коефіцієнт дифузії.

У балансі енергії електронів враховано приплив потужності за рахунок високочастотного нагріву, втрати енергії на збудження та іонізацію атомів електронним ударом, обмін енергії з іонами за рахунок кулонівських зіткнень, а також втрати енергії за рахунок теплопровідності плазми. Баланс заряджених частинок включає в себе приплив частинок за рахунок іонізації та втрати в результаті дифузії. Поперечні перерізи, перерахованих вище процесів, було взято з літератури (Janev *et al.*, 1987), (Janev *et al.*, 2003). Останнє рівняння в системі балансу (2.1) відображає глобальний баланс частинок за відсутності напуску газу. У моделі передбачається, що нейтральний газ рівномірно розподілений в об'ємі вакуумної камери стеларатора, включаючи плазмовий стовп.

Крім плазми всередині об'єму утримання, високочастотне поле створює плазму за його межами. Втрати заряджених частинок в цій області мають не тільки дифузійний, а й конвективний характер, через те, що частинки плазми виходять на стінки камери вздовж силових ліній магнітного поля, подібно до того, як це відбувається у газодинамічній відкритій пастці (Mirnov *et al.*, 1988). Цей процес враховано в моделі в τ -наближенні:

$$\tau_n = \frac{\Pi L}{2v_s}. \quad (2.4)$$

Формула (2.4) описує розліт плазми вздовж силових ліній магнітного поля зі швидкістю звуку. Тут Π – пробкове співвідношення, яке в розрахунках вважалось рівним одиниці, L – довжина силової лінії магнітного поля, v_s – іонно-звукова швидкість в плазмі. Дана формула використовується тільки для опису плазми поза об'ємом утримання. Всередині об'єму утримання час, що характеризує конвективні втрати плазми, дорівнює нескінченності.

Моделлю плазмового стовпа стеларатора, як і у попередній моделі служить плазмовий циліндр, на кінцях якого електричні поля ідентичні. Плазма вважається азимутально-симетричною, розподіленою однорідно вздовж плазмового стовпа, проте має радіальну неоднорідність.

В задачі переносу частинок і тепла слід дотримуватися умов регулярності розв'язків на осі циліндра:

$$\left. \frac{\partial n_e}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \left. \frac{\partial (n_e T_e)}{\partial r} \right|_{r=0} = 0. \quad (2.5)$$

Крайові умови на стінках камери

$$n_e|_{r=a} = 0, n_e T_e|_{r=a} = 0 \quad (2.6)$$

задають нульові значення густини та енергії плазми на матеріальній стінці.

Амплітуда ВЧ полів є пропорційною напрузі на антені та електричному струмові в антені, які пов'язані одне з одним. Струм антени залежить від імпедансу антени, який, в свою чергу, визначається також і властивостями плазми. Остання залежність враховувалась у моделі у трьох варіантах.

Один з варіантів полягає в тому, що високочастотний струм в антені передбачається постійним у часі. Цей варіант досить добре описує інтерфейс плазма - ВЧ генератор за малих внесених опорів. Однак, глобальні резонанси, що виникають за деяких значень густини плазми, призводять до зростання внесеного опору антени до дуже високих значень. Пікове значення потужності визначається добротністю антени в глобальному резонансі. За резонансів з високою добротністю високочастотна потужність стає занадто високою.

Цей недолік моделі усунутий у іншому варіанті завдання струму в антені. В даному варіанті робиться припущення, що потужність постійна в часі. Однак за постійної у часі високочастотної потужності температура електронів на початку розряду занадто висока і початкова стадія протікає дуже швидко, що не узгоджується з експериментальними даними (Lysoivan *et al.*, 1995), (Moiseenko *et al.*, 1995).

Ще один варіант базується на аналізі електричних ланцюгів, що живлять антену. Схему узгоджувального пристрою, для якого виконані розрахунки, наведено у роботі (Moiseenko *et al.*, 2013).

2.2 Побудова числового коду

Для розв'язання еволюційних дифузійних рівнянь було розроблено універсальну підпрограму. Для дискретизації в просторі використовується метод скінченних різниць. Систему рівнянь балансу (2.1) можна записати в такий спосіб:

$$\frac{\partial \mathbf{y}}{\partial t} = \hat{D}(\mathbf{x}, \mathbf{y})\mathbf{y} + \hat{R}(\mathbf{x}, \mathbf{y}), \quad (2.7)$$

де \mathbf{x} – вектор, що містить координати всіх точок дискретизації у просторі, \mathbf{y} – вектор значень усіх невідомих у точках дискретизації, D – дискретизований диференціальний (дифузійний) оператор, а R – дискретизовані залишкові члени

у рівнянні (2.7) (джерела та стоки). Для дискретизації у часі рухома сітка вибирається зі змінним кроком у часі Δt та i в якості індексу, що перераховує моменти часу. Метод Кранка-Ніколсона дає числово стійкий розв'язок системи рівнянь. Труднощі виникають через нелінійність в операторах D та R . Перший крок

$$\frac{\mathbf{y}^{i+1} - \mathbf{y}^i}{\Delta t} = \hat{D}(\mathbf{x}, \mathbf{y}^i)(\mathbf{y}^{i+1} + \mathbf{y}^i)/2 + \hat{R}(\mathbf{x}, \mathbf{y}^i) \quad (2.8)$$

не дає необхідної точності через те, що оператори D та R розраховуються не в центральній точці часового відрізка. В будь-якому випадку можна використовувати ітерацію Рунге-Кутта для апроксимації значення центральної точки. Вона розраховується приблизно з використанням отриманого рішення:

$$\mathbf{y}^{i+1/2} = (\mathbf{y}^{i+1} + \mathbf{y}^i)/2. \quad (2.9)$$

Завершальним етапом розрахунків є розв'язання наступного рівняння:

$$\frac{\mathbf{y}^{i+1} - \mathbf{y}^i}{\Delta t} = \hat{D}(\mathbf{x}, \mathbf{y}^{i+1/2})(\mathbf{y}^{i+1} + \mathbf{y}^i)/2 + \hat{R}(\mathbf{x}, \mathbf{y}^{i+1/2}). \quad (2.10)$$

Числовий код написано в рамках мовного стандарту Фортран 90, що дозволяє компілювати та запускати його на різних комп'ютерах.

Робота з числовим кодом організована наступним чином. Під час першого виклику він зчитує та зберігає параметри розрахунків, а потім здійснює управління пам'яттю. Всі параметри доступні всім підпрограмам коду через програмну одиницю Фортрану "модулі".

Наступний крок – формування двох сіток. Перша сітка використовується рівняннями балансу, а друга – рівняннями Максвелла. Обидві сітки можуть

бути неоднорідними. У сітці рівнянь Максвелла вузли сітки адаптовані до розташування антени.

В окремому блоці розраховуються початкові профілі густини та температури плазми.

Після цього виконується ядро коду. Це основний цикл за часом. Всередині цього циклу виконуються кроки алгоритму Кранка-Ніколсона - Рунге-Кутта. Цей алгоритм вимагає обчислення частоти зіткнень елементарних процесів, перерізи яких взято з літератури (Janev *et al.*, 1987), (Janev *et al.*, 2003). Алгоритм Кранка-Ніколсона також потребує розв'язання систем лінійних рівнянь. Воно виконується за допомогою LU-розкладання отриманої матриці та розв'язання алгебраїчних рівнянь.

Після завершення кроку алгоритму Кранка-Ніколсона перевіряється умова виходу з циклу, контролюється значення часового кроку, і, коли виконуються умови завершення коду, програма завершується.

2.3 Результати числових експериментів для стеларатора

Ураган-2М

Створення плазми в іонному циклотронному діапазоні частот є найбільш ефективним на частотах нижчих за іонну циклотронну частоту. В роботах (Lysojvan *et al.*, 1992), (Moiseenko *et al.*, 2013) вивчено особливості створення плазми в іонному циклотронному діапазоні частот в тороїдальних магнітних пастках, а також визначено етапи процесу створення плазми зі зростанням густини плазми.

У даному підрозділі наведено результати числових розрахунків, виконаних за допомогою розробленої самоузгодженої моделі ВЧ створення плазми для стеларатора Ураган-2М за допомогою рамкової (Moiseenko *et al.*, 2010), (Moiseenko *et al.*, 2010a), (Moiseenko *et al.*, 2011), (Moiseenko *et al.*, 2013) та чотиринапіввиткової антенних систем (Moiseenko *et al.*, 2012),

(Moiseenko *et al.*, 2012a) на частотах нижчих за іонну циклотронну. А також представлено результати числових досліджень здатності чотиринапіввиткової антени підвищувати густину плазми в стелараторі Ураган-2М (Kulyk *et al.*, 2014), (Moiseenko *et al.*, 2014a).

2.3.1 Результати числових розрахунків для рамкової антени

Параметри для числових розрахунків за допомогою рамкової антенної системи вибрано наступними: початкова температура електронів – $T_e = 2$ еВ, температура іонів – $T_i = 3$ еВ задавалася постійною за радіусом і за часом, частота нагріву – $\omega = 2.5 \cdot 10^7$ с⁻¹, початкова густина плазми – $n_{e0} = 10^{10}$ см⁻³, густина нейтрального газу – $n_0 = 10^{12}$ см⁻³, струм в антені під час роботи на узгоджене навантаження – $I_0 = 220$ А, довжина силової лінії магнітного поля – $L = 60$ см (там, де відсутня магнітна конфігурація. Це ефективна довжина від середини силової лінії до її кінців, тобто розмір силової лінії). Використовувана в даному розгляді рамкова антена моделювалась електричним струмом, що протікає по рамковому контуру на циліндричній поверхні радіусом $r_a = 23$ см. Азимутальний розмір струмової рамки $\varphi_a = 1$ (що відповідає довжині рамки 23 см), а тороїдальний розмір – $\vartheta_a = 0.47$ (80 см).

Для розрахунків також необхідно додати моноенергетичний коефіцієнт дифузії та аномальну теплопровідність. Слід зазначити, що як дифузія, так і теплопровідність в слабо іонізованій плазмі в стелараторі мало вивчена. З цієї причини є певна невизначеність у виборі моноенергетичного коефіцієнта дифузії. Він вибраний незалежним від радіуса та швидкості, а аномальна теплопровідність також покладається константою. У цьому випадку, $D_1 = D_{11}$, $D_2 = 3 D_{11} / 2$, $D_3 = 15 D_{11} / 4$, крім того, $D_{11} = 2 \chi_0 / 9$, $\chi = 2 \chi_0 / 9$, $\chi_0 = 1.7 \cdot 10^4$ см² / с. Зважаючи на низьку температуру плазми під час її створення, значення величини амбіполярного електричного поля не

очікується високим і його внесок у нагрів (охолодження) електронів покладається малим.

Результати одного з розрахунків для 3 мс імпульсу наведено на рисунках 2.1-2.8. На рисунках 2.1-2.3 представлено еволюцію в часі усереднених за радіусом густини плазми, густини нейтрального газу та електронної температури. На рисунках 2.4-2.6 показано радіальні профілі електронної температури, густини плазми та густини потужності в момент часу $t = 1$ мс (стадія вигорання нейтрального газу). На рисунках 2.7 та 2.8 зображено лінії рівня реальної частини компонента поля E_θ в екваторіальному і компонентів поля в меридіональному перетинах плазми в момент часу $t = 1$ мс.

Відразу після старту високочастотного імпульсу густина плазми зростає досить швидко (див. Рис. 2.1). Це пов'язано з тим, що рамкова антена ефективно збуджує повільну хвилю, так що дві стадії створення плазми – дохвильова стадія та стадія передіонізації – відбуваються за короткий проміжок часу.

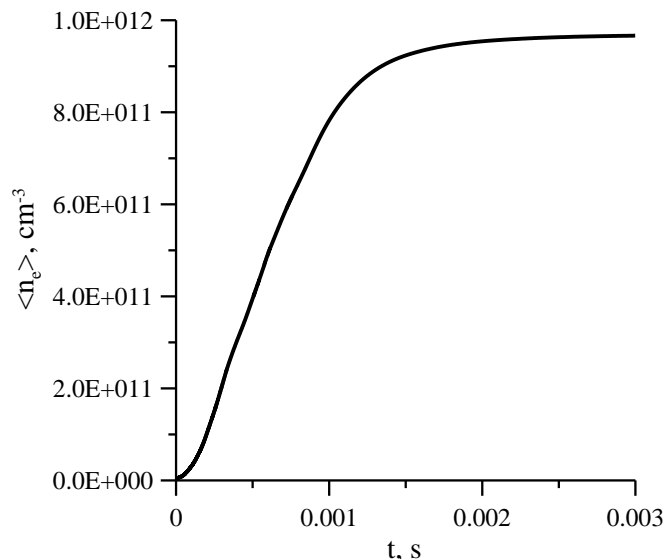


Рис. 2.1 Еволюція у часі усередненої за радіусом густини плазми

Особливістю третьої стадії створення плазми – стадії вигорання нейтрального газу (Рис. 2.2) – є те, що вона протікає не стільки за рахунок

збудження альвенівських резонансів, скільки за рахунок безпосереднього збудження повільної хвилі рамковою антеною (Moiseenko *et al.*, 2007), (Moiseenko *et al.*, 2007a).

Вибір іонної температури практично не впливає на результати розрахунків за $T_i < 3$ eV. Коли потужність нагріву мала, стає помітною потужність обміну між іонами та електронами. Нагрів електронів за рахунок обміну енергією з іонами стає відчутним і призводить до меншої стагнації процесу створення плазми.

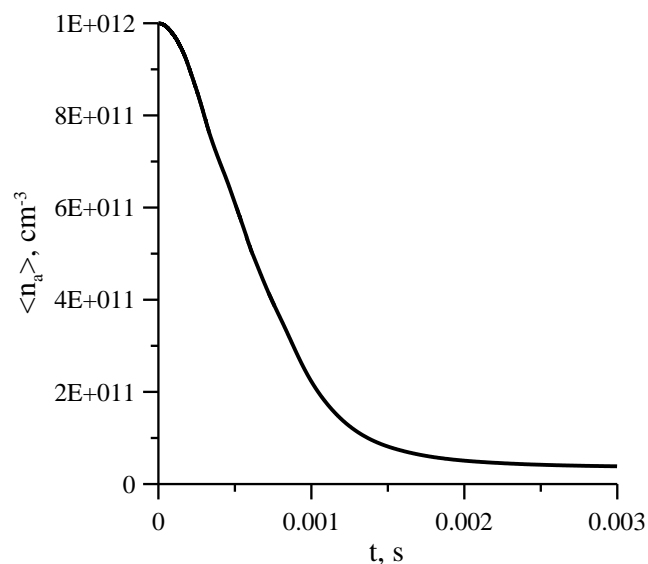


Рис. 2.2 Еволюція у часі усередненої за радіусом густини нейтральних атомів

На початковій стадії створення плазми виникають піки температури (Рис. 2.3). Ці піки асоціюються зі зростанням внесеного опору антени до рівня, на який антена узгоджена з фідерної лінією. Це відбувається, коли виконуються умови глобального резонансу в плазмовому стовпі. Глобальний резонанс виникає тоді, коли частота високочастотного нагріву збігається з власною частотою плазмового коливання (нормальної моди) (див., наприклад, Moiseenko *et al.*, 1993). По мірі наближення частоти до власної частоти нормальної моди її амплітуда зростає до значення оберненопропорційного декременту її загасання.

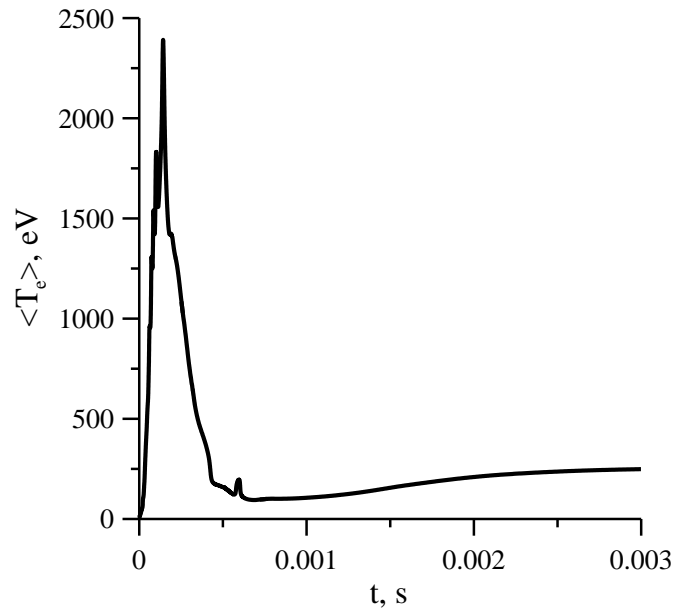


Рис. 2.3 Еволюція у часі усередненої за радіусом температури електронів

Характерною особливістю розрахунків є висока температура плазми поза об'ємом утримання (Рис. 2.4). Через те, що потужність, яка припадає на частинку, вища за більш низьких значень густини плазми, електронна температура зростає на краю плазмового стовпа, де втрати частинок призводять до швидкого виносу плазми (Рис. 2.5).

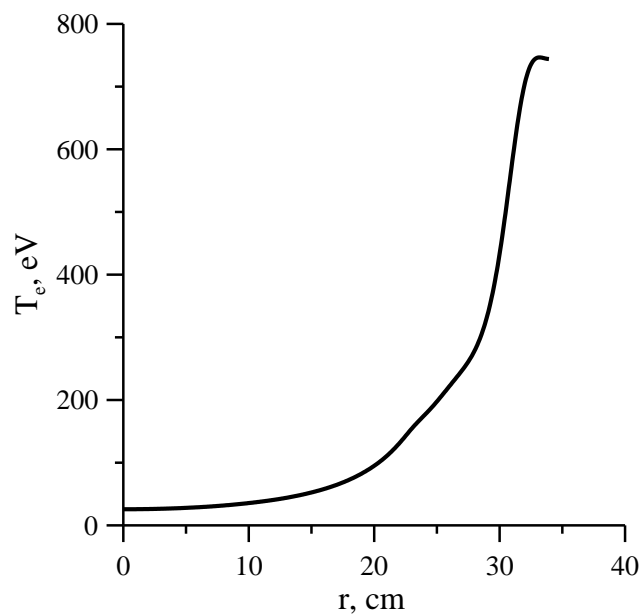


Рис. 2.4 Радіальний профіль температури електронів в момент часу $t = 1$ мс

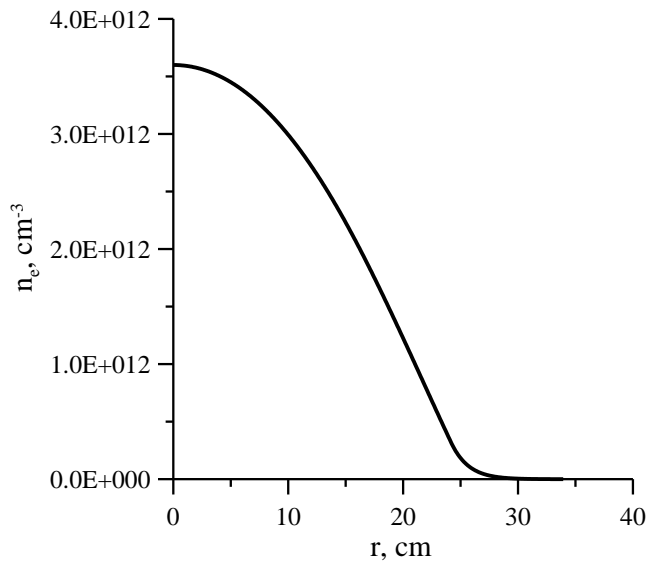


Рис. 2.5 Радіальний профіль густини плазми в момент часу $t = 1$ мс

Про домінування безпосереднього збудження повільної хвилі рамковою антеною свідчить також те, що альвенівські резонанси не помітні на профілі енерговиділення (Рис. 2.6) та на картині полів (див. Рис. 2.7, 2.8).

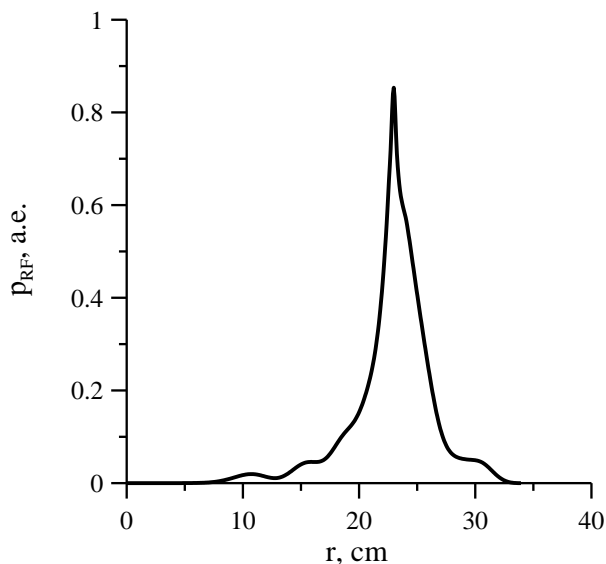


Рис. 2.6 Радіальний профіль енерговнеску в момент часу $t = 1$ мс

Для нормальної моди очікується розподіл полів характерний для стоячої хвилі: повинні бути присутніми як пучності кожного з компонентів електромагнітного поля, так і вузли. Картина полів свідчить про те, що

збуджуються відразу кілька нормальних мод, що відрізняються одна від одної як азимутальними, так і аксіальними хвильовими числами. На рисунку 2.7 видно моди з тороїдальним хвильовим числом $|n| = 6, 7, 8$. Антена збуджує значне число азимутальних мод (див. Рис. 2.8).

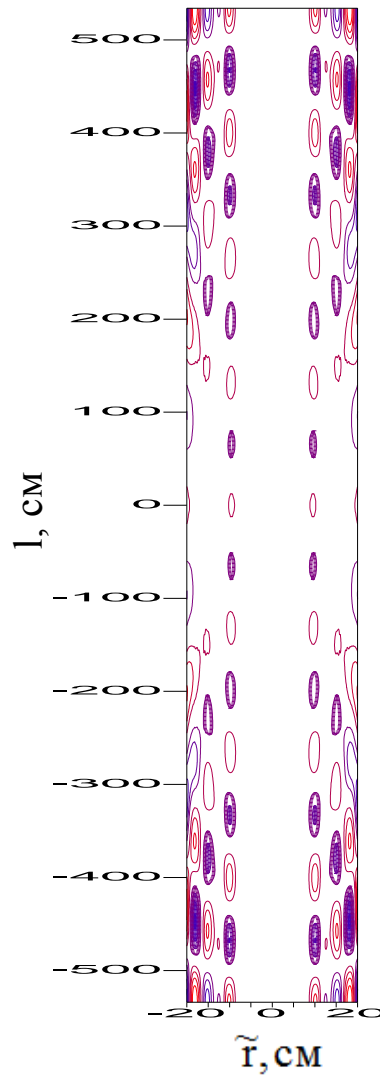


Рис. 2.7 Лінії рівня реальної частини компонента поля E_9 в екваторіальному перерізі плазми в момент часу $t = 1$ мс. По осі абсцис відкладена радіальна координата $\tilde{r} = R - R_0$

Коли антена збуджує відразу кілька нормальних мод, реалізується режим перекриття глобальних резонансів. Амплітуда полів мод значно перевищує амплітуду ближнього поля антени, що свідчить про таке перекриття.

Енерговиділення, в основному, здійснюється в області максимуму електромагнітних полів. Збуджувані резонанси характеризуються малими значеннями k_{\parallel} і загасання Ландау для них невелике.

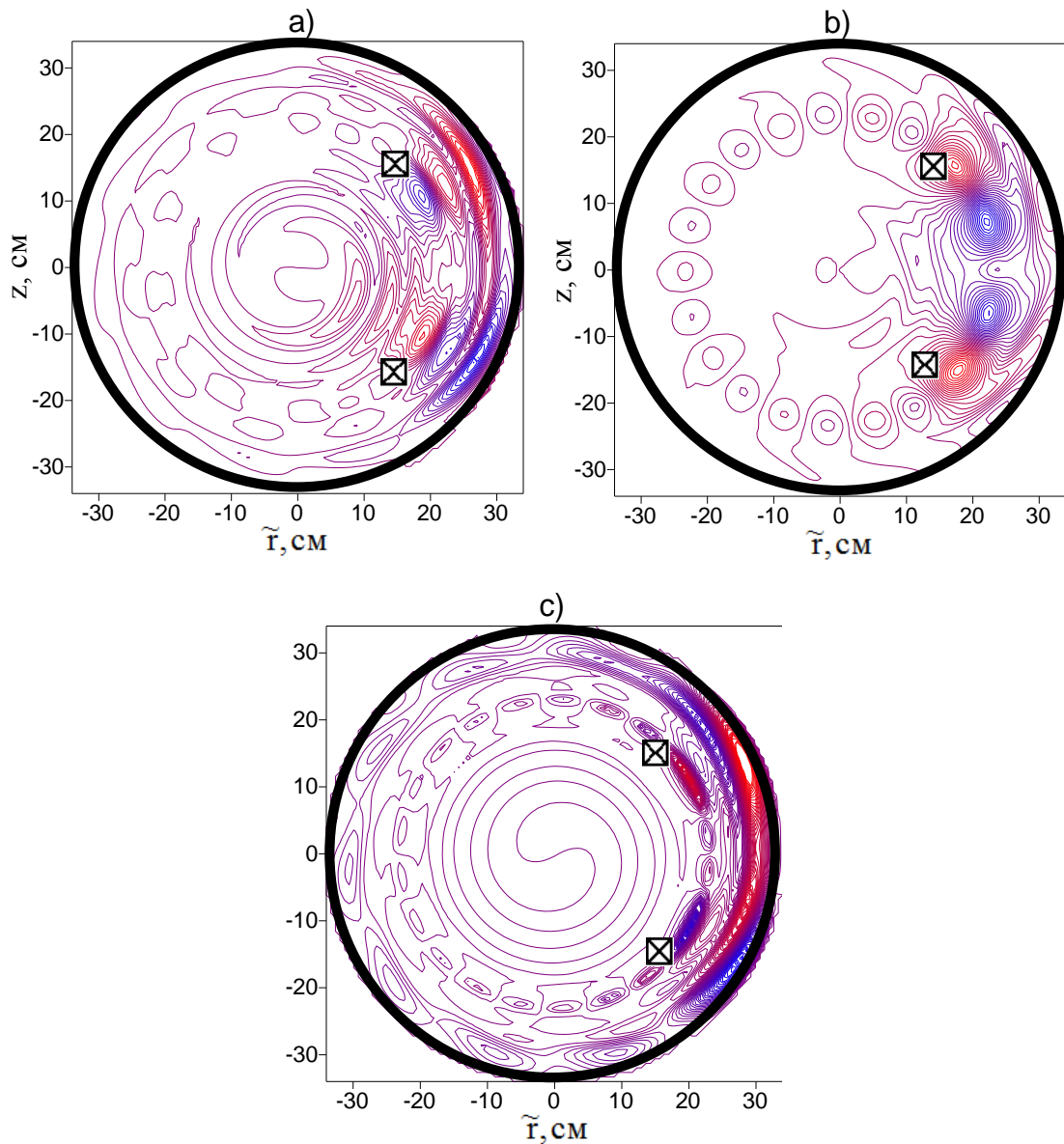


Рис. 2.8 Лінії рівня реальної частини компонентів поля в меридіональному перерізі плазми в момент часу $t = 1$ мс. а) E_r компонент поля (діапазон зміни напруженостей полів від -70 до $+60$ В / см), б) E_{φ} компонент поля (діапазон зміни напруженостей полів від -45 до $+35$ В / см), в) E_z компонент поля (діапазон зміни напруженостей полів від -3.5 до $+3.5$ В / см). Перекреслені квадратики позначають місце розташування провідників антени

Загалом, час та характер створення плазми за допомогою антени рамкового типу відповідають результатам експериментів на стелараторі Ураган-2М (Moiseenko *et al.*, 2007), (Moiseenko *et al.*, 2007a).

2.3.2 Результати числових розрахунків для чотиринапіввиткової антени

Основні параметри для числових розрахунків зі створення плазми в стелараторі Ураган-2М за допомогою чотиринапіввиткової антени вибрано аналогічними до випадку рамкової антени (див. п. 2.3.1). Параметри чотиринапіввиткової антени: радіальна координата циліндричної поверхні антени – $r_a = 28$ см, відстань між елементами антени в z -напрямку – $l_z = 20$ см. Частота нагріву – $\omega = 4 \cdot 10^7$ с⁻¹.

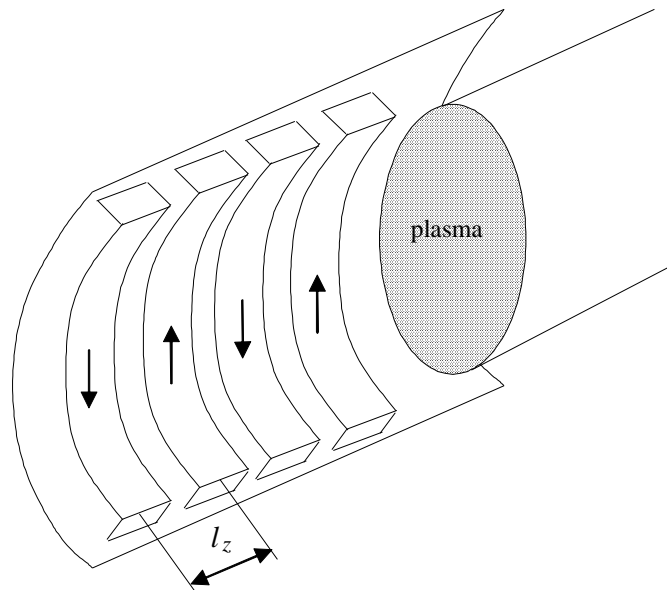


Рис. 2.9 Схематичне зображення чотиринапіввиткової антени

Результати одного з розрахунків для 1 мс імпульсу представлено на рисунках 2.10-2.16. Рисунки 2.10-2.13 демонструють еволюцію у часі усереднених за радіусом електронної температури, внесеної височастотної потужності, густини плазми та густини нейтрального газу. На рисунках 2.14-

2.16 зображено радіальні профілі густини плазми, електронної температури та густини потужності в момент часу $t = 0.5$ мс (стадія вигорання нейтрального газу).

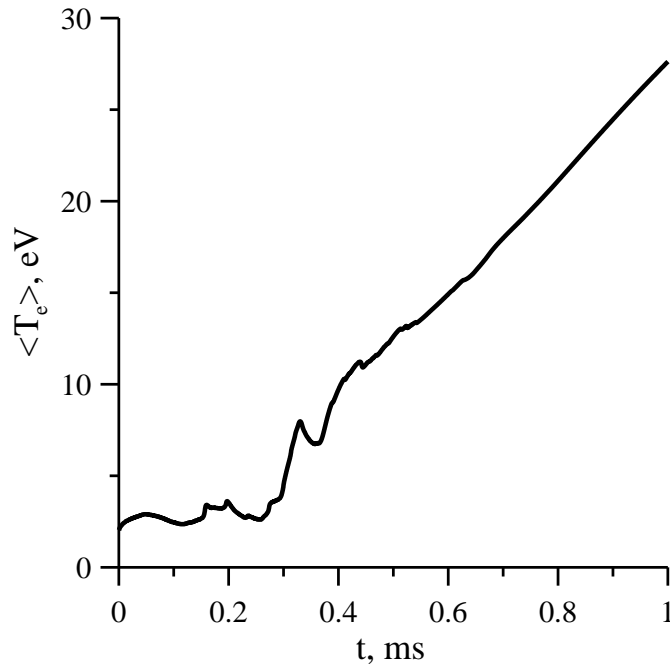


Рис. 2.10 Еволюція у часі усередненої за радіусом електронної температури

На початковій стадії створення плазми середня температура електронів є малою (див. Рис. 2.10). Це відбувається через слабе узгодження антени з плазмою.

Спостерігаються гострі піки внесеної високочастотної потужності (див. Рис. 2.11). Ці піки пов'язані з різким збільшенням внесеного опору антени. Це відбувається, коли виконуються умови глобальних резонансів для повільної хвилі у плазмовому стовпі. Таким чином, ці піки пов'язані з поганим узгодженням антени з генератором у вибраному режимі. Для даного конкретного розрахунку внесений опір антени, за якого має місце узгодження антена-генератор, вибрано величиною 4 Ом, в той час, як фактичний внесений опір антени не перевищує 1 Ом. Це вказує на те, що має місце деяка неузгодженість генератора з антеною.

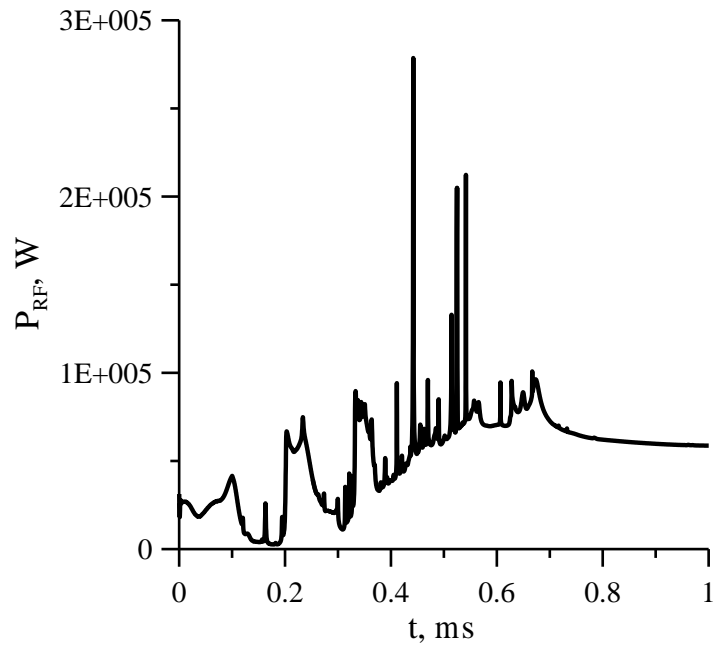


Рис. 2.11 Еволюція у часі усередненої за радіусом внесеної високочастотної потужності

Починаючи з моменту часу $t = 0.4$ мс внесений опір антени покращується і створення плазми прискорюється (Рис. 2.12). Температура електронів зростає (див. Рис. 2.10).

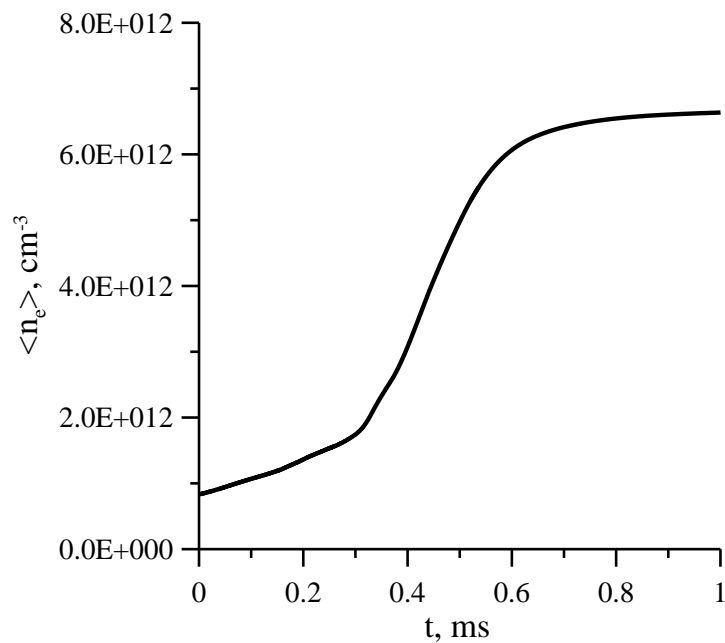


Рис. 2.12 Еволюція у часі усередненої за радіусом густини плазми

Наприкінці процесу іонізації густина нейтрального газу (Рис. 2.13) зменшується до величини, що визначається рециклінгом частинок.

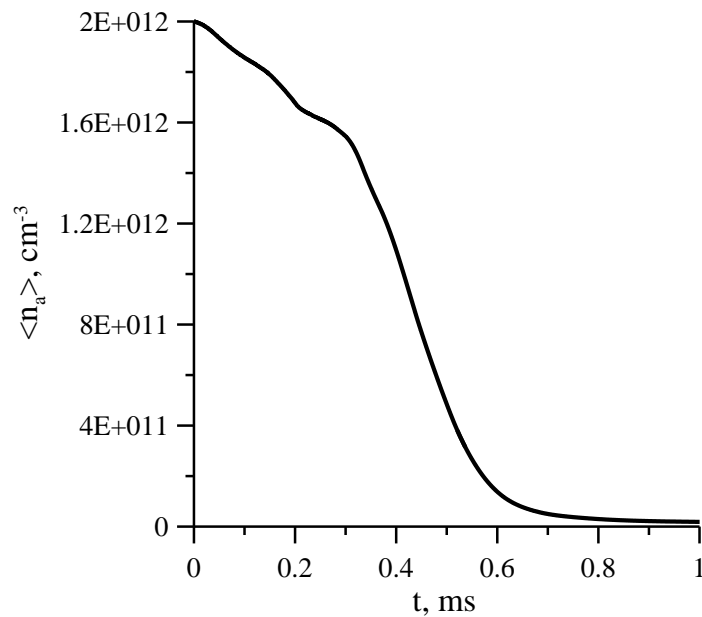


Рис. 2.13 Еволюція у часі усередненої за радіусом густини нейтрального газу

Електронна температура та густина потужності (див. Рис. 2.14, 2.15) доволі низькі в центрі плазмового стовпа.

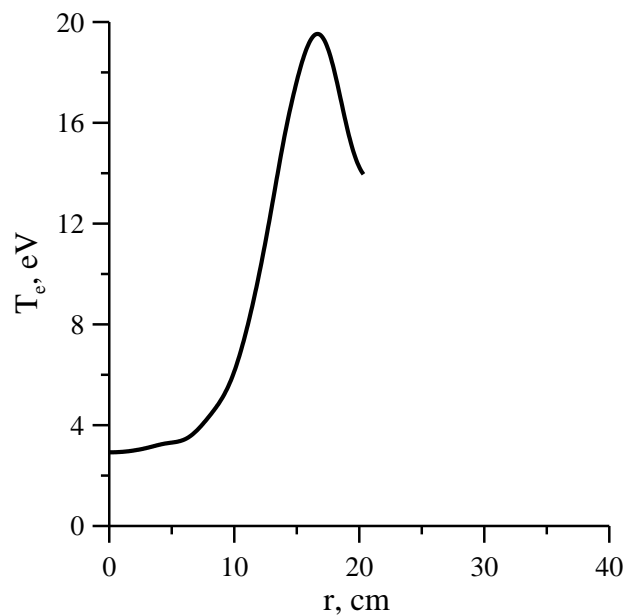


Рис. 2.14 Радіальний профіль електронної температури в момент часу
 $t = 0.5$ мс

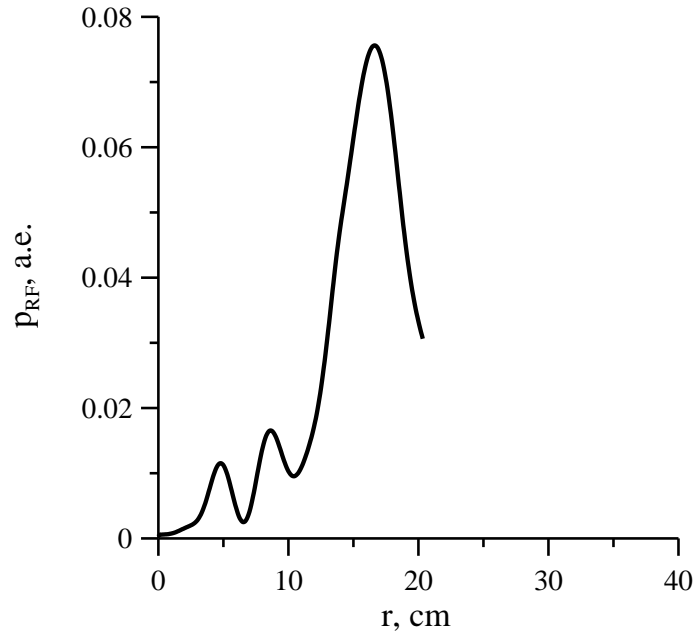


Рис. 2.15 Радіальний профіль густини потужності в момент часу $t = 0.5$ мс

В центрі плазмового стовпа густина плазми має порожнистий профіль (див. Рис. 2.16). Оскільки профіль густини потужності має максимум поблизу плазмового краю, швидкість іонізації там вища і зростання густини плазми в центрі відбуватиметься завдяки дифузії плазми від периферії до центру.

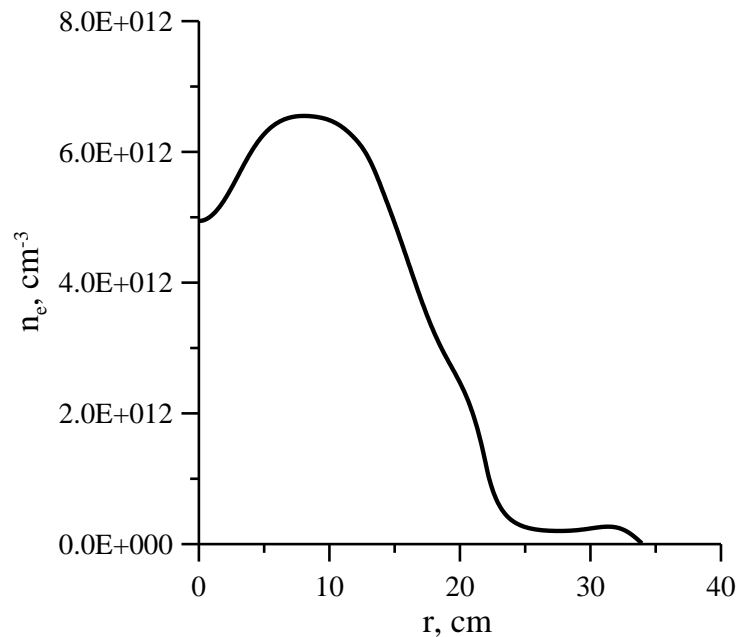


Рис. 2.16 Радіальний профіль густини плазми в момент часу $t=0.5$ мс

Високочастотна потужність є високою також за межами об'єму утримання плазми. З цієї причини плазма там має низьку густину.

Таким чином, не дивлячись на не зовсім сприятливий профіль енерговнеску, процес іонізації видається доволі успішним. Нейтральний газ вигоряє повністю. Числові розрахунки показали, що за допомогою чотиринапіввиткової антени цілком можливо отримати плазму густиною $n_{e0} = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Подібна густина не дуже легко досягається за допомогою антени рамкового типу. Тому сценарій отримання плазми за допомогою чотиринапіввиткової антени є доволі корисним, хоча і не є оптимальним через те, що потужність виявляється більшою на периферії, ніж у центрі плазмового стовпа.

2.3.3 Застосування напіввиткових антен для підвищення густини плазми

У стелараторі Ураган-2М плазма створюється за допомогою рамкової антени. Але числові розрахунки показали ефективність рамкової антени у створенні плазми з низькою густиною (Stadnik *et al.*, 2007), (Stadnik *et al.*, 2007a), (Moiseenko *et al.*, 2007), (Moiseenko *et al.*, 2007a). Та існує необхідність працювати з плазмою густиною, щонайменше, в кілька разів вищою. Подальше збільшення густини плазми до значень $n_{e0} \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ може бути виконане шляхом високочастотного нагріву за допомогою іншої антенної системи.

Чотиринапіввиткова антена орієнтована на альвенівський нагрів (Vaclavik *et al.*, 1991) в режимі коротких довжин хвиль (Moiseenko *et al.*, 2009). З цієї причини, антена π -фазована. Звичайно, діапазон $k_{||}$ цієї антени не є оптимальним для створення плазми і це не дозволяє використовувати таку антену для створення плазми. Спектр по поздовжньому хвильовому числу для чотиринапіввиткової антени групується навколо значення $k_{||} = 0.16 \text{ см}^{-1}$. Найбільш ефективно загасання Ландау проходить, коли

$k_{\parallel} v_{Te} \sim \omega$, що відповідає температурі електронів 35 еВ. Для більш низьких значень k_{\parallel} спектра антени потрібна більш висока температура електронів для ефективного загасання.

Для успішної роботи чотиринапіввиткової антени потрібна первинна плазма з помітною густиною. З цієї причини, у досліджуваному випадку, рамкова антена створює частково іонізовану плазму з густиною, яку вона спроможна створити, а чотиринапіввиткова антена підвищує густину плазми і забезпечує повну іонізацію нейтрального газу.

Для розгляду даної задачі так само застосовується самоузгоджена модель високочастотного створення плазми в стелараторах (Moiseenko *et al.*, 2013), описана в даному розділі дисертації.

Результати моделювання для 1.5 мс імпульсу представлено на Рис. 2.17-2.22. Початкові параметри числових розрахунків залишилися незмінними (див. п. 2.3.1, 2.3.2).

Перші числові експерименти показали, що чотиринапіввиткова антена не може підвищувати густину плазми, якщо початкова густина плазми нижча за значення $n_{e0} = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (Moiseenko *et al.*, 2012), (Moiseenko *et al.*, 2012a). З цієї причини в даних числових експериментах початкова густина плазми була наступною $n_{e0} \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$; струм антени для доброго узгодження дорівнював $I_0 = 800 \text{ А}$. Початкова густина нейтральних атомів змінювалась у наступному діапазоні $n_0 = 1 \cdot 10^{12} - 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Рисунки 2.17-2.19 демонструють еволюцію у часі усереднених за радіусом густини плазми, температури електронів та густини нейтральних атомів. На рисунках 2.20-2.22 зображено профілі густини плазми, температури електронів та вкладеної потужності в момент часу $t = 1.5 \text{ мс}$.

Відразу після старту, густина плазми починає зростати (див. Рис. 2.17).

На початковому етапі створення плазми температура електронів є низькою. Це пов'язано зі слабким зв'язком антени з плазмою. Далі внесений опір антени покращується і створення плазми прискорюється. Слід відмітити

різний характер наростання температури електронів при різних початкових значеннях густини нейтральних атомів (див. Рис. 2.18).

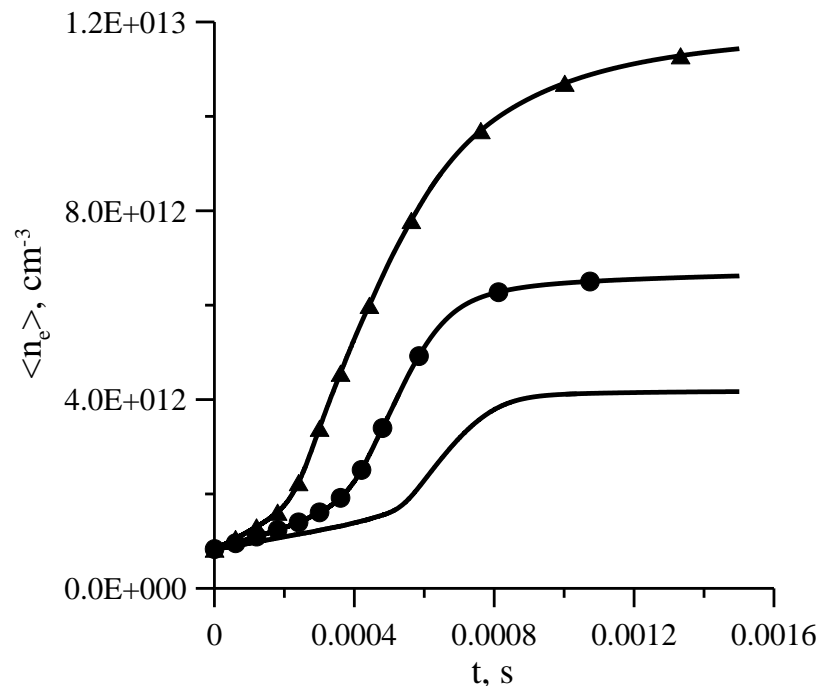


Рис. 2.17 Еволюція у часі усередненої за радіусом густини плазми за різних значень початкової густини нейтральних атомів $n_0 = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (непромаркована крива), $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (крива з кружальцями), $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (крива з трикутничками)

Як видно з Рис. 2.18, зі збільшенням початкової густини нейтральних атомів швидкість наростання температури з часом різко падає. Якщо при $n_0 = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ температура електронів сягала приблизно 90 еВ, то збільшення густини нейтральних атомів до $4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ призводить до того, що температура майже не зростає. Такий режим, в якому електронна температура майже не змінюється, пов'язаний з периферійним енерговнеском, а саме з тим, що антена працює не в оптимальних умовах.

В кінці процесу іонізації густина нейтрального газу знижується до значення, зумовленого рециклінгом частинок (див. Рис. 2.19).

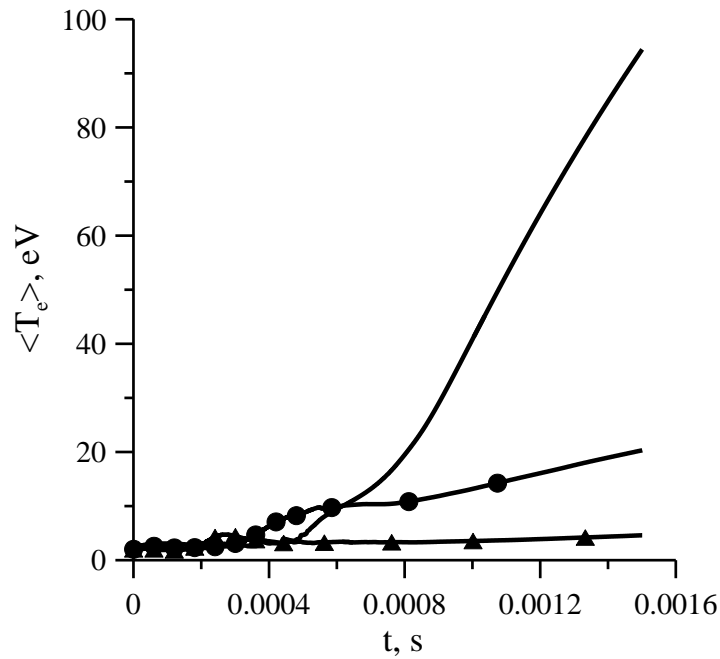


Рис. 2.18 Еволюція у часі усередненої за радіусом температури електронів за різних значень початкової густини нейтральних атомів $n_0 = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (непромаркована крива), $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (крива з кружальцями), $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (крива з трикутничками)

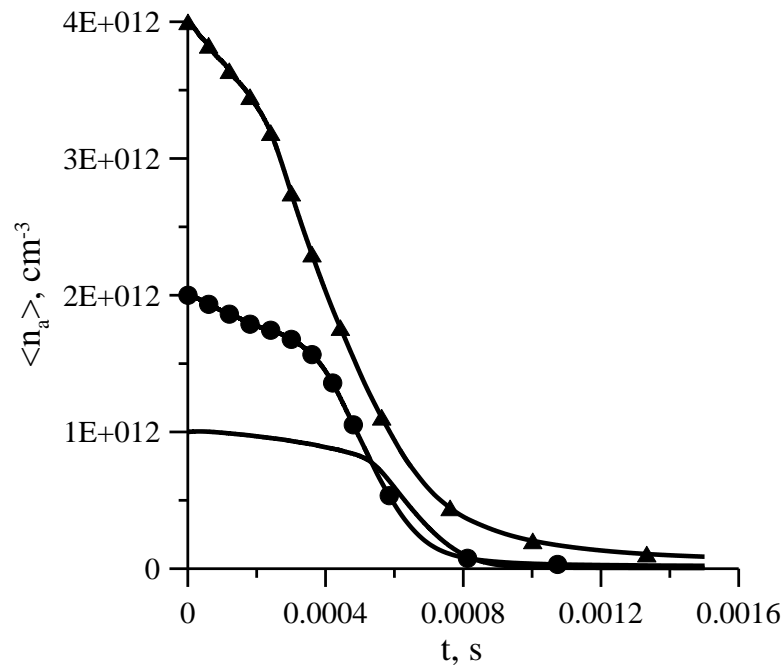


Рис. 2.19 Еволюція у часі усередненої за радіусом густини нейтральних атомів за різних значень початкової густини нейтральних атомів $n_0 = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (непромаркована крива), $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (крива з кружальцями), $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (крива з трикутничками)

Отриманий радіальний профіль густини плазми має максимум у центрі плазмового стовпа (див. Рис. 2.20). Температура електронів та густина потужності досить низькі в центрі плазмового стовпа (див. Рис. 2.21, 2.22).

Розрахунки показали, що оптимальне значення початкової густини нейтрального газу дорівнює $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. У цьому випадку осадження потужності відбувається в об'ємі утримання плазми (Рис. 2.22).

Як і у випадку з антеною рамкового типу (Moiseenko et al., 2013), з використанням чотиринапіввиткової антени, периферійна плазма також нагрівається до високої температури (див. Рис. 2.21). Це може бути пов'язано із загасанням Ландау повільної хвилі на периферії плазми. На відміну від антени рамкового типу, у випадку чотиринапіввиткової антени, повільна хвиля збуджується конверсією поля швидкої хвилі в шарі альвенівського резонансу.

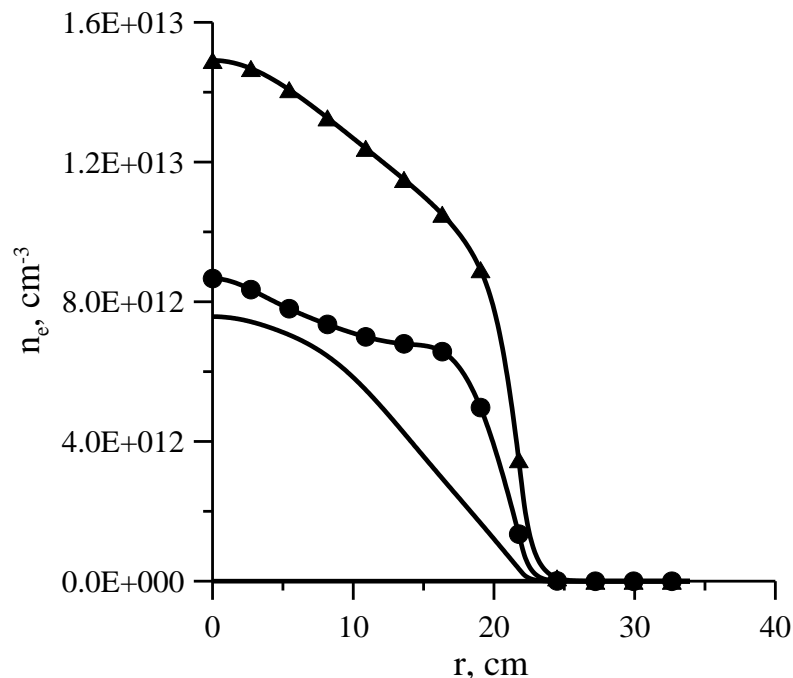


Рис. 2.20 Радіальний профіль густини плазми в момент часу $t = 1.5$ мс за різних значень початкової густини нейтральних атомів $n_0 = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (непомаркована крива), $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (крива з кружальцями), $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (крива з трикутниками)

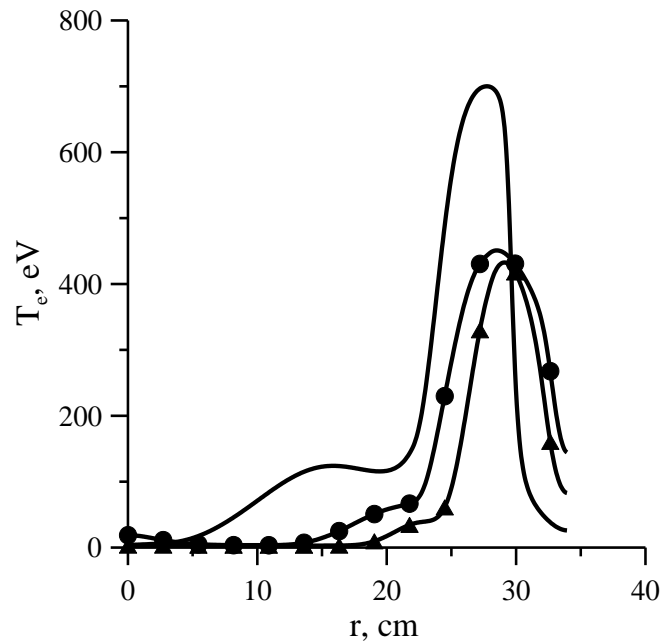


Рис. 2.21 Радіальний профіль температури електронів у момент часу $t = 1.5$ мс за різних значень початкової густини нейтральних атомів $n_0 = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (непромаркована крива), $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (крива з кружальцями), $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (крива з трикутниками)

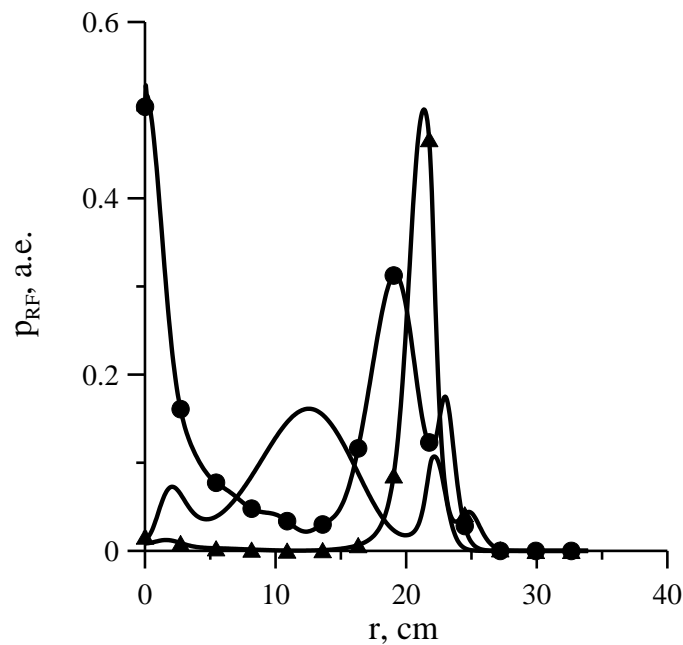


Рис. 2.22 Радіальний профіль густини потужності в момент часу $t = 1.5$ мс за різних значень початкової густини нейтральних атомів $n_0 = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (непромаркована крива), $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (крива з кружальцями), $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (крива з трикутниками)

При збільшенні густини нейтрального газу результуюча густина плазми стає дещо вищою (див. Рис. 2.20), максимум густини потужності зміщується до антени (Рис. 2.22), в результаті чого температура електронів у плазмовому стовпі зменшується (Рис. 2.21).

2.4 Використання числової самоузгодженої моделі для розрахунків у молекулярному водні

2.4.1 Сценарій чистячого розряду для стелараторів великого розміру

Створення плазми в іонному циклотронному діапазоні частот є можливим способом для підтримки чистячого розряду в стелараторах (Lysojvan *et al.*, 1992). Іонний циклотронний нагрів збільшує температуру плазми та електрони плазми проводять іонізацію нейтрального газу електронним ударом. За малих значень густини плазми за створення плазми відповідає повільна хвиля. Зі збільшенням густини плазми повільна хвиля загасає, поширюючись до центру плазмового стовпа. За високих значень густини плазми вступають у роль альвенівські резонанси.

Іонні циклотронні антени в основному орієнтовані на збудження швидких хвиль, але повільна хвиля відіграє важливу роль для передачі енергії електронам плазми та створення плазми. Для збудження повільної хвилі антена рамкового типу може бути більш ефективною, ніж напіввиткової іонні циклотронні антени. Рамкова антена відрізняється від напіввиткової антени наявністю поздовжніх (по відношенню до магнітного поля) струмів (Moiseenko, 2001).

Метод для чистки стінок вакуумної камери використовує розряд, підтримуваний збудженням повільної хвилі на частотах нижчих за іонну циклотронну (Moiseenko *et al.*, 1995). Передача енергії від хвилі до електронів відбувається за рахунок парних зіткнень. У розряді створюється

плазма з густиною значно меншою, ніж густина нейтрального газу. Плазма воднева. Низький ступінь іонізації є необхідним для ефективної дисоціації молекул і генерації атомів водню. Дисоціація молекул водню проходить за рахунок електронного удару електронами низької температури. Створені внаслідок цього атоми водню, в свою чергу, хімічно взаємодіють з домішками на стінках камери і перетворюють їх у леткі сполуки, які можуть бути відкачані з вакуумної камери (Winter, 1996), (de la Cal *et al.*, 2005). В такому розряді важливо, щоб густина плазми не була високою, щоб зменшити ймовірність іонізації десорбованих летких домішок та підвищити ймовірність їх відкачування. Для того, щоб плазма створювалась, необхідно забезпечити перекриття резонансів повільної хвилі.

Аналогічний розряд, але на частотах вищих за іонну циклотронну, був проаналізований і експериментально перевірений в роботі (Moiseenko *et al.*, 2014). Перевагою розглянутого тут сценарію є більш низька частота, яка призводить до зменшення напруги на елементах, полегшує вибір генератора і дизайн антени, а також знижує їх вартість. Так само перевагою розглянутого сценарію є те, що його можна застосовувати у високому постійному магнітному полі (Lyssoivan *et al.*, 2011), яке є в установках з криогенними магнітними котушками.

Для успішного старту розряду, необхідно забезпечити перекриття глобальних резонансів повільної хвилі. Як видно з роботи (Moiseenko *et al.*, 2014), це важко забезпечити для резонансів з низьким $k_{||}$. Для збудження повільної хвилі з високим $k_{||}$ замість одиночної рамкової антени була використана подвійна рамкова антена. Це дозволило істотно знизити збудження довгохвильових мод.

2.4.2 Числова модель створення плазми у молекулярному водні

В якості прототипу для даної числової моделі була використана раніше розроблена самоузгоджена модель для атомарного газу (Moiseenko *et al.*,

2013). Крім частини для розв'язання крайової задачі для рівнянь Максвелла, самоузгоджена модель включає частину, яка розраховує перенос частинок і тепла. У цій частині коду використано неокласичну дифузію та враховано основні елементарні процеси взаємодії плазми з нейтральним газом такі, як іонізація, дисоціація, електронне, обертальне та коливальне збудження. Ці процеси враховані в рівнянні балансу енергії для електронів плазми. До балансу частинок додані втрати частинок за рахунок дисоціативної рекомбінації. Це єдиний нелінійний член. Все інше є взаємодією електронів з молекулярним нейтральним газом. Інші елементарні процеси, як, наприклад, зіткнення з H_2^+ та іншими компонентами, для нашого розгляду вважались менш важливими, і це справедливо для випадку, коли густина плазми мала, а густина нейтрального водню висока. Також розроблено та включено до коду модуль для розрахунку швидкості генерації нейтральних атомів водню. Це величина, що характеризує ступінь придатності вибраного методу для чистки стінок вакуумної камери стеларатора.

Система рівнянь балансу для частинок та енергії має наступний вигляд:

$$\begin{aligned}
 \frac{3}{2} \frac{\partial(k_B n_e T_e)}{\partial t} &= P_{RF} - k_B [\varepsilon_i \langle \sigma_i v \rangle + \varepsilon_d \langle \sigma_d v \rangle + \varepsilon_e \langle \sigma_e v \rangle + \varepsilon_{vibr} \langle \sigma_{vibr} v \rangle + \\
 &+ \varepsilon_{rot} \langle \sigma_{rot} v \rangle] n_e n_{H_2} - \frac{3}{2} k_B T_e \langle \sigma_{dr} v \rangle n_e^2 - (C_a + 1) \frac{k_B n_e T_i}{\tau_n} - \\
 &- \frac{k_B}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(q_e + \Gamma_e T_e - \chi n_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) - e \Gamma_e E_r, \\
 \frac{\partial n_e}{\partial t} &= \langle \sigma_i v \rangle n_e n_{H_2} - \frac{n_e}{\tau_n} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \Gamma_e - \langle \sigma_{dr} v \rangle n_e^2, \tag{2.11}
 \end{aligned}$$

$$\int n_e dV + n_{H_2} V_V = const,$$

де n_{H_2} – густина молекулярного водню, $\langle \sigma_{vibr} v \rangle$, $\langle \sigma_{rot} v \rangle$ – швидкості коливального та обертального збуджень, $\langle \sigma_d v \rangle$ – швидкість дисоціації електронним ударом, $\langle \sigma_{dr} v \rangle$ – швидкість дисоціативної рекомбінації, втрати

енергії електронів у непружних зіткненнях позначаються ε : $\varepsilon_{vibr} = 0.5$ eВ, $\varepsilon_d = 12.4$ eВ, $\varepsilon_e = 10.2$ eВ, $\varepsilon_i = 13.6$ eВ (Janev *et al.*, 1987), (Janev *et al.*, 2003).

2.4.3 Параметри розрахунків і результати числового експерименту

Для числових експериментів було запропоновано використовувати імпульсний розряд малої тривалості, щоб протягом такого розряду температура електронів не встигала суттєво знизитись, а густина електронів досягала високих значень за рахунок того, що швидкість генерації електронів перевищувала швидкість втрат. Тобто, атомарний водень буде ефективно напрацьовуватись протягом тривалості імпульсу за рахунок високої температури електронів та великої інтенсивності процесу дисоціації, а в проміжку між імпульсами – за рахунок дисоціативної рекомбінації молекулярних іонів в умовах низької електронної температури.

Дослідження чистячого розряду проводилися для стеларатора великого розміру. Основні параметри для числових розрахунків були вибрані близькими до параметрів Wendelstein 7-X (Wanner *et al.*, 2001), (Bosch *et al.*, 2017), (Nührenberg *et al.*, 1995), (Wolf *et al.*, 2008). Початкова густина плазми $n_{e0} = 9 \cdot 10^9$ см⁻³, початкова густина нейтрального газу $n_0 = 9 \cdot 10^{13}$ см⁻³, частота нагріву – $\omega = 8 \cdot 10^7$ с⁻¹, радіальна координата фронтальної поверхні подвійної рамкової антени (Рис. 2.23) – $r_a = 45$ см; азимутальний розмір рамки – $\varphi_a = 0.75$ (що відповідає довжині рамки 30 см), тороїдальний розмір $\vartheta_a = 0.085$ (30 см).

Результати розрахунків з подвійною рамковою антеною представлені на рисунках 2.24-2.32. Рисунки 2.24, 2.26 та 2.28 демонструють еволюцію у часі усереднених за радіусом електронної температури, густини плазми та швидкості створення атомів (початок імпульсу відбувається в момент часу $t = 5.05 \cdot 10^{-3}$ с, кінець імпульсу – $t = 5.1 \cdot 10^{-3}$ с). На рисунках 2.25, 2.27 та 2.29 представлено часову еволюцію тих самих параметрів протягом ВЧ

імпульсу. На рисунках 2.30-2.32 зображено радіальні профілі густини плазми, температури електронів і густини високочастотної потужності в момент часу $t = 5.1 \cdot 10^{-3}$ с (кінець ВЧ імпульсу) (Kulyk *et al.*, 2015), (Kulyk *et al.*, 2016), (Kulyk *et al.*, 2016a).

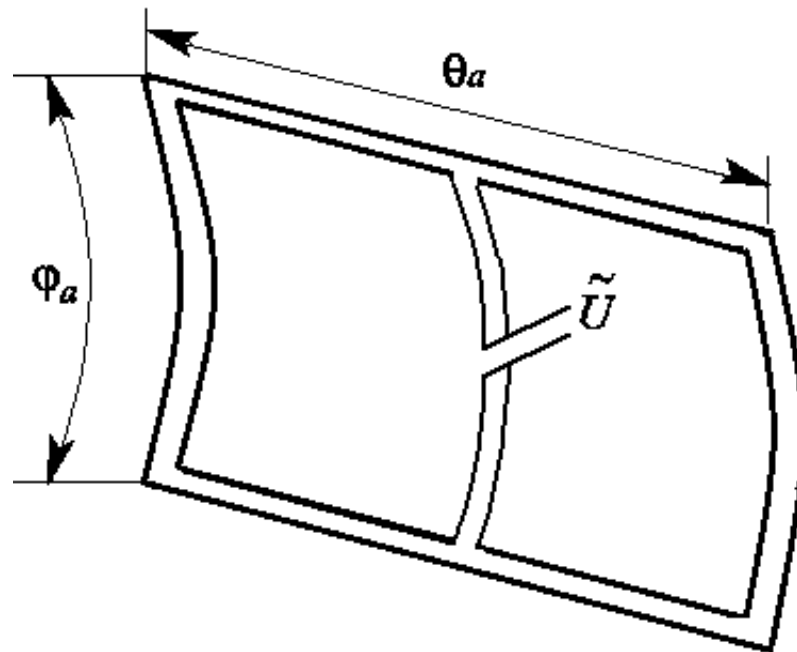


Рис. 2.23 Схематичне зображення подвійної рамкової антени

На рисунках 2.24, 2.25 можемо спостерігати, що густина плазми дуже швидко зростає. Через нетривалий імпульс насичення не відбувається. Коли розряд вимикається, спостерігаємо ступеневий (не експоненціальний) розпад густини плазми як $1/t$.

Електронна температура зростає до значень більше 20 еВ, але за умови вимкнення ВЧ потужності вона одразу досить швидко падає (див. Рис. 2.26, 2.27). Це зумовлено тим, що відбувається швидкий відбір енергії нейтральним газом за рахунок непружних зіткнень.

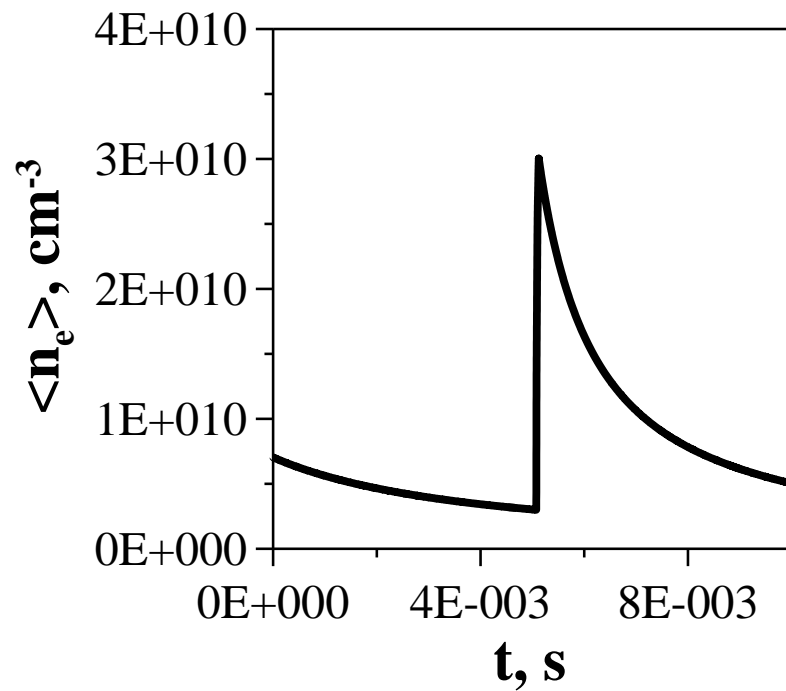


Рис. 2.24 Еволюція у часі усередненої за радіусом густини плазми (початок імпульсу в момент часу $t = 5.05 \cdot 10^{-3}$ с, кінець імпульсу – $t = 5.1 \cdot 10^{-3}$ с)

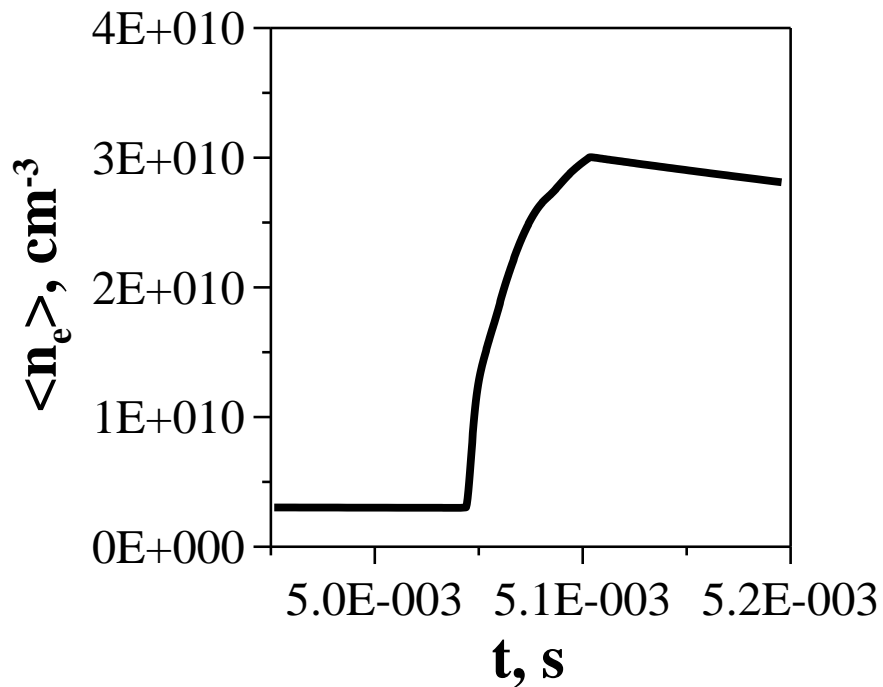


Рис. 2.25 Еволюція у часі усередненої за радіусом густини плазми протягом ВЧ імпульсу (початок імпульсу в момент часу $t = 5.05 \cdot 10^{-3}$ с, кінець імпульсу – $t = 5.1 \cdot 10^{-3}$ с)

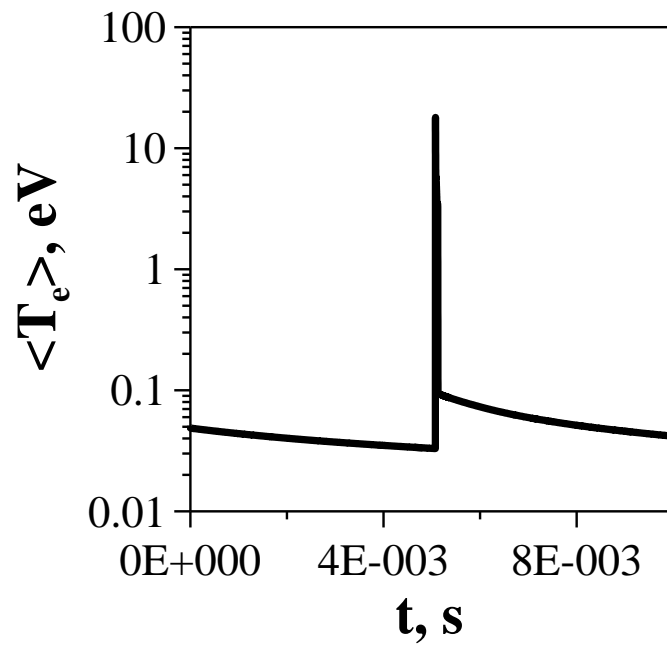


Рис. 2.26 Еволюція у часі усередненої за радіусом температури електронів (початок імпульсу в момент часу $t = 5.05 \cdot 10^{-3}$ с, кінець імпульсу – $t = 5.1 \cdot 10^{-3}$ с)

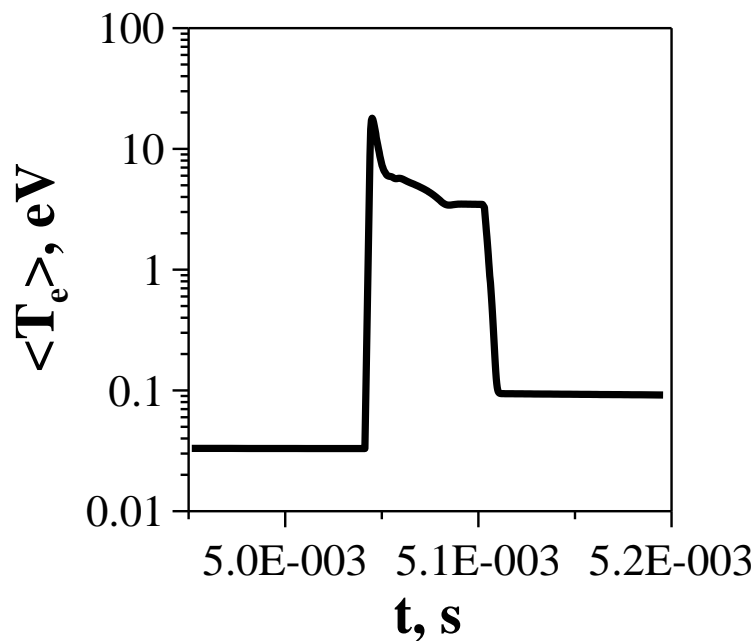


Рис. 2.27 Еволюція у часі усередненої за радіусом температури електронів протягом ВЧ імпульсу (початок імпульсу в момент часу $t = 5.05 \cdot 10^{-3}$ с, кінець імпульсу – $t = 5.1 \cdot 10^{-3}$ с)

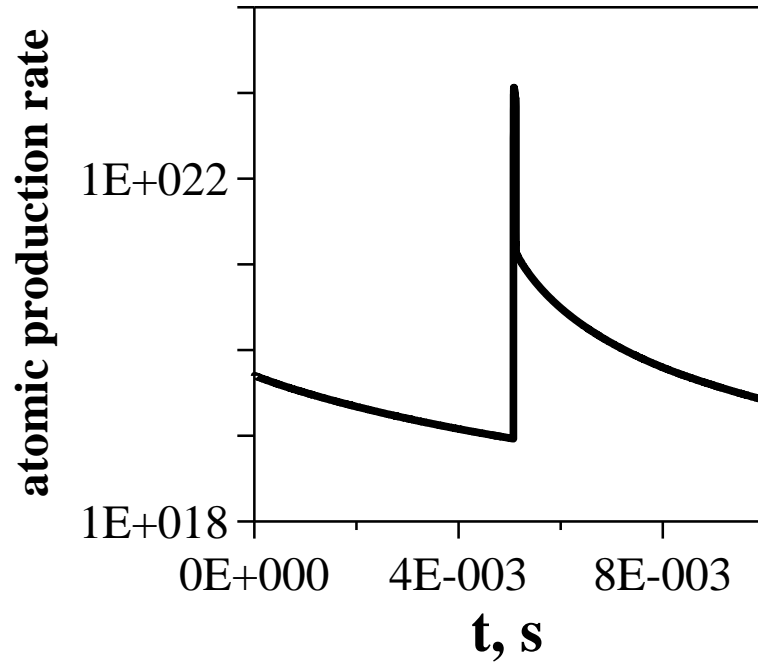


Рис. 2.28 Еволюція у часі усередненої за радіусом швидкості генерації атомів (кількість атомів що генеруються в секунду) (початок імпульсу в момент часу $t = 5.05 \cdot 10^{-3}$ с, кінець імпульсу – $t = 5.1 \cdot 10^{-3}$ с)

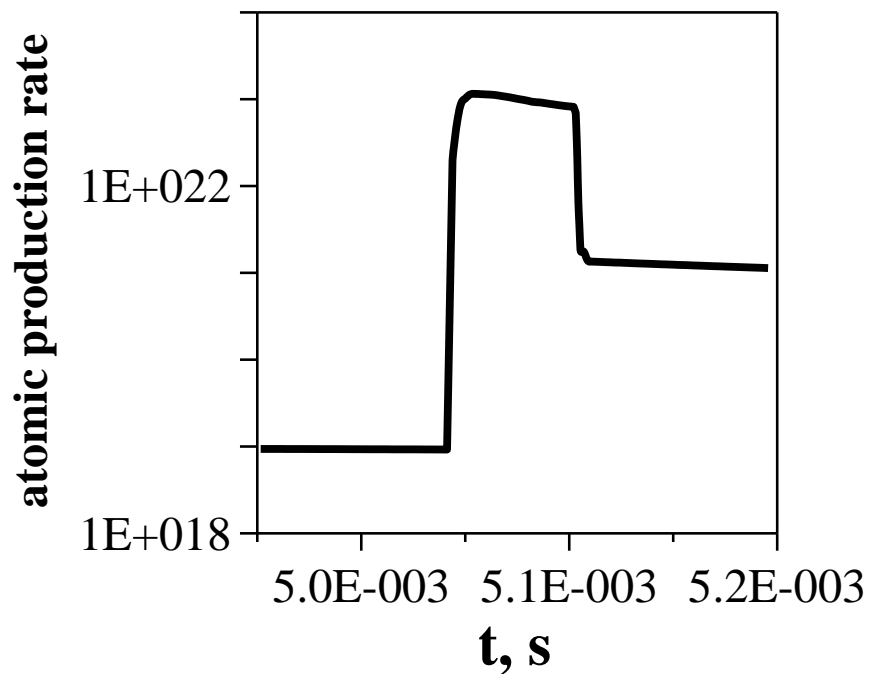


Рис. 2.29 Еволюція у часі усередненої за радіусом швидкості генерації атомів (кількість атомів що генеруються в секунду) протягом ВЧ імпульсу (початок імпульсу в момент часу $t = 5.05 \cdot 10^{-3}$ с, кінець імпульсу – $t = 5.1 \cdot 10^{-3}$ с)

Максимальна генерація нейтральних атомів спостерігається в момент високочастотного імпульсу (див. Рис. 2.29). Після високочастотного імпульсу швидкість генерації нейтральних атомів різко знижується через те, що температура плазми знижується і дисоціація електронним ударом стає менш інтенсивною. Та все ж генерація атомів продовжується за рахунок дисоціативної рекомбінації. Слід зазначити, що напрацювання атомарного водню у цьому випадку достатньо ефективно, оскільки переріз дисоціативної рекомбінації різко зростає при зниженні температури електронів до значень нижче ≈ 10 еВ.

Радіальні розподіли параметрів плазми досліджувались наприкінці ВЧ імпульсу. Як видно з Рис. 2.30 плазма заповнює весь об'єм утримання, але радіальний профіль густини плазми має невелику порожнину в центрі плазмового стовпа.

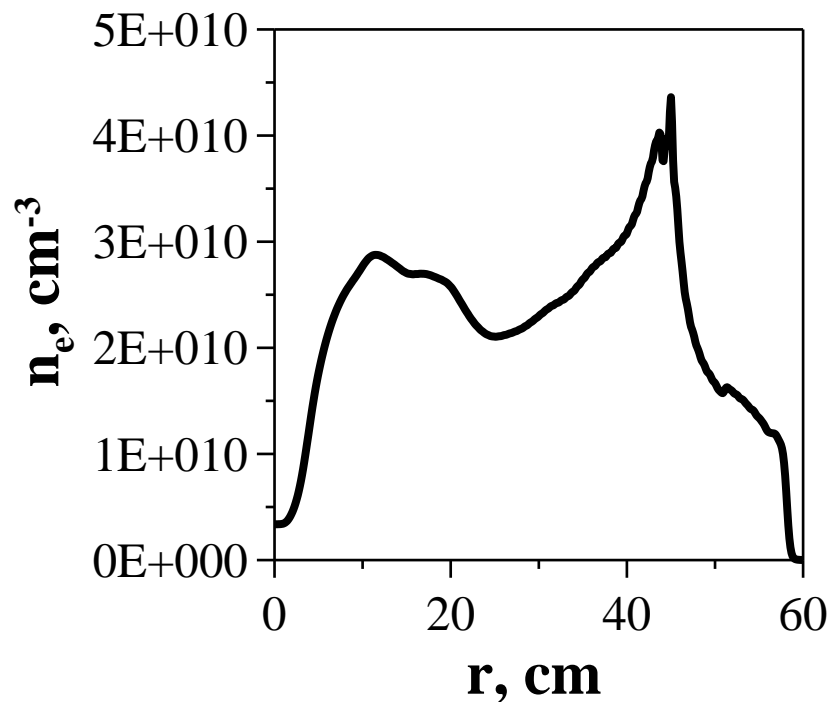


Рис. 2.30 Радіальний профіль густини плазми в момент часу $t = 5.1 \cdot 10^{-3}$ с (кінець ВЧ імпульсу)

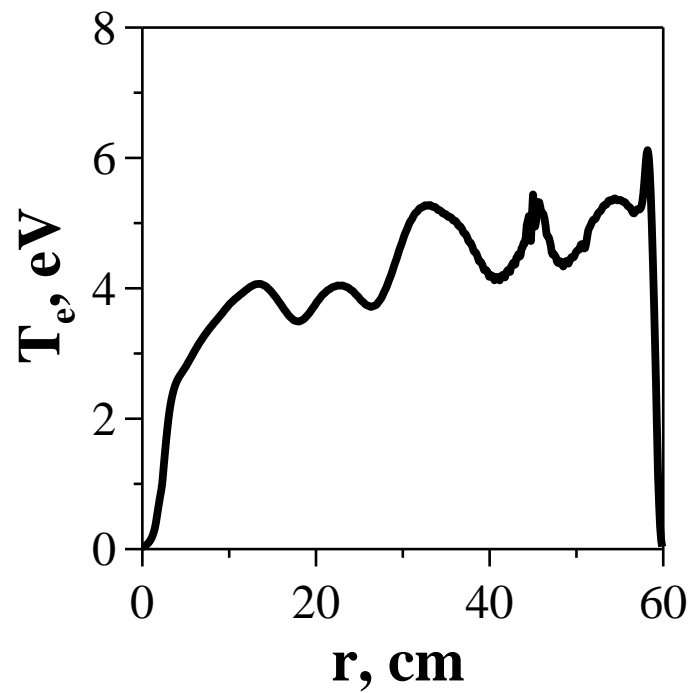


Рис. 2.31 Радіальний профіль електронної температури в момент часу
 $t = 5.1 \cdot 10^{-3}$ с (кінець ВЧ імпульсу)

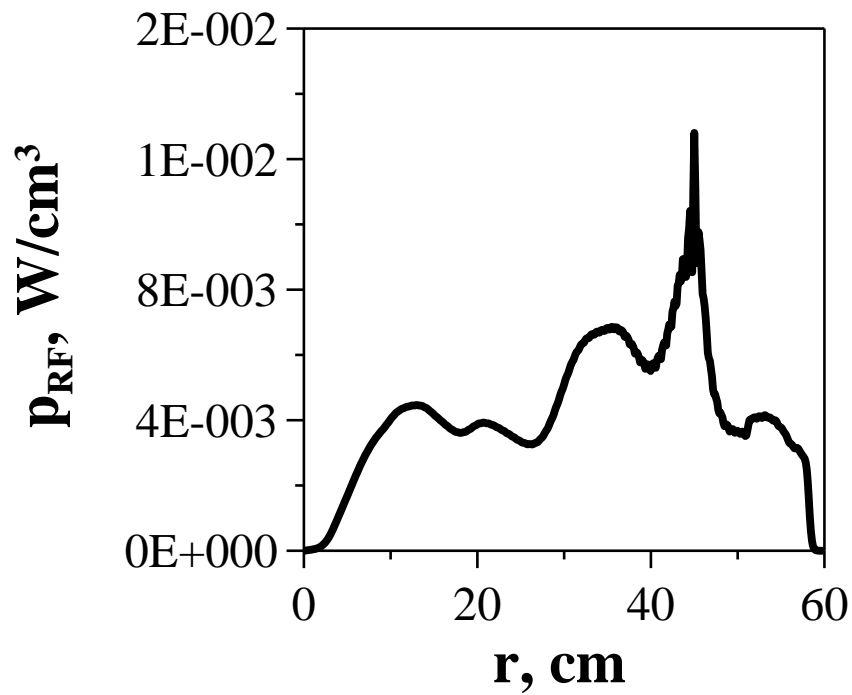


Рис. 2.32 Радіальний профіль густини потужності в момент часу
 $t = 5.1 \cdot 10^{-3}$ с (кінець ВЧ імпульсу)

Температура електронів в об'ємі утримання є вищою за 4 еВ (див. Рис. 2.31). Така сама температура спостерігається і на периферії плазми, де утримання плазми не досить добре.

У центрі плазмового стовпа створення плазми не відбувається через те, що там дуже низька температура електронів. Це є результатом слабкого поглинання високочастотної потужності в центральній частині (див. Рис. 2.32). Проте в інших областях створення плазми є доволі інтенсивним.

Висновки до розділу 2

У другому розділі дисертації представлено нову самоузгоджену одновимірну модель високочастотного створення плазми, що дозволяє моделювати даний процес з урахуванням радіальних неоднорідностей густини плазми і її температури та їх впливу на розподіл високочастотних полів у плазмовому стовпі. В моделі вбудовано неокласичну дифузію та враховано основні елементарні процеси взаємодії плазми з нейтральним газом. Розрахунок у кожен момент часу фактично тривимірної крайової задачі для рівнянь Максвелла дозволяє врахувати особливості антенної системи, зміну внесеного опору антени в часі, вплив цього опору на величину внесеної високочастотної потужності та дозволяє отримати динаміку зміни радіального профілю введеної високочастотної потужності.

Представлено результати числових розрахунків з високочастотного створення плазми в стелараторі Ураган-2М на частотах нижчих за іонну циклотронну за допомогою рамкової антени з використанням нової самоузгодженої моделі. Розрахунки показали, що повільна хвиля, збуджувана антеною, сильно поглинається на периферії плазмового стовпа і частка потужності, що йде в об'єм утримання, виявляється малою. В результаті, температура плазми в центрі плазмового стовпа залишається низькою, в той

час, як на периферії плазми вона є значно вищою. У зв'язку з цим, на периферії має місце сильне поглинання енергії високочастотного поля за механізмом Ландау.

З використанням самоузгодженої моделі також проведено числові експерименти зі створення плазми в стелараторі Ураган-2М за допомогою чотиринапіввиткової антени. У розрахунках знайдено режими успішного створення плазми, в яких нейтральний газ згоряє повністю і формується гострий профіль густини плазми з максимумом на геометричній осі.

Також представлено теоретичні дослідження здатності чотиринапіввиткової антени підвищувати густину плазми в стелараторі Ураган-2М. Числові розрахунки показали, що чотиринапіввиткова антена здатна підвищувати густину плазми, якщо початкова густина є вищою за певне порогове значення (знайдене в розрахунках порогове значення дорівнювало $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$). За допомогою такої антени густина плазми може бути збільшена на порядок величини. У досліджуваному випадку, рамкова антена створювала частково іонізовану плазму з густиною, яку вона спроможна створити, а чотиринапіввиткова антена підвищувала густину плазми і забезпечувала повну іонізацію нейтрального газу. Для вибраних параметрів розряду оптимальне значення початкової густини нейтральних атомів складає $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Досліджено сценарій високочастотного розряду в короткоімпульсному режимі. Розглянутий високочастотний розряд застосовують для створення нейтральних атомів, які використовують для чистки поверхонь стінок вакуумної камери тороїдальних магнітних пасток. Такий розряд може бути ініційований у магнітному полі, що є перевагою для машин з надпровідними магнітами.

Для вивчення ВЧ розряду було використано самоузгоджену числову модель для молекулярного водню, що моделює високочастотне створення

плазми в тороїдальних магнітних пастках стелараторного типу в іонному циклотронному діапазоні частот. За допомогою розробленого числового коду проведено оптимізацію чистячого розряду (підбір параметрів розряду для генерації атомарного водню) для стеларатора великого розміру з параметрами близькими до Wendelstein7-X. Для даного сценарію використано подвійну рамкову антену, яка збуджує повільну хвилю з пригніченим збудженням довгохвильових мод.

Теоретичний аналіз показав, що атоми формуються в основному за рахунок дисоціації молекул водню електронним ударом. В проміжках між імпульсами, коли високочастотний нагрів вимкнений, зростає роль дисоціативної рекомбінації молекулярних іонів з електронами, яка є додатковим джерелом атомарного водню. Числові розрахунки показали, що за рахунок рекомбінації у розглянутому сценарії може вироблятися 10^{20} атомів водню за секунду.

Основні положення цього розділу викладені у публікаціях автора (Moiseenko *et al.*, 2010), (Moiseenko *et al.*, 2010a), (Moiseenko *et al.*, 2011), (Moiseenko *et al.*, 2012), (Moiseenko *et al.*, 2012a), (Moiseenko *et al.*, 2013), (Moiseenko *et al.*, 2014a), (Kulyk *et al.*, 2014), (Kulyk *et al.*, 2015), (Kulyk *et al.*, 2016), (Kulyk *et al.*, 2016).

РОЗДІЛ 3

САМОУЗГОДЖЕНА МОДЕЛЬ СТВОРЕННЯ ПЛАЗМИ В МОЛЕКУЛЯРНОМУ ГАЗІ І РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ

3.1 Елементарні процеси в молекулярному газі

Якщо в атомарному газі основні елементарні процеси зводяться до збудження та іонізації атомів електронним ударом, то у молекулярному газі відбуваються значно складніші процеси.

Дослідження фізичних процесів у низькотемпературній слабо іонізованій плазмі має велике практичне значення. Утворення заряджених частинок у слабо іонізованому газі відбувається в результаті зіткнень електронів з атомами або молекулами водню (Smirnov, 1977), (Viberman *et al.*, 1987).

Елементарні процеси поділяються на пружні та непружні. В першому випадку внутрішній стан частинок, що стикаються, не змінюється. В другому випадку відбувається зміна внутрішнього стану частинок. У процесах непружних зіткнень кінетична енергія частинок, що стикаються, переходить у внутрішню енергію, і навпаки.

Пружні зіткнення визначають швидкості багатьох процесів (Izmodenov *et al.*, 2000), (Mori *et al.*, 1987). Для низькотемпературної плазми становить інтерес пружне розсіяння повільних електронів, тобто тих електронів, у яких енергія є значно нижчою за порогове значення. Ця область енергій є доволі складною для теоретичних та експериментальних досліджень. Досить точні теоретичні результати отримані лише для розсіювання електронів на атомі водню. Для складних атомів і молекул теоретичні дані не завжди є повними.

До найважливіших непружних процесів відносяться дисоціація, збудження та іонізація атомів електронним ударом, а також зустрічні процеси такі, як зняття збудження та рекомбінація. Не менш важливими є

непружні зіткнення між важкими частинками. Зіткнення з електронами в значній мірі формують розподіли часток по станам збудження та іонізації.

За високих значень густини плазми виникають потрійні та множинні зіткнення. Для плазми і нейтрального газу з невисокою густиною основну роль відіграють парні зіткнення.

Під час дослідження зіткнень частинок в плазмі та для розуміння властивостей водневої плазми є необхідним деякий кількісний параметр, за допомогою якого можна охарактеризувати процеси взаємодії між частинками. Такий параметр дозволить розглядати з одного ракурсу різні елементарні процеси, що відбуваються під час зіткнень. Такими характерними параметрами є величини поперечних перерізів, σ , та усереднені по електронній функції розподілу швидкості реакцій, $\langle\sigma v\rangle$. Ці параметри необхідні, наприклад, для числового моделювання створення плазми. Є ціла низка експериментальних та теоретичних робіт, де зібрано дані про перерізи зіткнень електронів з атомами та молекулами водню (Janev *et al.*, 1987), (Janev *et al.*, 2003), (Dunn *et al.*, 1965), (Phelps, 1990), (Yoon *et al.*, 2008).

Ефективний переріз має розмірність площі, тобто см^2 . Часто переріз вимірюють у величинах $\pi a_0^2 = 8.8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, де a_0 – радіус Бора.

Основними процесами, які відбуваються у водневій плазмі, є електронне, коливальне та обертальне збудження, іонізація нейтральних частинок плазми, процеси перезарядки, дисоціація, тричастинкова, радіаційна та дисоціативна рекомбінації, процеси утворення іонів H_3^+ тощо.

Перерізи зіткнень за умови збудження електронним ударом та іонізації мають величину порядку πa_0^2 . Порогова енергія для цих процесів для атома водню дорівнює 10.2 eВ та 13.6 eВ відповідно (Janev *et al.*, 1987), (Janev *et al.*, 2003). Під час іонізації атома електронним ударом переріз зростає, починаючи з порогового значення енергії, а потім падає за великих енергій, більших за 100 eВ.

Процес рекомбінації відбувається за дуже низьких енергій зіткнень і його переріз є доволі малим. Переріз рекомбінації сильно падає зі зростом енергії. Атомарна рекомбінація відбувається дуже повільно.

Процес тричастинкової рекомбінації протилежний до процесу іонізації електронним ударом. Даний процес є ефективним лише за високих значень густини плазми.

Радіаційна рекомбінація є зворотнім процесом до процесу фотоіонізації. Як тричастинкова, так і радіаційна рекомбінації є повільними процесами.

У таблиці 3.1 наведено основні елементарні процеси, враховані у теоретичній моделі високочастотного створення плазми в молекулярному газі в магнітних пастках стелараторного типу, що буде розглянута в даному розділі дисертаційної роботи.

Таблиця 3.1

Елементарні процеси у водневій плазмі

№ п/п	Процеси	Рівняння реакцій	Швидкості реакцій	Посилання
	1	2	3	4
1	Іонізація атома Н	$e + H \rightarrow e + H^+ + e$	$\langle \sigma_{i,H} v \rangle$	(Janev <i>et al.</i> , 2003)
2	Іонізація молекули Н ₂	$e + H_2 \rightarrow e + H_2^+ + e$ $e + H_2 \rightarrow e + H^+ + H + e$	$\langle \sigma_{i,H_2} v \rangle$	(Janev <i>et al.</i> , 2003)
3	Рекомбінація іона Н ⁺	$e + H^+ \rightarrow H + h\nu$	$\langle \sigma_{rec,H^+} v \rangle$	(Janev <i>et al.</i> , 2003)
4	Дисоціативна рекомбінація молекулярного іона Н ₂ ⁺	$e + H_2^+ \rightarrow H + H$	$\langle \sigma_{rec,H_2^+} v \rangle$	(Janev <i>et al.</i> , 2003), (Reiter, 2002)

Продовження таблиці 3.1

	1	2	3	4
5	Дисоціативна рекомбінація молекулярного іона H_3^+	$e + \text{H}_3^+ \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{H}$ $e + \text{H}_3^+ \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}$	$\langle \sigma_{rec, \text{H}_3^+} v \rangle$	(Janev <i>et al.</i> , 2003), (Reiter, 2002)
6	Тричастинкова рекомбінація	$2e + \text{H}^+ \rightarrow e + \text{H}$	$\langle \alpha_{rec} v \rangle$	(Smirnov, 1974)
7	Коливальне збудження молекули H_2	$e + \text{H}_2 \rightarrow e + \text{H}_2^* \rightarrow$ $\rightarrow e + \text{H}_2 + h\nu$	$\langle \sigma_{vibr, \text{H}_2} v \rangle$	(Janev <i>et al.</i> , 2003)
8	Коливальне збудження молекулярного іона H_2^+	$e + \text{H}_2^+ \rightarrow e + \text{H}_2^{+*}$	$\langle \sigma_{vibr, \text{H}_2^+} v \rangle$	(Janev <i>et al.</i> , 2003)
9	Коливальне збудження молекулярного іона H_3^+	$e + \text{H}_3^+ \rightarrow e + \text{H}_3^{+*}$	$\langle \sigma_{vibr, \text{H}_3^+} v \rangle$	(Janev <i>et al.</i> , 2003)
10	Дисоціація молекули H_2	$e + \text{H}_2 \rightarrow e + \text{H} + \text{H}$	$\langle \sigma_{d, \text{H}_2} v \rangle$	(Janev <i>et al.</i> , 2003), (Reiter, 2002)
11	Дисоціація молекулярного іона H_2^+	$e + \text{H}_2^+ \rightarrow e + \text{H}^+ + \text{H}$	$\langle \sigma_{d, \text{H}_2^+} v \rangle$	(Janev <i>et al.</i> , 2003)
12	Дисоціація молекулярного іона H_3^+	$e + \text{H}_3^+ \rightarrow e + \text{H}^+ + \text{H} +$ $+ \text{H}$	$\langle \sigma_{d, \text{H}_3^+} v \rangle$	(Janev <i>et al.</i> , 2003), (Reiter, 2002)
13	Електронне збудження атома H	$e + \text{H} \rightarrow e + \text{H}^*$	$\langle \sigma_{e, \text{H}} v \rangle$	(Janev <i>et al.</i> , 2003)

Продовження таблиці 3.1

	1	2	3	4
14	Електронне збудження молекули H_2	$e + H_2 \rightarrow e + H_2^*$	$\langle \sigma_{e,H_2} v \rangle$	(Janev <i>et al.</i> , 2003), (Reiter, 2002)
15	Утворення іона H_3^+	$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$	$\langle \sigma_{tr,H_2^+} v \rangle$	(Janev <i>et al.</i> , 2003)

Поперечні перерізи, перерахованих у таблиці 3.1 елементарних процесів у водневій плазмі, було взято з літератури (Janev *et al.*, 1987), (Janev *et al.*, 2003), (Reiter, 2002), (Smirnov, 1974), інтерпольовано, оцифровано та включено до розробленого числового коду.

3.2 Опис самоузгодженої моделі створення плазми в молекулярному газі

В даному розділі представлено оновлену самоузгоджену числову модель високочастотного створення плазми в молекулярному газі в магнітних пастках стелараторного типу, яка може працювати, як в іонному циклотронному, так і в електронному циклотронному діапазонах частот. Дана числова модель буде використовуватися для опису процесу високочастотного створення плазми, а також для числового аналізу плазмового розряду для чистки стінок вакуумної камери в стелараторних системах (Lysojvan *et al.*, 1992).

В якості прототипу для нової теоретичної моделі були використані моделі для атомарного газу (Moiseenko *et al.*, 2013) та для молекулярного водню (Kulyk *et al.*, 2016), представлені в попередніх розділах даної дисертації.

Розроблена раніше модель для атомарного водню може описувати кінцеву стадію створення плазми. У попередній моделі для молекулярного водню враховувалися лише електронні зіткнення з молекулами нейтралів. Баланс частинок визначався іонізацією молекули водню. Така модель підходить для низьких густин плазми.

Існує потреба в моделі, яка б включала в себе всі процеси зіткнень і була дієвою на всіх стадіях створення плазми в стелараторі. Тут зауважимо, що 0D модель більш низької розмірності для всіх компонентів водню та гелію описана в (Wauters *et al.*, 2011). Також у розвиток цієї моделі було розроблено одновимірну модель для токамака (Wauters *et al.*, 2020).

Новою особливістю даної числової моделі є врахування молекул нейтрального газу та молекулярних іонів H_2^+ , H_3^+ у рівняннях балансу частинок, а також можливість моделювання іонного циклотронного пробою (Kulyk *et al.*, 2018).

Передбачається, що нейтральний газ складається з молекулярного і атомарного водню.

У представлений в даному розділі числовій моделі є частина, що розраховує перенесення частинок і тепла. В цій частині теоретичної моделі враховано неокласичну дифузію, турбулентний переніс, а також усі елементарні атомарні та молекулярні зіткненні процеси взаємодії плазми з нейтральним газом.

У балансі для нейтрального газу враховуються утримання та рекомбінація водню на поверхні стінок вакуумної камери тороїдальної магнітної пастки стелараторного типу.

Систему рівнянь балансу частинок і енергії для оновленої теоретичної моделі представлено нижче.

Рівняння енергетичного балансу має наступний вигляд:

$$\begin{aligned}
\frac{3}{2} \frac{\partial(k_B n_e T_e)}{\partial t} = & P_{RF} - k_B [\varepsilon_{i,H} \langle \sigma_{i,H} \mathbf{v} \rangle n_e n_H + \varepsilon_{e,H} \langle \sigma_{e,H} \mathbf{v} \rangle n_e n_H + \\
& + \varepsilon_{rot,H_2} \langle \sigma_{rot,H_2} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2} + \varepsilon_{rot,H_2^+} \langle \sigma_{rot,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2^+} + \\
& + \varepsilon_{vibr,H_2} \langle \sigma_{vibr,H_2} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2} + \varepsilon_{vibr,H_2^+} \langle \sigma_{vibr,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2^+} + \\
& + \varepsilon_{vibr,H_3^+} \langle \sigma_{vibr,H_3^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_3^+} + \varepsilon_{d,H_2} \langle \sigma_{d,H_2} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2} + \\
& + \varepsilon_{d,H_2^+} \langle \sigma_{d,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2^+} + \varepsilon_{d,H_3^+} \langle \sigma_{d,H_3^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_3^+} + \\
& + \varepsilon_{i,H_2} \langle \sigma_{i,H_2} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2} + \varepsilon_{i,H_2^+} \langle \sigma_{i,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2^+} + \\
& + \varepsilon_{i,H_3^+} \langle \sigma_{i,H_3^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_3^+} + \varepsilon_{e,H_2} \langle \sigma_{e,H_2} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2} + \\
& + \varepsilon_{e,H_2^+} \langle \sigma_{e,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2^+} + \varepsilon_{e,H_3^+} \langle \sigma_{e,H_3^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_3^+}] - \\
& - \frac{3}{2} k_B T_e \langle \sigma_{rec,H^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H^+} - \frac{3}{2} k_B T_e \langle \sigma_{rec,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2^+} - \\
& - \frac{3}{2} k_B T_e \langle \sigma_{rec,H_3^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_3^+} - \frac{3}{2} C_{rec} k_B T_e \langle \alpha_{rec} \mathbf{v} \rangle n_e^2 n_{H^+} - \\
& - (C_a + 1) \frac{k_B n_e T_i}{\tau_n} - \frac{k_B}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(q_e + n_e V_e T_e - \chi n_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) - e n_e V_e E_r.
\end{aligned} \tag{3.1}$$

Рівняння балансу для електронів:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial n_e}{\partial t} = & \langle \sigma_{i,H} \mathbf{v} \rangle n_e n_H + \langle \sigma_{i,H_2} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2} + \langle \sigma_{i,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2^+} + \langle \sigma_{i,H_3^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_3^+} - \\
& - \langle \sigma_{rec,H^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H^+} - \langle \sigma_{rec,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2^+} - \langle \sigma_{rec,H_3^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_3^+} - \\
& - \langle \alpha_{rec} \mathbf{v} \rangle n_e^2 n_{H^+} - \frac{n_e}{\tau_n} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_e V_e).
\end{aligned} \tag{3.2}$$

Рівняння балансу для молекулярних іонів:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial n_{H^+}}{\partial t} &= \langle \sigma_{i,H} \mathbf{v} \rangle n_e n_H + 2 \langle \sigma_{i,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2^+} + 2 \langle \sigma_{i,H_3^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_3^+} + \\
 &+ \langle \sigma_{d,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2^+} + (1 - C_{dis}) \langle \sigma_{d,H_3^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_3^+} - \\
 &- \langle \sigma_{rec,H^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H^+} - \langle \alpha_{rec} \mathbf{v} \rangle n_e^2 n_{H^+} - \frac{n_{H^+}}{\tau_n} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_{H^+} \mathbf{V}_e), \\
 \\
 \frac{\partial n_{H_2^+}}{\partial t} &= \langle \sigma_{i,H_2} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2} - \langle \sigma_{i,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2^+} + C_{dis} \langle \sigma_{d,H_3^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_3^+} - \\
 &- \langle \sigma_{d,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2^+} - \langle \sigma_{rec,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2^+} - \\
 &- \langle \sigma_{tr,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_{H_2} n_{H_2^+} - \frac{n_{H_2^+}}{\tau_n} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_{H_2^+} \mathbf{V}_e), \\
 \\
 \frac{\partial n_{H_3^+}}{\partial t} &= \langle \sigma_{tr,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_{H_2} n_{H_2^+} - \langle \sigma_{i,H_3^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_3^+} - \langle \sigma_{d,H_3^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_3^+} - \\
 &- \langle \sigma_{rec,H_3^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_3^+} - \frac{n_{H_3^+}}{\tau_n} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_{H_3^+} \mathbf{V}_e).
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Теоретичну модель для короткоімпульсних розрядів у молекулярному водні, що була представлена у попередньому розділі дисертації, було вдосконалено. У попередній версії числової моделі розподіл молекул вважався рівномірним по всьому об'ємові вакуумної камери стелараторної системи. Проте подібне припущення не відповідає дійсності для розрядів із сильно локалізованою вхідною потужністю, оскільки в такому випадку нейтральний газ стає неоднорідним всередині плазмового стовпа. В оновленій теоретичній моделі вважаємо розподіл атомарного газу рівномірним, оскільки атомарний газ має Франк-Кондонівські енергії значно

вищі за теплові, а для молекулярного газу використовуємо наступні рівняння переносу:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_H}{\partial t} = & 2 \overline{\langle \sigma_{d,H_2} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2}} + \overline{\langle \sigma_{d,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2^+}} + \overline{\langle \sigma_{i,H_3^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_3^+}} + \\ & + \overline{\langle \sigma_{tr,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_{H_2} n_{H_2^+}} + C_{dis} \overline{\langle \sigma_{d,H_3^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_3^+}} + \overline{\langle \sigma_{rec,H} \mathbf{v} \rangle n_e n_H} + \\ & + 2 \overline{\langle \sigma_{rec,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2^+}} + \overline{\langle \alpha_{rec} \mathbf{v} \rangle n_e^2 n_{H^+}} + 3 \overline{\langle \sigma_{rec,H_3^+} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_3^+}} - \\ & - \overline{\langle \sigma_{i,H} \mathbf{v} \rangle n_e n_H} - C_H \frac{S}{V_v} \langle \mathbf{v}_H \rangle n_H, \\ \frac{\partial n_{H_2}}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rG) = & I_{puff} + C_H \frac{S}{2V_v} \langle \mathbf{v}_H \rangle n_H - \overline{\langle \sigma_{i,H_2} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2}} - \\ & - \overline{\langle \sigma_{d,H_2} \mathbf{v} \rangle n_e n_{H_2}} - \overline{\langle \sigma_{tr,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_{H_2} n_{H_2^+}}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial G}{\partial t} - v_{TH}^2 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_{H_2}) = - \overline{\langle \sigma_{i,H_2} \mathbf{v} \rangle n_e G} - \overline{\langle \sigma_{d,H_2} \mathbf{v} \rangle n_e G} - \overline{\langle \sigma_{tr,H_2^+} \mathbf{v} \rangle n_{H_2^+} G} - v_{eff} G.$$

Тут n_H , n_{H_2} – густини атомів і молекул водню, n_{H^+} , $n_{H_2^+}$, $n_{H_3^+}$ – густини іонів атомарного та молекулярного водню, C_{rec} – відносна частина енергії, що витрачається електронами в процесі рекомбінації, C_{dis} – ймовірність появи іона H_2^+ під час дисоціації іона H_3^+ , C_H – коефіцієнт віддзеркалення атомарного водню від стінки камери, nV_e являє собою потік частинок, χ – турбулентний перенос, I_{puff} – швидкість напуску нейтрального газу, τ_n – час утримання частинок, G – потік молекулярного газу, $\langle \sigma_{i,H_2} \mathbf{v} \rangle$ – швидкість іонізації, $\langle \sigma_{d,H_2} \mathbf{v} \rangle$ – швидкість дисоціації електронним ударом, $\langle \sigma_{tr,H_2^+} \mathbf{v} \rangle$ – швидкість трансформації, v_{eff} – коефіцієнт уповільнення. Усереднені величини у рівнянні (3.4) розраховуються наступним чином:

$$\bar{A} = 2 \int_0^{r_{wall}} A r dr / r_{wall}^2.$$

3.3 Числовий код RFPP-St2

На основі нової самоузгодженої моделі для високочастотного створення плазми в стелараторах було розроблено одновимірний числовий код RFPP-St2. Цей код є вдосконаленою версією числового коду для теоретичної моделі, описаної у попередньому розділі даної дисертації. У даному коді вхідна потужність для електронів та іонів розраховується за допомогою високочастотного модуля. Високочастотний модуль (Moiseenko *et al.*, 2014b), (Moiseenko *et al.*, 2015) використовує скінченні елементи 3-го порядку в радіальному напрямку.

На додаток до високочастотного модуля, числовий код доповнений модулем для електронного циклотронного нагріву. Було створено новий модуль, який обчислює електронний циклотронний нагрів на другій гармоніці у випадку слабого загасання хвилі, і включено його до коду. Числовий код може працювати з використанням як високочастотного модуля, так і електронного циклотронного модуля. Якщо код працює з електронним циклотронним модулем, використовується тільки одна сітка з двох.

Електронний циклотронний модуль враховує, що енерговнесок є пропорційним до густини плазми. Крім того, енерговнесок пропорційний ширині електронної циклотронної зони, яка є вузькою за низької температури електронів.

Формула для енерговнеску має наступний вигляд:

$$p_{ECRH} = \frac{P_0}{V_V} \exp(-(r/r_{pl})^2)(n_e/n_0)/2, \quad (3.5)$$

де p_{ECRH} – густина енерговнеску, r_{pl} – характерний радіус енерговнеску, величини індексовані нулем є нормуючими константами.

3.4 Розрахунки сценаріїв електронної циклотронної чистки стінок вакуумної камери для стеларатора Wendelstein7-X

Сценарій короткоімпульсних серій електронних циклотронних розрядів у молекулярному водні був запропонований для чистки стінок вакуумної камери у стелараторі Wendelstein7-X. На початку експериментальної кампанії W7-X OP1.2b було успішно проведено розряди відповідно до запропонованого сценарію, з одним та чотирма електронними циклотронними імпульсами з використанням передіонізації для створення плазми (Moiseenko *et al.*, 2019).

На рисунках 3.1-3.15 представлено результати числового моделювання короткоімпульсних чистячих розрядів у стелараторі W7-X за допомогою оновленої теоретичної моделі (Kulyk *et al.*, 2021). Для числових розрахунків було вибрано параметри близькі до параметрів W7-X. Характерний радіус енерговнеску дорівнював $r_{pl} = 15$ см, частота ЕЦ нагріву – 140 ГГц, початкова густина плазми – $n_{e0} = 1 \cdot 10^8$ см⁻³, початкова густина нейтрального газу – $n_0 = 2 \cdot 10^{12}$ см⁻³. В числових експериментах величина потужності енерговнеску змінювалась у наступному діапазоні: $p_0 = 1 \cdot 10^7 - 2.3 \cdot 10^7$ Вт, що відповідає загальній ЕЦ потужності нижчій за 1 МВт.

На рисунку 3.1 зображено порівняння часової еволюції просторово усередненої електронної густини з експериментальними даними для тримілісекундного електронного циклотронного імпульсу для стеларатора W7-X. Як можна побачити з даного рисунка, розрахункова крива є близькою до експериментальної.

Незначну різницю між експериментальними даними та даними числового моделювання можна пояснити тим, що в експерименті генерується деяка кількість швидких електронів. Присутність цих електронів викликає подальшу іонізацію. Числова модель такі електрони не враховує.

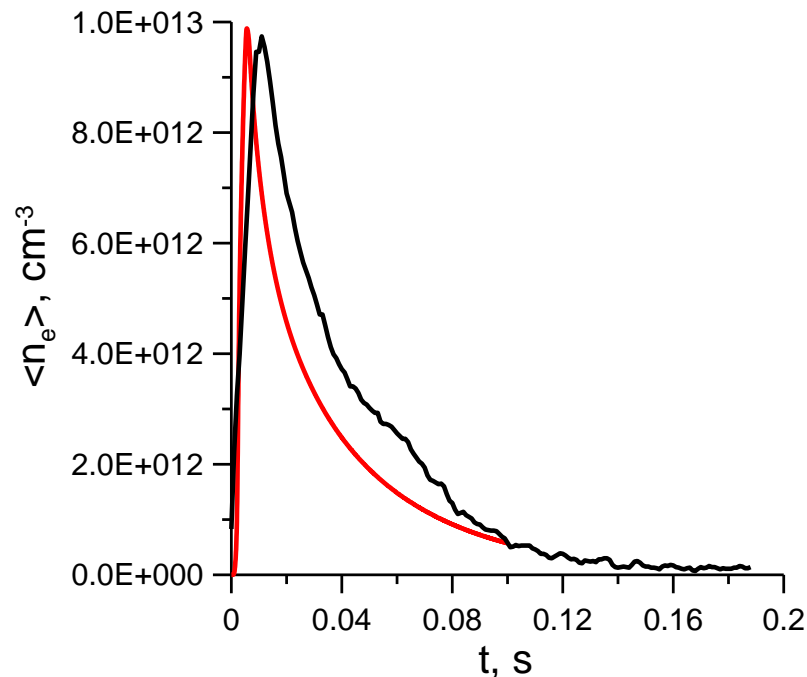


Рис. 3.1 Еволюція у часі просторово усередненої електронної густини для ЕЦ розрядів у W7-X (чорна крива – експериментальні дані, червона – дані числового експерименту)

Наступна серія рисунків демонструє вплив параметрів розрахунків на отримані результати. Далі основний варіант числових розрахунків (відповідає червоній кривій на Рис. 3.1) буде позначений червоним кольором. Тривалість імпульсу у представлених нижче розрахунках так само дорівнювала 3 мс.

На рисунках 3.2-3.8 показано еволюцію в часі просторово усереднених електронної густини, електронної температури, густин H^+ , H_2^+ , H_3^+ , H_0 , та H_2 для електронних циклотронних розрядів у стелараторі W7-X для різних значень електронної циклотронної потужності енерговнеску.

На Рис. 3.2 бачимо, що криві до другої мілісекунди мають схожий характер. Це говорить про те, що під час зміни потужності енерговнеску швидкість іонізації залишається майже незмінною. Тобто швидкість іонізації слабо залежить від потужності енерговнеску. Це означає, що електронна

температура є високою, і вона має значення, за яких залежність перерізу іонізації від температури слабка. І якщо це так, то ми маємо майже однакову швидкість іонізації за різних температур а, отже, за різних значень потужності енерговнеску.

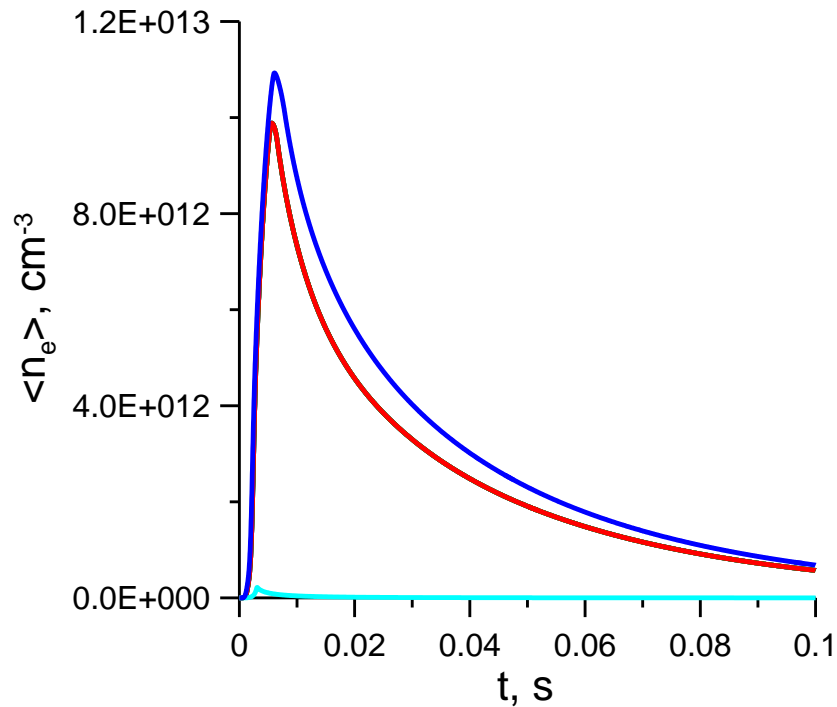


Рис. 3.2 Еволюція у часі просторово усередненої електронної густини для електронних циклотронних розрядів у W7-X для різних значень потужності енерговнеску ($p_0 = 1 \cdot 10^7$ Вт (блакитна крива), $p_0 = 1.5 \cdot 10^7$ Вт (червона), $p_0 = 2.3 \cdot 10^7$ Вт (синя))

Якщо потужності недостатньо (блакитна крива на Рис. 3.2) для нагріву електронів до високих температур, низька густина створюється лише під час імпульсу, а температура електронів швидко знижується. Густина електронів в такому випадку є помітно низькою.

Рис. 3.3 демонструє усереднену температуру для електронних циклотронних розрядів. Оскільки розряд значно локалізований, розміри плазми, як правило, відповідають локалізації мікрохвильового випромінювання. Плазмовий стовп є вузьким і усереднення відбувається по

всьому об'ємові. Тому середні температури є значно нижчими за пікові температури в центрі (Рис. 3.10).

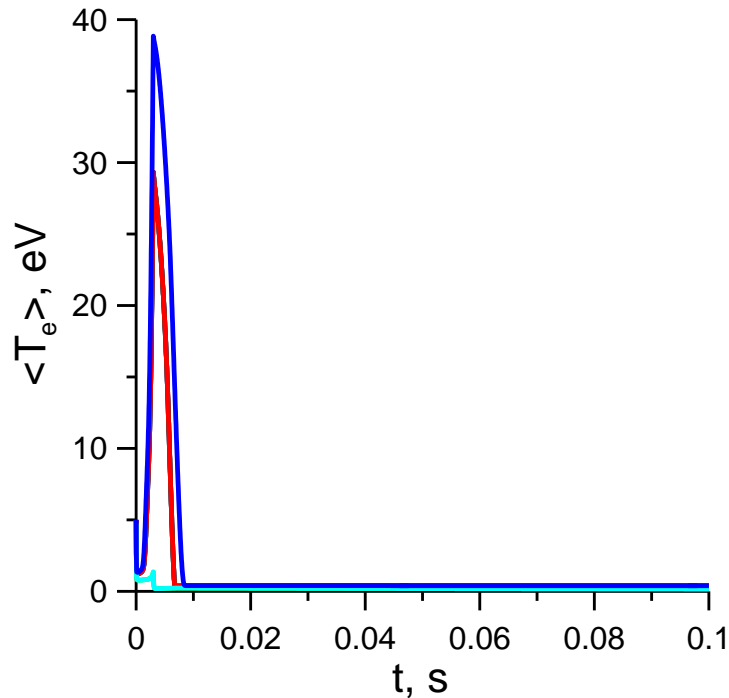


Рис. 3.3 Еволюція у часі просторово усередненої електронної температури для електронних циклотронних розрядів у W7-X для різних значень потужності енерговнеску ($p_0 = 1 \cdot 10^7$ Вт (блакитна крива), $p_0 = 1.5 \cdot 10^7$ Вт (червона), $p_0 = 2.3 \cdot 10^7$ Вт (синя))

Спостережуваний результат корелює з тим, що спостерігаємо на картині для еволюції в часі електронної густини (див. Рис. 3.2). Дійсно, поки температура втримує високі значення, відбувається процес іонізації.

На Рис. 3.4 картина подібна до Рис. 3.2. Швидкість створення H^+ по суті така сама, як і швидкість створення електронів. H^+ – головний іон, що створюється. Це пов'язано з високою температурою. За високої температури електронів процес дисоціативної іонізації є дуже ефективним, і H^+ генерується безпосередньо з H_2 .

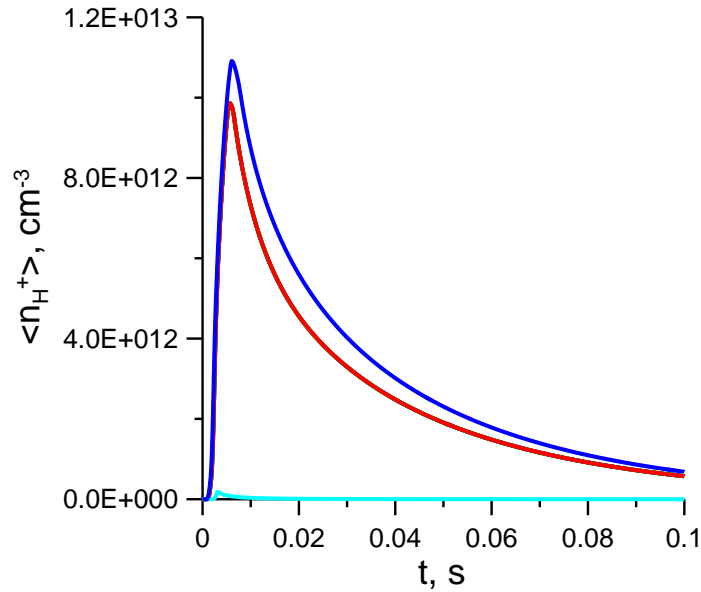


Рис. 3.4 Еволюція у часі просторово усередненої густини H^+ для електронних циклотронних розрядів у W7-X для різних значень потужності енерговнеску ($p_0 = 1 \cdot 10^7$ Вт (блакитна крива), $p_0 = 1.5 \cdot 10^7$ Вт (червона), $p_0 = 2.3 \cdot 10^7$ Вт (синя))

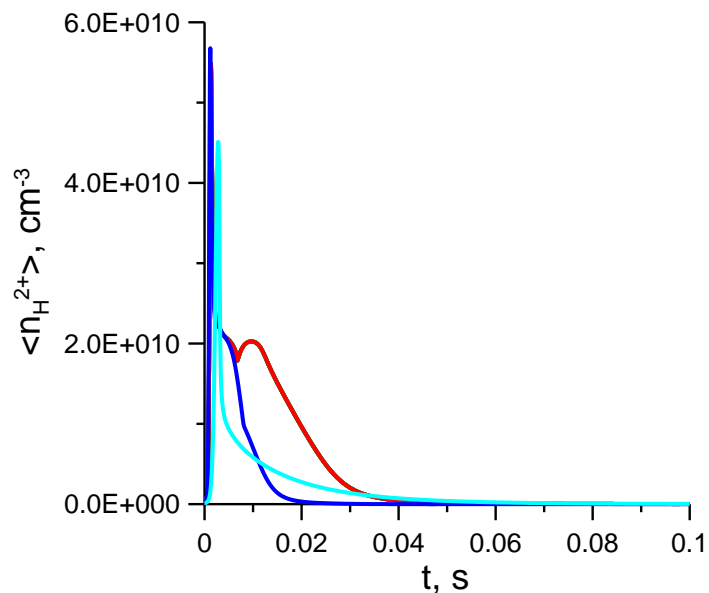


Рис. 3.5 Еволюція у часі просторово усередненої густини H_2^+ для електронних циклотронних розрядів у W7-X для різних значень потужності енерговнеску ($p_0 = 1 \cdot 10^7$ Вт (блакитна крива), $p_0 = 1.5 \cdot 10^7$ Вт (червона), $p_0 = 2.3 \cdot 10^7$ Вт (синя))

На Рис. 3.5 показано, що H_2^+ створюється не так багато, оскільки існує конкуруючий процес, а саме дисоціативна іонізація H_2^+ . Крім того, коли H_2^+ створюється, він або іонізується, або дисоціює. Це дуже інтенсивні процеси, тому H_2^+ відіграє перехідну роль у даному випадку.

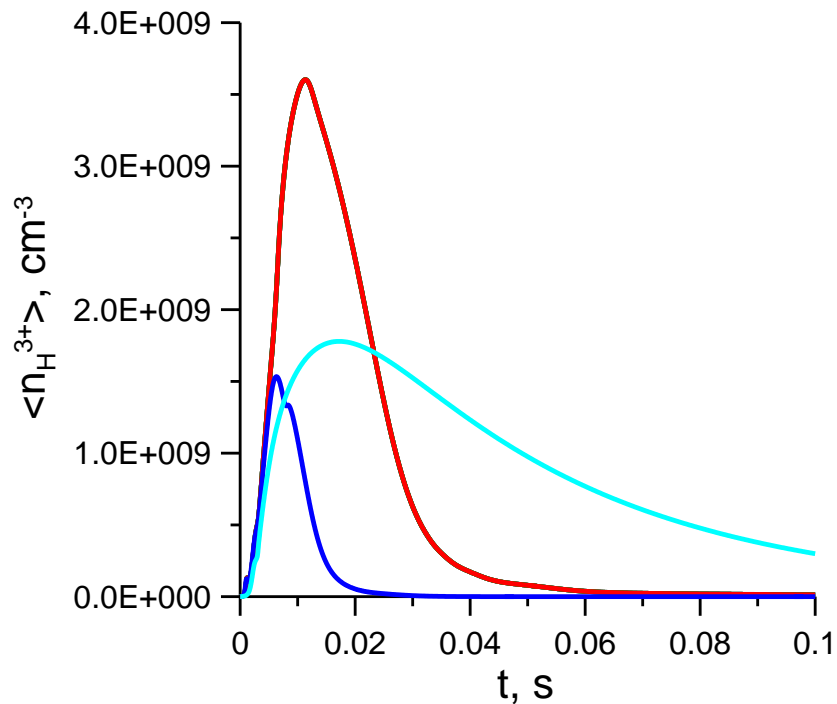


Рис. 3.6 Еволюція у часі просторово усередненої густини H_3^+ для електронних циклотронних розрядів у W7-X для різних значень потужності енерговнеску ($p_0 = 1 \cdot 10^7$ Вт (блакитна крива), $p_0 = 1.5 \cdot 10^7$ Вт (червона), $p_0 = 2.3 \cdot 10^7$ Вт (синя))

Молекулярний іон H_3^+ (Рис. 3.6) створюється внаслідок зіткнення H_2^+ та H_2 , і це єдиний процес, який його створює. Даний процес відбувається без участі електронів. Процес повільний через невеликий переріз. В результаті того, що в нашому випадку всі процеси відбуваються швидко, H_3^+ створюється в дуже малих концентраціях.

Через те, що у випадку більш високої потужності (синя крива на Рис. 3.6) газ швидко вигоряє, створюється невелика кількість H_3^+ .

У випадку з найменшою потужністю (крива блакитного кольору на Рис. 3.6) H_3^+ також створюється, але зменшення рівня густини пов'язане з тим, що сам розряд має низьку густину.

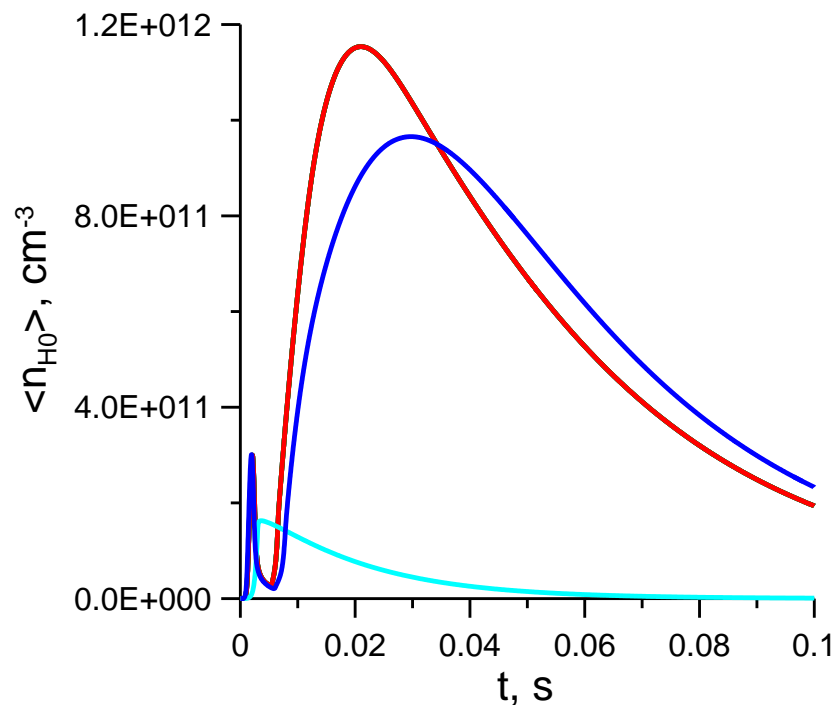


Рис. 3.7 Еволюція у часі просторово усередненої густини H_0 для електронних циклотронних розрядів у W7-X для різних значень потужності енерговнеску ($p_0 = 1 \cdot 10^7$ Вт (блакитна крива), $p_0 = 1.5 \cdot 10^7$ Вт (червона), $p_0 = 2.3 \cdot 10^7$ Вт (синя))

На Рис. 3.7 спочатку спостерігається швидке створення атомарного водню за рахунок дисоціації, але згодом воно поступається створенню водню в процесі рекомбінації. Рекомбінація робить великий внесок у процес утворення атомів водню. Також спостерігається деяка затримка, що

відрізняється для кожного випадку. Ця затримка пов'язана з тривалістю охолодження електронів до температури, при якій швидкість напрацювання атомарного водню за рахунок дисоціативної рекомбінації стає суттєвим. При потужностях в розряді $p_0 = 1.5 \cdot 10^7$ та $p_0 = 2.3 \cdot 10^7$ Вт усереднена концентрація атомарного водню досягає своїх максимальних значень на 20 мс та 40 мс, відповідно. З часом (тобто, падінням значень T_e) густина атомарного водню починає зменшуватись.

Рис. 3.8 демонструє вигорання газу. Для кожного значення потужності кількість згорілого газу різна. Чим вищою є потужність, тим більше вигоряє газу.

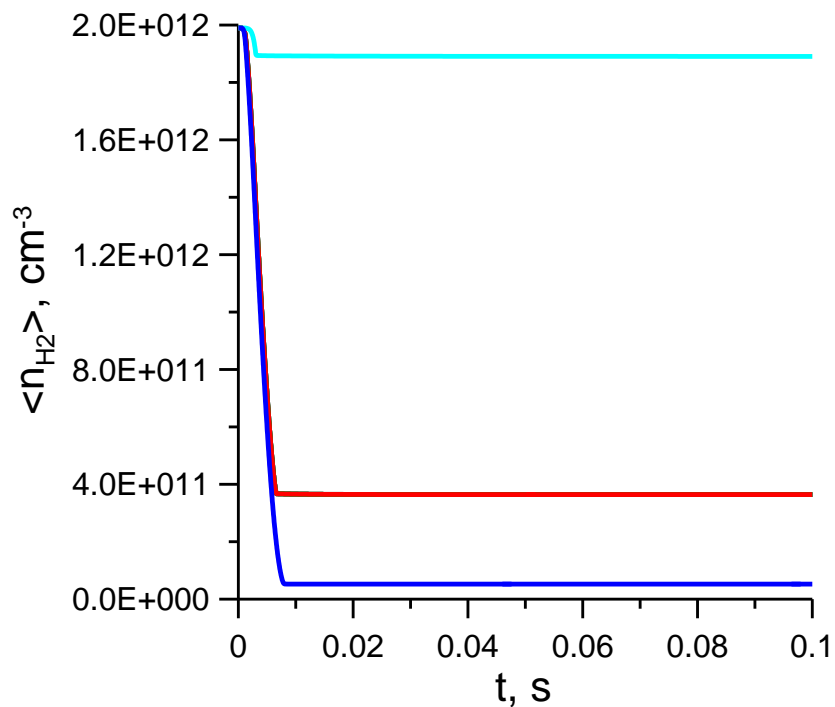


Рис. 3.8 Еволюція у часі просторово усередненої густини H_2 для електронних циклотронних розрядів у W7-X для різних значень потужності енерговнеску ($p_0 = 1 \cdot 10^7$ Вт (блакитна крива), $p_0 = 1.5 \cdot 10^7$ Вт (червона), $p_0 = 2.3 \cdot 10^7$ Вт (синя))

На Рис. 3.9-3.13 показано радіальні профілі електронної густини, температури електронів, H^+ , H_2^+ , та H_2 в момент часу $t = 3.5$ мс для різних значень електронної циклотронної потужності.

На Рис. 3.9 видно, що профілі густини є пікованими. На фотографії плазмового стовпа в H_α -променях (Moiseenko *et al.*, 2019) ми бачимо, що плазмовий стовп доволі вузький.

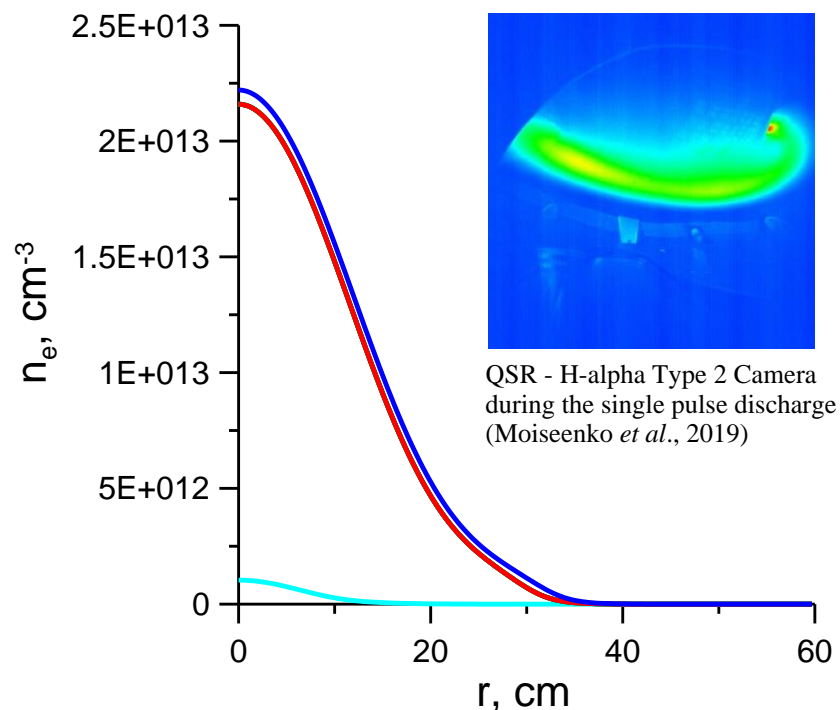


Рис. 3.9 Радіальний профіль електронної густини в момент часу $t=3.5$ мс для різних значень потужності енерговнеску ($p_0 = 1 \cdot 10^7$ Вт (чорна крива), $p_0 = 1.5 \cdot 10^7$ Вт (червона), $p_0 = 2.3 \cdot 10^7$ Вт (синя))

Різницю між кривими можна пояснити наступним чином. Оскільки енерговнесок є неоднорідним по радіусу, швидкість іонізації в різних точках радіуса різна. В центрі плазмового стовпа швидкість іонізації більш висока, а на периферії швидкість іонізації є нижчою. Плазма створюється лише тоді,

коли швидкість іонізації перевищує швидкість втрат. На периферії плазмового стовпа, починаючи з певної точки, швидкість іонізації зменшується, тоді як швидкість втрат скрізь є приблизно однаковою. Тобто існує точка по радіусу, де швидкість іонізації та швидкість втрат стають порівнянними. Таку точку ми спостерігаємо на Рис. 3.9. Для блакитної кривої це приблизно 15 см, для червоної – 33 см, для синьої – 35 см. Коли значення радіуса перевищують ці значення, плазма не створюється. Але, якщо загальна потужність зростає, ця точка зміщується вздовж радіуса в бік збільшення.

Радіальні профілі електронної температури (Рис. 3.10) також є пікованими. За більш високого значення потужності ми спостерігаємо, що профіль електронної температури є ширшим, а значення електронної температури вищим.

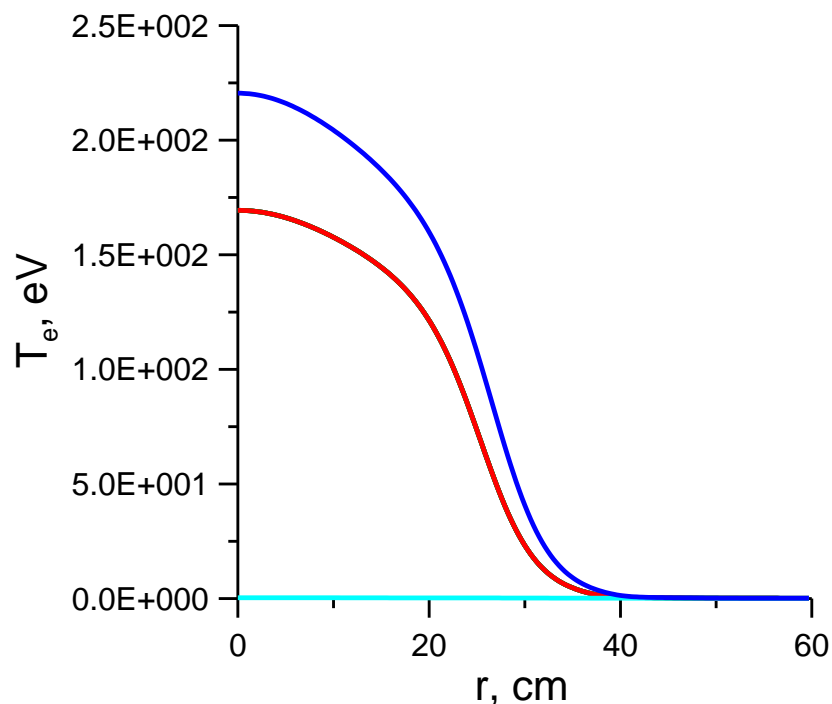


Рис. 3.10 Радіальний профіль електронної температури в момент часу $t=3.5$ мс для різних значень потужності енерговнеску ($p_0 = 1 \cdot 10^7$ Вт (блакитна крива), $p_0 = 1.5 \cdot 10^7$ Вт (червона), $p_0 = 2.3 \cdot 10^7$ Вт (синя))

Рисунок 3.11 демонструє картину, подібну до тієї, що спостерігалась на рисунку 3.9.

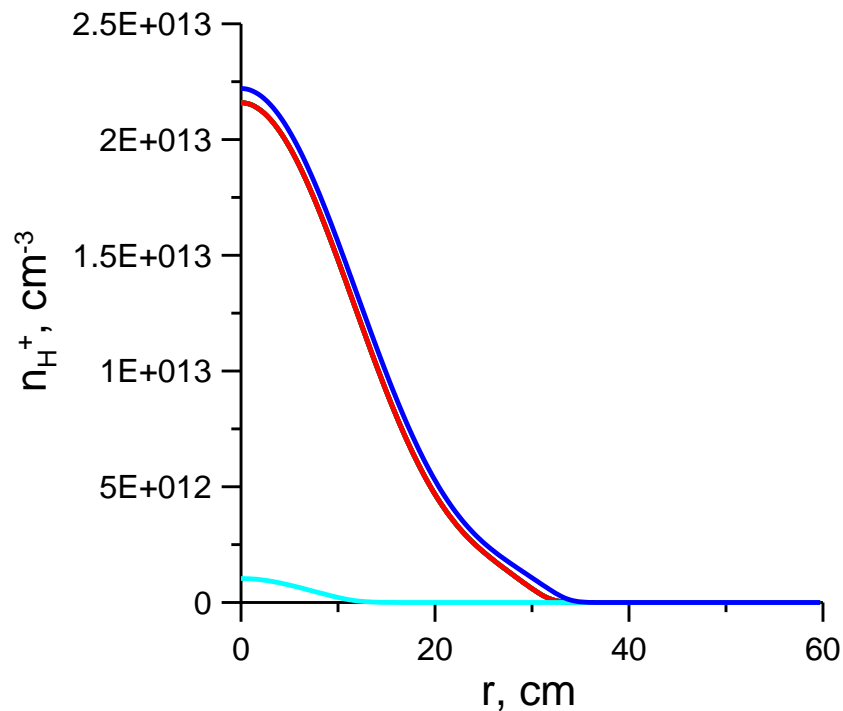


Рис. 3.11 Радіальний профіль H^+ в момент часу $t=3.5$ мс для різних значень потужності енерговнеску ($p_0 = 1 \cdot 10^7$ Вт (блакитна крива), $p_0 = 1.5 \cdot 10^7$ Вт (червона), $p_0 = 2.3 \cdot 10^7$ Вт (синя))

H_2^+ спостерігається лише на краю плазмового стовпа (Рис. 3.12), де електронна температура є низькою. Всередині плазмового стовпа, за високих значень температури електронів, H_2^+ швидко вигоріє. Там, де значення температури електронів були нижчими, H_2^+ не встигав вигоріти.

Нейтральний газ, що надходить до плазмового стовпа, іонізується. Там, де є плазма, у вибраний момент часу, нейтрального газу немає (Рис. 3.13). У випадку найменшої потужності (крива блакитного кольору на Рис. 3.13)

кількість нейтрального газу падає досить незначно в результаті того, що утворилась невелика кількість плазми.

Глибина проникнення нейтрального газу є завжди невеликою. Це означає, що довжина вільного пробігу коротка. В результаті нейтральний газ іонізується на межі плазми, що ми спостерігаємо у двох розглянутих випадках (червона та синя криві на Рис. 3.13). У випадку найменшої потужності (крива блакитного кольору на Рис. 3.13), цієї потужності недостатньо для вигорання газу з центру плазмового стовпа.

Слід також зазначити, що такий розряд з пікованим енерговнеском не може бути описаний за допомогою моделі, в якій розподіл молекул є рівномірним по всьому перерізові плазми. Таким чином, рисунок 3.13 демонструє, наскільки нерівномірним є розподіл нейтрального газу і наскільки важливо враховувати нерівномірне вигорання.

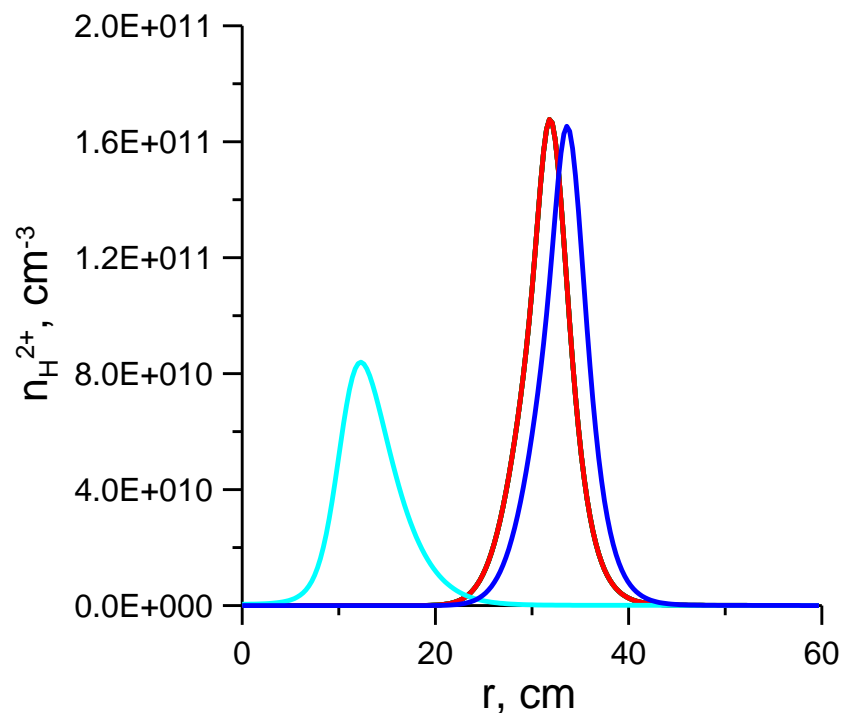


Рис. 3.12 Радіальний профіль H_2^+ в момент часу $t=3.5$ мс для різних значень потужності енерговнеску ($p_0 = 1 \cdot 10^7$ Вт (блакитна крива), $p_0 = 1.5 \cdot 10^7$ Вт (червона), $p_0 = 2.3 \cdot 10^7$ Вт (синя))

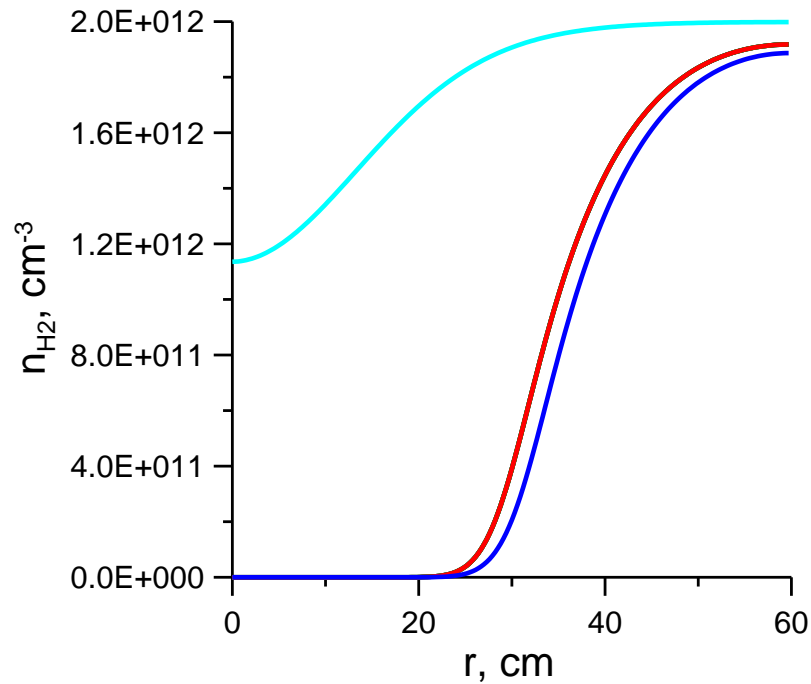


Рис. 3.13 Радіальний профіль H_2 в момент часу $t=3.5$ мс для різних значень потужності енерговнеску ($p_0 = 1 \cdot 10^7$ Вт (блакитна крива), $p_0 = 1.5 \cdot 10^7$ Вт (червона), $p_0 = 2.3 \cdot 10^7$ Вт (синя))

Також для серії числових експериментів було розраховано кількість атомів водню, що утворюється під час одного імпульсу. Для базового варіанту ($p_0=1.5 \cdot 10^7$ Вт) даний параметр становить $1.5 \cdot 10^{18}$. Для випадку з меншим значенням потужності ($p_0=1 \cdot 10^7$ Вт): $8.7 \cdot 10^{16}$, для більш високого значення потужності ($p_0=2.3 \cdot 10^7$ Вт): $1.4 \cdot 10^{18}$. Розрахунки показали, що для базового варіанту спостерігається максимальна генерація нейтральних атомів. Мінімальна генерація нейтральних атомів спостерігається за мінімального значення електронної циклотронної потужності.

Результати числових експериментів для одиночних імпульсів були представлені вище. Призначення таких тримілісекундних імпульсів полягає у створенні атомів водню та їх використанні для чистки стінок вакуумної камери в тороїдальних магнітних пастках. Для забезпечення безперервності

генерації атомарного водню необхідно використовувати серію таких імпульсів.

Результат моделювання багатоімпульсного періодичного режиму продемонстровано на рисунках 3.14 і 3.15. У даних числових експериментах параметри електронних циклотронних імпульсів у серії були однаковими. Генерувались імпульси з періодом 0.1 с.

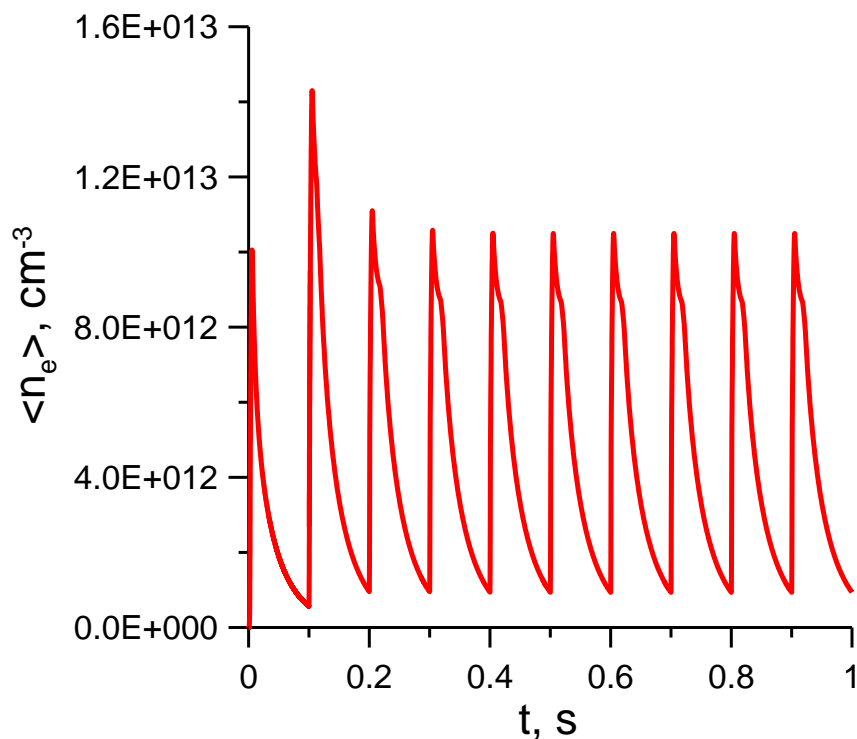


Рис. 3.14 Еволюція у часі просторово усередненої електронної густини для серії імпульсів для ЕЦ розрядів у W7-X (період ЕЦ імпульсів 0.1 с)

На рисунках 3.14 і 3.15 можемо спостерігати, що на початку серії імпульси густини плазми та густини нейтральних атомів мають різну амплітуду, та з часом процес стає періодичним. У кожному окремому імпульсі фізичні процеси є дуже схожими на ті процеси, що відбуваються за один імпульс. У цьому багатоімпульсному періодичному режимі досягається хороший рівень створення атомів водню у квазістаціонарному стані. Густина

згенерованих нейтральних атомів є достатньою для ефективної чистки стінок вакуумної камери магнітних пасток. Дані розрахунки цілком можуть слугувати основою для практичного сценарію для стеларатора W7-X.

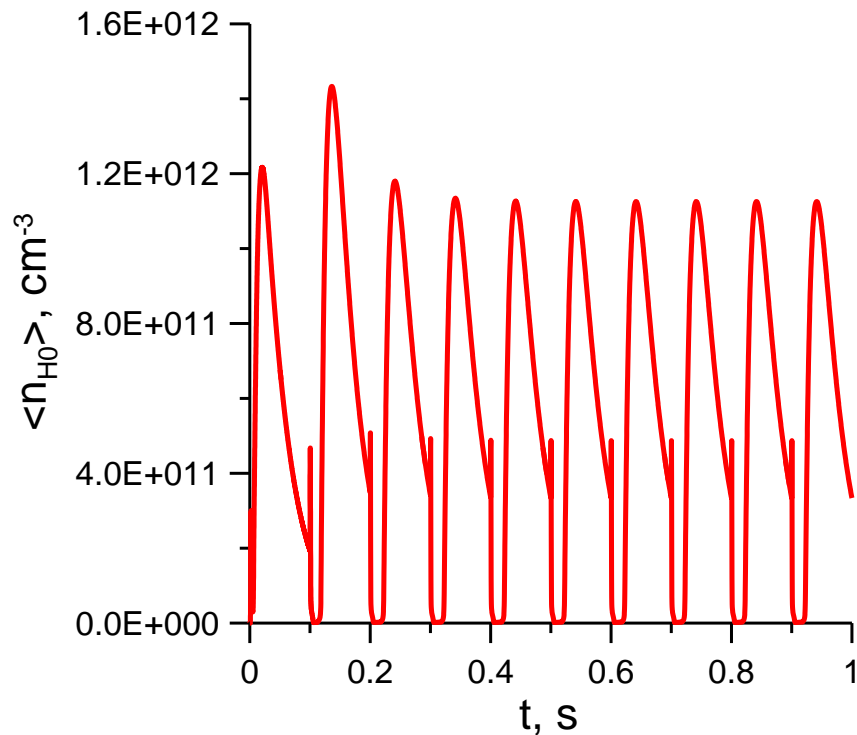


Рис. 3.15 Еволюція у часі просторово усередненої густини H_0 для серії імпульсів для ЕЦ розрядів у W7-X (період ЕЦ імпульсів 0.1 с)

Висновки до розділу 3

Представлено оновлену молекулярну модель високочастотного створення плазми в стелараторних системах, що включає всі процеси зіткнень, є дієвою на всіх стадіях створення плазми в стелараторі та може працювати, як у випадку іонного циклотронного нагріву плазми, так і у випадку електронного циклотронного нагріву.

Оновлена числова модель, як і попередні моделі, включає в себе систему рівнянь балансу частинок і енергії для електронів, пов'язану з крайовою задачею для рівнянь Максвелла.

Новою особливістю розробленої моделі в порівнянні з попередніми моделями є врахування молекул нейтрального газу та молекулярних іонів H_2^+ , H_3^+ в рівняннях балансу частинок і можливість моделювання іонного циклотронного пробою. Передбачається, що нейтральний газ складається з молекулярного та атомарного водню. Високочастотний модуль числового коду модифікується відповідним чином. Код використовує неокласичну дифузію, аномальний переніс та елементарні процеси атомарних і молекулярних зіткнень.

Розроблено і включено до числового коду новий модуль, який розраховує електронний циклотронний нагрів на другій гармоніці в разі слабкого загасання хвилі.

Представлено результати числового моделювання короткоімпульсних чистячих електронних циклотронних розрядів у стелараторі Wendelstein 7-X за допомогою оновленої моделі.

Показано порівняння часової еволюції електронної густини з експериментальними даними для тримілісекундного електронного циклотронного імпульсу. З певною точністю розрахунки відтворюють експериментальний імпульс на стелараторі Wendelstein 7-X. Розрахунки показують, що найбільше утворення водню відбувається на стадії розпаду плазми, коли низька електронна температура стимулює рекомбінацію.

Призначення таких тримілісекундних імпульсів полягає у створенні атомів водню та їх використанні для чистки стінок вакуумної камери в тороїдальних магнітних пастках. Для забезпечення безперервності генерації атомарного водню необхідно використовувати серію імпульсів.

Представлено результат моделювання такого режиму. Проведені числові розрахунки показали, що в умовах проведеного експерименту на стелараторі Wendelstein7-X, виробництво нейтральних атомів може сягати $1.4 \cdot 10^{18}$ за один імпульс. Цей режим може слугувати основою для практичного сценарію для стеларатора Wendelstein7-X.

Основні положення цього розділу викладені у публікаціях автора (Moiseenko *et al.*, 2014b), (Moiseenko *et al.*, 2015), (Kulyk *et al.*, 2018), (Kulyk *et al.*, 2021).

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі представлено розроблені числові моделі для дослідження високочастотного створення плазми в магнітних пастках стелараторного типу та результати теоретичних розрахунків з високочастотного створення плазми на стелараторах Ураган-2М, Україна та Wendelstein 7-X, Німеччина, отримані за допомогою цих моделей.

1. Розроблено нову якісну методику аналізу ефективності створення плазми високочастотними полями в альвенівському діапазоні частот за допомогою антенних систем, в межах якої необхідне лише розв'язання крайової задачі для рівнянь Максвелла. Розрахунки в рамках цієї методики показали, що антена рамкового типу може бути використана для створення плазми низької густини, а антена колінчастовального типу забезпечує прийнятний енерговнесок у доволі широкому діапазоні густин плазми.

2. Розроблено самоузгоджену числову модель для високочастотного створення плазми в альвенівському діапазоні частот, що дозволяє моделювати еволюцію розподілу густини і температури електронів плазми, зумовлену високочастотним нагрівом. Розрахунки зі створення плазми за допомогою рамкової антени Урагану-2М показали, що повільна хвиля, збуджувана антеною, сильно поглинається на периферії плазмового стовпа і частка потужності, яка надходить до об'єму утримання плазми, виявляється малою, що є причиною створення плазми з низькою густиною. Знайдено режим з використанням чотиринапіввиткової антени, в якому можна суттєво підвищити густину плазми, створеної рамковою антеною.

3. Запропоновано і досліджено сценарій високочастотного розряду в імпульсному режимі. Такий розряд застосовується для створення нейтральних атомів у плазмі з неповною іонізацією, що потрібні для чистки поверхонь стінок вакуумної камери. Проведено оптимізацію чистячого розряду (підбір параметрів розряду для генерації атомарного водню) для

стеларатора великого розміру. Для даного сценарію було використано подвійну рамкову антену, яка збуджує повільну хвилю з пригніченим збудженням довгохвильових мод.

4. Проведено числове моделювання короткоімпульсного розряду для електронного циклотронного нагріву плазми. Для даного дослідження розроблено молекулярну модель, яка містить всі процеси зіткнень і є дієвою на всіх стадіях створення плазми в стелараторах. З певною точністю розрахунки відтворюють експериментальний імпульс на стелараторі Wendelstein 7-X. Також проведено числове моделювання багатоімпульсного періодичного режиму. Числові розрахунки показали, що цей режим може слугувати основою для сценарію чистки стінок вакуумної камери Wendelstein 7-X високочастотними розрядами.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

Abramov, V.A., Pogutse, O.P., Yurchenko, E.I. (1975) “Gas breakdown in a tokamak”. *Sov. J. Plasma Phys. (Engl. Transl.)*, United States, Translated from *Fiz. Plazmy*; vol. 1, No. 4, p. 536.

Appert, K., Berger, D., Gruber, R., Rappaz, J. (1975) “A New finite element approach to the normal mode analysis in magnetohydrodynamics”. *J. Comp. Phys.*, 18, p. 284.

Beletskii, A.A., Berezhnyj, V.L., Burchenko, P.Ya. *et al.*, (2008) “First results of the renewed Uragan-2M torsatron”. *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics* 6 (14), p. 13.

Bernstein, W., Kranz, A.Z. (1959) “Ohmic Heating in the B-1 Stellarator”. *Physics of Fluids* 2, p. 57.

Biberman, L.M., Vorob'ev, V.S., Yakubov, I.T. (1987) “Kinetics of nonequilibrium low temperature plasmas”. Plenum, New York.

Bosch, H.-S., Brakel, R., Braeuer, T. *et al.*, (2017) “Final integration, commissioning and start of the Wendelstein 7-X stellarator operation”. *Nucl. Fusion* 57, 116015.

Brakel, R., Hartmann, D. Grigull, P. W7-AS Team (2001) “ICRF wall conditioning experiments in the W7-AS stellarator”. *Journal of Nuclear Materials*, Vol. 290–293, p. 1160.

Cairns, R.A. (1991) “Radiofrequency heating of plasmas”. Bristol, England; Philadelphia: A. Hilger.

de la Cal, E., Gauthier, E. (2005) “Review of radio frequency conditioning discharges with magnetic fields in superconducting fusion reactors”. *Plasma Phys. and Control. Fusion*, vol. 47, p. 197.

Carter, M.D., Lysojvan, A.I., Moiseenko, V.E. *et al.*, (1990) “Plasma production using radiofrequency fields near or below the ion cyclotron range of frequencies”. *Nucl. Fusion*, 30, p. 723.

Chance, M.S., Greene, J.M., Grimm, R.C. *et al.*, (1977) “Study of the MHD spectrum of an elliptic plasma column”. *Nucl. Fusion* 17, p. 65.

Coor, T., Cunningham, S.P., Ellis, R.A. *et al.*, (1958) “Experiments on the Ohmic Heating and Confinement of Plasma in a Stellarator”. *Physics of Fluids* 1, p. 411.

Crowly, C.W., Silvester, P.P., Hurwitz, H. (1988) “Covariant projection elements for 3D vector field problems”. *IEEE Trans. Magn.*, 24, p. 397.

Dewar, R.L., Grimm, R.C., Johnson, J.L. *et al.*, (1974) “Long-wavelength kink instabilities in low-pressure, uniform axial current, cylindrical plasmas with elliptic cross sections”. *The Physics of Fluids* 17, p. 930.

Dikij, A.G., Kalinichenko, S.S., Kalmykov, A.A. *et al.*, (1976) “RF plasma heating in the Uragan stellarator. I. Wave launching and plasma heating”. *Plasma Phys.*, 18, p. 577.

Dolgoplov, V.V., Stepanov, K.N. (1965) “Cerenkov absorption of Alfvén waves and of fast magneto-acoustic waves in an inhomogeneous plasma”. *Nucl. Fusion*, 5, p. 276.

Douai, D., Lyssoivan, A., Philipps, V. *et al.*, (2011) “Recent results on Ion Cyclotron Wall Conditioning in mid and large size tokamaks”. *Journal of Nuclear Materials*, vol. 415, p. S1021.

Dunn, G.H., Zyl, B.V. and Zaref, R.N. (1965) “Dissociation of H_2^+ by Electron Impact”. *Physical Review Letters*, vol. 15, No. 15, p. 610.

Fuentes, C., Liniers, M., Wolfers, G. *et al.*, (2005) “Neutral beam injection optimization at TJ-II”. *Fusion Engineering and Design*, vol. 74, p. 249.

Golant, V E, Fedorov, V I. (1989) “RF plasma heating in toroidal fusion devices”. United States: N. p.

Gruber, R., Troyon, F., Berger, D. *et al.*, (1981) “ERATO stability code”. *Comput. Phys. Commun.*, 21, p. 323.

Gruber, R. and Rappaz, J. (1985) “Finite element methods in linear ideal magnetohydrodynamics”. Springer-Verlag, Berlin, 1985.

Handbook of Plasma Physics (1983). Vol.1. *Basic Plasma Physics*, Ed. By Galeev, A.A. and Sudan, R.N. Holland Publ. Company.

Huba, J.D. (2004) NRL Plasma Formulary. Naval Research Laboratory Washington, DC 20375.

Izmodenov, V.V., Malama, Yu.G., Kalinin, A.P. *et al.*, (2000) “Hot neutral H in the heliosphere: elastic H-H, H-p collisions”. *Astrophys. Space Sci.*, 274, p. 71.

Janev, R.K., Langer, W.D., Evans, K.J. (1987) “Elementary processes in hydrogen-helium plasmas: cross sections and reaction rate coefficients”. Springer-Verlag, p. 315.

Janev, R.K., Reiter, D., Samm, U. (2003) “Collision Processes in Low-Temperature Hydrogen Plasmas”. Progress Report, 190 p., ISSN 0944-2952, Worldcat; Available from TIB Hannover: RA 831(4105).

Kamio, S., Moiseenko, V.E., Kovtun, Yu.V. *et al.*, (2021) “First Experiments on Plasma Production Using Field-Aligned ICRF Fast Wave Antennas in the Large Helical Device”. *Nucl. Fusion* 61, p. 114004.

Kaneko, O., Takeiri, Y., Tsumori, K. *et al.*, (1999) “Plasma startup by neutral beam injection in the Large Helical Device”. *Nucl. Fusion* 39, p. 1087.

Kasilov, S.V., Lysojvan, A.I., Moiseenko, V.E., Plyusnin, V.V. (1993) “Performance of Three-Half-Turn and Frame Antennas for ICRF Plasma Heating in URAGAN-3M Torsatron”. 9th IAEA Workshop on Stellarators and Other Helical Confinement Systems, Garching, IAEA, Vienna 1993, p.447.

Koch, R. (2004) “The Ion Cyclotron, Lower Hybrid, and Alfvén Wave Heating Methods”. *Fusion Science and Technology*, No. 2T, 45, p. 203.

Kovrizhnykh, L.M., Spigel, I.S. (1987) “Electron cyclotron heating of currentless plasmas in stellarators”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 29, No. 10A.

Kovtun, Yu.V., Moiseenko, V.E., Lozin, A.V. *et al.*, (2022) “ICRF Plasma Production with the W7-X Like Antenna in the Uragan-2M Stellarator”. *Plasma and Fusion Research*, vol. 17, p. 2402034.

Kulyk, Yu.S., Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lyssoivan, A.I. (2014) “Numerical Modelling of Plasma Production with Radio-Frequency Heating Using Four-Strap π -Phased Antenna”. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **6** (94), p. 30.

Kulyk, Yu.S., Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lyssoivan, A.I. (2015) “Radio-Frequency Wall Conditioning for Steady-State Stellarators”. In Eighth IAEA Technical Meeting on Steady State Operation of Magnetic Fusion Devices, Nara, Japan, 26-29 May 2015.

Kulyk, Yu.S., Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lyssoivan, A.I. (2016) “Radio-Frequency Wall Conditioning for Steady-State Stellarators”. In International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop Nano- and micro-sized structures in plasmas. Kharkiv, Ukraine, September 12-15, 2016. Book of Abstracts, p. 55.

Kulyk, Yu.S., Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lyssoivan, A.I. (2016a) “Radio-Frequency Wall Conditioning for Steady-State Stellarators”. *Problems of Atomic Science and Technology, Series Plasma Physics* (20), No. 6 (106), p. 56.

Kulyk, Yu.S., Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lyssoivan, A.I. (2018) “A Numerical Model of Radio-Frequency Wall Conditioning for Steady-State Stellarators”. In *International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion*. Kharkiv, Ukraine, September 10-13, 2018. Book of Abstracts, p. 33.

Kulyk, Yu.S., Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lyssoivan, A.I. (2018a) “A Numerical Model of Radio-Frequency Wall Conditioning for Steady-State Stellarators”. *Problems of Atomic Science and Technology, Series Plasma Physics*, No. 6 (118), p. 46.

Kulyk, Yu.S., Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2021) “Modelling of Radio-Frequency Wall Conditioning in Short Pulses in a Stellarator”. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **1** (131), p. 9.

Lloyd, B., Carolan, P.G., Warrick, C.D. (1996) “ECRH-assisted start-up in ITER”. *Plasma Phys. Control Fusion*, 38, vol. 38, p. 1627.

Lysojvan, A.I., Moiseenko, V.E., Schvets, O.M., Stepanov, K.N. (1992) “Analysis of ICRF ($\omega \leq \omega_{ci}$) Plasma Production in Large Scale Tokamaks”. *Nucl. Fusion*, 32, p. 1361.

Lysoivan, A.I., Moiseenko, V.E., Plyusnin, V.V. *et al.*, (1995) “A study of three-half-turn and frame antennae for ion cyclotron range of frequency plasma heating in the URAGAN-3M torsatron”. *Fusion Engineering and Design*, 26, p. 185.

Lysoivan, A., Koch, R., Douai, D. *et al.*, (2011) “ICRF physics aspects of wall conditioning with conventional antennas in large-size tokamaks”. *Journal of Nuclear Materials*, 415. p. s1029.

Mirnov, V.V.; Ryutov, D.D. (1988) “Gasodynamic trap”. AN SSSR, Novosibirsk (USSR). Inst. Yadernoj Fiziki.

Moiseenko, V.E. (1980) “Breakdown of a Neutral Gas by Means of Ions”. *Fiz. Plazmy* 6, p. 1174 (in Russian): *Soviet Journal of Plasma Physics* 6, p. 646.

Moiseenko, V.E. (1986) “Ion velocity distribution in a partially ionized plasma subjected to an RF field”. *Soviet Journal of plasma Physics*, vol. 12, p. 427.

Moiseenko, V.E. (1986a) “Local Alfvén resonance in axisymmetric toroidal systems”. *Fiz. Plazmy*, 12, p. 1376 (in Russian): *Soviet Journal of plasma Physics*, vol. 12, p. 798.

Moiseenko, V.E., Pilipenko, V.V., Zukakishvili, G.G., Boroznets, A.M. (1993) “Fast wave minority heating in an open trap”. *Nuclear Fusion*, 33, No. 4, p. 565.

Moiseenko, V.E., Kasilov, S.V., Lysojvan, A.I., Plyusnin, V.V. (1994) “A Study of Antenna Coupling During ICRF Plasma Build-up”. 21st EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Montpellier, France. 1994, vol. 18B, part I, p.980.

Moiseenko, V.E., Lysoivan, A.I., Kasilov, S.V., Plyusnin, V.V. (1995) “Dynamics of RF Production of Stellarator Plasmas in the Ion Cyclotron Range of Frequency”. *Fusion Engineering and Design*, 26, p. 203.

Moiseenko, V.E., Lysoivan, A.I., Plyusnin, V.V. *et al.*, (1996) “RF plasma production and heating in LHD with crankshaft antenna” in Proc. Int.Conf. on Plasma Physics (ICPP 1996), Nagoya, Japan, 1996, Ed. H.Sugai and T.Hayashi, NIFS, vol.2, p.1346.

Moiseenko, V.E., Plyusnin, V.V., Lysoivan, A.I. *et al.*, (1996a) “Plasma production below the ion cyclotron frequency with crankshaft type antenna” 23rd EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Kyiv, Ukraine, 1996, ECA 20C, part II, p. 926.

Moiseenko, V.E. (1999) “Radio-frequency plasma production and heating below ion cyclotron frequency in stellarator”. *Problems of Atomic Science and Technology, Series Plasma Physics*, No. 1, p. 17.

Moiseenko, V.E. (2001) “A fast wave antenna for ICRF plasma heating”. *Fusion Technology*, 39, No 1T, p. 65.

Moiseenko, V.E. (2002) “Numerically Stable Modeling of Radio Frequency Fields in Plasma”. *Problems of Atomic Science and Technology. Series Plasma Physics*, No. 4, p. 100.

Moiseenko, V.E. (2003) “Modelling of Maxwell’s Equations Using Uniform Finite Elements”. *Problems of Atomic Science and Technology. Series Plasma Physics*, No. 1, p. 82.

Moiseenko, V.E., Stadnik, Yu.S., Volkov, E.D., Shvets, O.M. (2006) “Numerical Modelling of RF Plasma Production in Uragan-2M Stellarator with Crankshaft Antenna”. In *11-th International Conference and School on Plasma*

Physics and Controlled Fusion & 2-nd Alushta International Workshop on the Role of Electric Fields in Plasma Confinement in Stellarators and Tokamaks. Alushta (Crimea), Ukraine, September 11-16, 2006. Book of Abstracts, p. 57.

Moiseenko, V.E., Stadnik, Yu.S., Volkov, E.D., Shvets, O.M. (2006a) “Numerical Modelling of RF Plasma Production in Uragan-2M Stellarator with Crankshaft Antenna”. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* No. 6 (12), p. 62.

Moiseenko, V.E., Stadnik, Yu.S., Schvets, O.M. *et al.*, (2007) “RF Plasma Production in Uragan-2M Torsatron”. 17th Topical Conference on Radio-Frequency Power in Plasma, Clearwater, Florida, USA, May 7-9 2007, paper b41.

Moiseenko, V.E., Stadnik, Yu.S., Stepanov, K.N. *et al.*, (2007a) “RF Plasma Production in Uragan-2M Torsatron”. *AIP Conference Proceedings*, vol. 933, p. 115.

Moiseenko, V.E., Volkov, Ye.D., Tereshin, V.I., Stadnik, Yu.S. (2009) “Alfven Resonance Heating in Uragan-2M Torsatron”. *Plasma Physics Reports*, vol. 35, No. 10, p. 828.

Moiseenko, V.E., Stadnik, Yu.S., Lysoivan, A.I., Dreval, M.D. (2010) “Self-Consistent Model of the RF Plasma Production in Stellarator”. In *International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion and 4-th Alushta International Workshop on the Role of Electric Fields in Plasma Confinement in Stellarators and Tokamaks.* Alushta (Crimea), Ukraine, September 13-18, 2010. Book of Abstracts, p. 52.

Moiseenko, V.E., Stadnik, Yu.S., Lysoivan, A.I., Dreval, M.B. (2010a) “Self-consistent Model of the RF Plasma Production in Stellarator”. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **6** (16), p. 21.

Moiseenko, V.E., Berezhnyj, V.L., Bondarenko, V.N. *et al.*, (2011) “RF Plasma Production and Heating Below Ion-Cyclotron Frequencies in Uragan Torsatrons”. *Nuclear Fusion* **51** (8), 083036.

Moiseenko, V.E., Stadnik, Yu.S., Lyssoivan, A.I. (2012) “Self-Consistent Modelling of Plasma Density Increase with Radio-Frequency Heating”. In *International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop Nano- and micro-sized structures in plasmas*. Alushta (Crimea), Ukraine, September 17-22, 2012. Book of Abstracts, p. 61.

Moiseenko, V.E., Stadnik, Yu.S., Lyssoivan, A.I. (2012a) “Self-Consistent Modelling of Plasma Density Increase with Radio-Frequency Heating”. *Problems of Atomic Science and Technology. Series Plasma Physics* (18), No. 6, p. 46.

Moiseenko, V.E., Stadnik, Yu.S., Lyssoivan, A.I., Korovin, V.B. (2013) “Self-consistent modeling of radio-frequency plasma generation in stellarators”. *Plasma Physics Reports*, vol. 39, No. 11, p. 873.

Moiseenko, V.E., Lozin, A.V., Chechkin, V.V. *et al.*, (2014) “VHF discharges for wall conditioning at the Uragan-2M torsatron”. *Nuclear Fusion*, 54, 033009.

Moiseenko, V.E., Kulyk, Yu.S., Wauters, T., Lyssoivan, A.I. (2014a) “Numerical Modelling of Plasma Production with Radio-Frequency Heating Using Four-Strap π -Phased Antenna”. In *International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop Nano- and micro-sized structures in plasmas*. Kharkiv, Ukraine, September 15-18, 2014. Book of Abstracts, p. 50.

Moiseenko, V.E., Kulyk, Yu.S., Wauters, T., Lyssoivan, A.I. (2014b) “Optimization of Self-Consistent Code for Modelling of RF Plasma Production”. In *International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop Nano- and micro-sized structures in plasmas*. Kharkiv, Ukraine, September 15-18, 2014. Book of Abstracts, p. 51.

Moiseenko, V.E., Kulyk, Yu.S., Wauters, T., Lyssoivan, A.I. (2015) “Optimization of Self-Consistent Code for Modelling of RF Plasma

Production”. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **1** (21), pp. 56-58.

Moiseenko, V.E., Beletskii, A.A., Shapoval, A.M. *et al.*, (2019) “A scenario of pulsed ECRH wall conditioning in hydrogen for the Wendelstein 7-X helias”. *Problems of Atomic Science and Technology, Series Plasma Physics*, No 1 (25), p. 37.

Moiseenko, V.E., Kovtun, Yu.V., Wauters, T. *et al.*, (2020) “First Experiments on ICRF Discharge Generation by a W7-X-like Antenna in the Uragan-2M Stellarator”. *Journal of Plasma Physics*, vol. 86, Issue 5, article id.905860517.

Moiseenko, V.E., Kovtun, Yu.V., Lozin, A.V. *et al.*, (2022) “Plasma Production in ICRF in the Uragan-2M Stellarator in Hydrogen–Helium Gas Mixture”. *Journal of Fusion Energy*, vol. 41(2): 15.

Mori, A., Mori, J., Ohya, K. (1987) “Investigation of the H_0-H^+ elastic collision cross section”. *J. Phys B: At. Mol. Phys.*, 20, p. 1215.

Nishimura, K., Shoji, T., CHS Group (1990) “Experiment on RF plasma production in CHS”. International Atomic Energy Agency, Vienna (Austria), 635 p., p. 265.

Nührenberg, J., Lotz, W., Merkel, P. *et al.*, (1995) “Overview of Wendelstein 7-X Theory”. *Trans. Fusion Technology*, 27, p. 71.

Ortega, J.M., Poole, Jr. W.G. (1981) “An introduction to numerical methods for differential equations”. Pitman Publishing Inc.

Ott, W., Speth, E. and the W7-AS Team (2002) “Plasma build-up in stellarators by neutral beams alone”. *Nucl. Fusion*, 42, p. 796.

Ovchinnikov, S.S., Kalinichenko, S.S., Shvets, O.M., Tolok, V.T. (1972) “High-frequency Plasma Heating in a Closed Magnetic Trap”. *JETP*, vol. 34, No 6, p. 1246.

Papoular, R. (1976) “The Genesis of Toroidal Discharges” *Nucl. Fusion*, 16, p. 37.

Pavlichenko, O.S. for the U-2M group (1993) "First results from the URAGAN-2M torsatron". *Plasma Phys. Control. Fusion*, 35, p. B223.

Paulsen, K.D., Lynch, D.R. (1991) "Elimination of vector parasites in finite element Maxwell solutions". *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-39, p. 395.

Peterson, A.F. (1989) "Finite element solution of the vector wave equation using divergentless basis function". in *Proc. 1989 IEEE Ap-S Int. Symp. III*, p. 1624.

Phelps, A.V. (1990) "Cross Sections and Swarm Coefficients for H^+ , H^{2+} , H^{3+} , H , H_2 and H^- in H_2 for Energies from 0.1 eV to 10 keV". *J. Phys. Chem. Ref.*, vol. 19, No. 3, p. 653.

Raviart, P.A., Thomas, J.M. (1977) "Primal hybrid finite element method for 2nd order elliptic equations". *Math. Comp.*, 31, p. 391.

Reiter, D. (2002) "The Data File HYDHEL: Atomic and Molecular Data for EIRENE". Forschungszentrum Juelich GmbH.

Rothman, M.A., Sinclair R.M., Brown I.G., Hosea J.C. (1969) "Ion Cyclotron Heating in the Model C Stellarator". *Physics of Fluids* 12, p. 2211.

Shvets, O.M., Dikij, A.G., Dikij, I.A. *et al.*, (1984) "RF production and heating of plasma in URAGAN-3 torsatron". *Conference: 4th International Symposium on Heating in Toroidal Plasmas, Roma, 1984*, vol. 1, p. 513.

Shvets, O.M., Dikij, L.A., Kalinichenko, S.S. *et al.*, (1986) "Absorption of Alfvén waves and plasma production in the OMEGA and URAGAN-3 toroidal devices". *Nuclear Fusion*, 26, p.23.

Smirnov, B. M. (1974) "Ions and excited atoms in a plasma". Atomizdat, Moscow. In Russian.

Smirnov, B.M. (1977) "Introduction to Plasma Physics". Published by Mir Publishers, Moscow.

Spigel, I.S. (1976) "Ohmic plasma heating in stellarators". In: *Symposium on Plasma Heating in Toroidal Devices, 3rd, Varenna, Italy, September 6-17, 1976*,

Lectures and Contributed Papers. (A77-41656 19-75) Bologna, Editrice Compositori, p. 34.

Stadnik, Yu.S., Moiseenko, V.E., Stepanov, K.N. *et al.*, (2007) “Theoretical Analysis of RF Plasma Production in Uragan-2M Torsatron”. In International school for young scientists on nuclear physics and energy. Alushta (Crimea), Ukraine, June 2007. Book of Abstracts.

Stadnik, Yu.S., Moiseenko, V.E., Stepanov, K.N. *et al.*, (2007a) “Theoretical Analysis of RF Plasma Production in Uragan-2M Torsatron”. 34th EPS Conference on Plasma Phys. Warsaw, Poland, 2-6 July 2007, ECA, vol.31F, p-4.157.

Stix, T.H., Palladino, R.W. (1958) “Ion Cyclotron Resonance”. Proceedings of the 2nd UN International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy (Geneva), No 31, p. 282. http://www-naweb.iaea.org/napc/physics/2ndgenconf/data/Proceedings%201958/papers%20Vol31/Paper39_Vol31.pdf.

Stix, T.H. (1961) “Ion cyclotron heating of a plasma”. *J. Nucl. Energy, Part C Plasma Phys.*, vol. 2, No. 1, p. 84

Swanson, D.G. (1985) “Radio frequency heating in the ion-cyclotron range of frequencies”. *Physics of Fluids* 28, 2645–2677.

Tataronis, J., Grossman, W. (1973) “Decay of MHD waves by phase mixing”. *Z. Phys.* 261, p. 203.

Tereshin, V.I., Burchenko, P.Ya., Gubarev, S.P. *et al.*, (2008) “First results of the renewed Uragan-2M torsatron”. 35th EPS Conference on Plasma Phys. Hersonissos, 9-13 June 2008, ECA, vol. 32, p-1.061.

Torii, Y., Kumazawa, R., Seki, T. *et al.*, (2002) “Plasma Production Experiments Using a Folded Waveguide Antenna on LHD”. *Nucl. Fusion*, 42, p. 679.

Tribaldos, V., Jiménez, J.A., Guasp, J., van Milligen, B.Ph. (1998) “Electron cyclotron heating and current drive in the TJ-II stellarator”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 40, No. 12.

Turkin, Y., Beidler, C.D., Maaßberg, H. *et al.*, (2011) “Neoclassical transport simulations for stellarators”. *Physics of Plasmas*, vol. 18, p. 022505.

Uo, K., Sato, M., Muton, T. *et al.*, (1982) “ECRH in stellarators and heliotrons”. Heating in toroidal plasmas III, Proc. of 3-rd Joint Varenna-Grenoble Int. Symp., Centre d'Etudes Nucleaires de Grenoble, France, 22-26 March 1982, vol. 3, p. 1091.

Vaclavik, J., Appert, K. (1991) “Theory of plasma heating by low frequency waves: Magnetic pumping and Alfvén resonance heating”. *Nucl. Fusion* 31, 1945.

Wanner, M., Feist, J.-H., Renner, H., *et al.*, (2001) W7-X Team. “Design and construction of WENDELSTEIN 7-X”. *Fusion Engineering and Design*, vol. 56–57, p. 155.

Watari, T. (1998) “RF heating in stellarators”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 40, No. 8A, A13.

Watari, T., Mutoh, R., Kumazawa, *et al.*, (2001) “The performance of ICRF heated plasmas in LHD”. *Nucl. Fusion* 41, No 3, p. 325.

Wauters, T., Lysoivan, A., Douai, D. *et al.*, (2011) “0D model of magnetized hydrogen–helium wall conditioning plasmas”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 53, No. 12, p. 125003.

Wauters, T., Buermans, J., Haelterman, R. *et al.*, (2020) “RF plasma simulations using the TOMATOR 1D code: a case study for TCV helium ECRH plasmas”. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 62, No. 10, p. 105010.

Winter, J. (1996) “Wall conditioning in fusion devices and its influence on plasma performance”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 38, p. 1503.

Wolf, R.C., the Wendelstein 7-X Team (2008) “A stellarator reactor based on the optimization criteria of Wendelstein 7-X”. *Fusion Eng. Design*, 83(7-9), p. 990.

Wolf, R.C., Bozhenkov, S., Dinklage, A. *et al.*, (2018) “Electron-cyclotron-resonance heating in Wendelstein 7-X: A versatile heating and current-drive method and a tool for in-depth physics studies”. *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 61, No. 1.

Yee, K. S. (1966) “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media”. *IEEE Trans. Antenna Propagation*, AP-14, p. 302.

Eremenko, S. (1991) “Finite Element Methods in Solid Mechanics” (in Russian). Publisher: Osnova, Kharkov.

Yoon, J.-S., Song, M.-Y., Han, J.-M. *et al.*, (2008) “Cross Sections for Electron Collisions with Hydrogen Molecules”. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 37, p. 913.

ДОДАТОК. 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 міжнародних наукометричних баз:

1. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Lysoivan, A.I. (2012) Self-Consistent Modelling of Plasma Density Increase with Radio-Frequency Heating. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **6** (82), pp. 46-48. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).
2. **Kulyk, Yu.S.**, Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2014) Numerical Modelling of Plasma Production with Radio-Frequency Heating Using Four-Strap π -Phased Antenna. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **6** (94), pp. 30-33. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).
3. Moiseenko, V.E., **Kulyk, Yu.S.**, Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2015) Optimization of Self-Consistent Code for Modelling of RF Plasma Production. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **1** (21), pp. 56-58. (Особистий внесок здобувачки: участь у роботі з оптимізації високочастотного модуля для числового коду, участь в тестуванні, аналізі отриманих результатів, написання статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).

4. **Kulyk, Yu.S.**, Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2021) Modelling of Radio-Frequency Wall Conditioning in Short Pulses in a Stellarator. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **1** (131), pp. 9-14. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).

Наукові праці у зарубіжних наукових спеціалізованих виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз:

5. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Stepanov, K.N., Shvets, O.M., Volkov, E.D., Tereshin, V.I (2007) RF Plasma Production in Uragan-2M Torsatron. *AIP Conference Proceedings* **933**, pp. 115-118. American Institute of Physics. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).
6. Moiseenko, V.E., Berezhnyj, V.L., Bondarenko, V.N., Burchenko, P.Ya., Castejón, F., Chechkin, V.V., Chernyshenko, V.Ya., Dreval, M.B., Garkusha, I.E., Glazunov, G.P., Grigor`eva, L.I., Hartmann, D., Hidalgo, C., Koch, R., Konovalov, V.G., Kotsubanov, V.D., Kramskoi, Ye.D., Kulaga, A.E., Lozin, A.V., Lysoivan, A.I., Mironov, V.K., Mysiura, I.N., Pavlichenko, R.O., Pashnev, V.K., Romanov, V.S., Shapoval, A.N., Skibenko, A.I., Slavnyi, A.S., Sorokovoy, E.L., **Stadnik, Yu.S.**, Taran, V.S., Tereshin, V.I. and Voitsenya, V.S. (2011) RF Plasma Production and Heating Below Ion-Cyclotron Frequencies in Uragan Torsatrons. *Nuclear*

Fusion **51** (8), 083036. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті. Необхідно зазначити, що в цій дисертації використано лише розділ 3 роботи). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).

7. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Lyssoivan, A.I., Korovin, V.B. (2013) Self-Consistent Modeling of Radio-Frequency Plasma Generation in Stellarators. *Plasma Physics Reports* **39** (11), pp. 873–881. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).

Наукові праці в виданнях України, що входять до міжнародних наукометричних баз:

8. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Volkov, E.D., Svets, O.M. (2006) Numerical Modelling of RF Plasma Production in Uragan-2M Stellarator with Crankshaft Antenna. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **6** (12), pp. 62-64. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Входить до міжнародної наукометричної бази Web of Science).

9. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Lysoivan, A.I., Dreval, M.B. (2010) Self-consistent Model of the RF Plasma Production in Stellarator. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **6** (16), pp. 21-23. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).
10. **Kulyk, Yu.S.**, Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2016) Radio-Frequency Wall Conditioning for Steady-State Stellarators. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **6** (106), pp. 56-59. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).
11. **Kulyk, Yu.S.**, Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2018) A Numerical Model of Radio-Frequency Wall Conditioning for Steady-State Stellarators. *Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics* **6** (118), pp. 46-49. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, написання статті). (Входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).

Наукові праці апробаційного характеру (тези доповідей на наукових конференціях) за темою дисертації:

12. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Volkov, E.D., Shvets, O.M. (2006) Numerical Modelling of RF Plasma Production in Uragan-2M Stellarator with Crankshaft Antenna. In *11-th International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion and 2-nd Alushta International Workshop on the Role of Electric Fields in Plasma Confinement in Stellarators and Tokamaks*. Alushta (Crimea), Ukraine, 11-16 September 2006. Book of Abstracts, p. 57. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).
13. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Stepanov, K.N., Shvets, O.M., Volkov, E.D., Tereshin, V.I. (2007) RF Plasma Production in Uragan-2M Torsatron. In *17th Topical Conference on Radio-Frequency Power in Plasma*, Clearwater, Florida, USA, 7-9 May 2007, paper b41. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді). (Входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science).
14. **Stadnik, Yu.S.**, Moiseenko, V.E., Stepanov, K.N., Shvets, O.M., Volkov, E.D., Tereshin, V.I. (2007) Theoretical Analysis of RF Plasma Production in Uragan-2M Torsatron. In *34th EPS Conference on Plasma Phys.* Warsaw, Poland, 2-6 July 2007. ECA Vol.31F, P-4.157. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка

- результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді). (Входить до міжнародної наукометричної бази Scopus).
15. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Lyssoivan, A.I., Dreval, M.D. (2010) Self-Consistent Model of the RF Plasma Production in Stellarator. In *International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion and 4-th Alushta International Workshop on the Role of Electric Fields in Plasma Confinement in Stellarators and Tokamaks*. Alushta (Crimea), Ukraine, 13-18 September 2010. Book of Abstracts, p. 52. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).
 16. Moiseenko, V.E., **Stadnik, Yu.S.**, Lyssoivan, A.I. (2012) Self-Consistent Modelling of Plasma Density Increase with Radio-Frequency Heating. In *International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop Nano- and micro-sized structures in plasmas*. Alushta (Crimea), Ukraine, 17-22 September 2012. Book of Abstracts, p. 61. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).
 17. Моїсеєнко, В.Є., **Кулик, Ю.С.**, Лисойван, А.І. (2013) Самоузгоджене моделювання накопичення плазми за допомогою високочастотного нагріву. In *Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу 2013*. Київ, 24-25 вересня 2013. Тези доповідей, с. 20. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці

числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).

18. Moiseenko, V.E., **Kulyk, Yu.S.**, Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2014) Numerical Modelling of Plasma Production with Radio-Frequency Heating Using Four-Strap π -Phased Antenna. In *International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop Nano- and micro-sized structures in plasmas*. Kharkiv, Ukraine, 15-18 September 2014. Book of Abstracts, p. 50. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).
19. Moiseenko, V.E., **Kulyk, Yu.S.**, Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2014) Optimization of Self-Consistent Code for Modelling of RF Plasma Production. In *International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop Nano- and micro-sized structures in plasmas*. Kharkiv, Ukraine, 15-18 September 2014. Book of Abstracts, p. 51. (Особистий внесок здобувачки: участь у роботі з оптимізації високочастотного модуля для числового коду, тестуванні комп'ютерного коду, участь в обробці та аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).
20. **Kulyk, Yu.S.**, Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2015) Radio-Frequency Wall Conditioning for Steady-State Stellarators. In *Eighth IAEA Technical Meeting on "Steady State Operation of Magnetic Fusion Devices*. Nara, Japan, 24-30 May 2015. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду,

виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).

21. **Kulyk, Yu.S.**, Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2016) Radio-Frequency Wall Conditioning for Steady-State Stellarators. In *International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion*. Kharkiv, Ukraine, 12-15 September 2016. Book of Abstracts, p. 55. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).
22. **Kulyk, Yu.S.**, Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lysoivan, A.I. (2018) A Numerical Model of Radio-Frequency Wall Conditioning for Steady-State Stellarators. In *International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion*. Kharkiv, Ukraine, 10-13 September 2018. Book of Abstracts, p. 33. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці теоретичної моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, підготовка доповіді).
23. **Кулик, Ю.С.**, Моїсеєнко, В.Є., Вотерс, Т., Лисойван, А.І. (2021) Моделювання високочастотного короткоімпульсного розряду в стелараторі. In *Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу 2021*. Київ, 15-16 грудня 2021. Тези доповідей, с. 19, O.We.8 онлайн. (Особистий внесок здобувачки: участь у розробці числової моделі, написанні та тестуванні комп'ютерного коду, виконання числових розрахунків, обробка результатів розрахунків, участь в аналізі результатів розрахунків, підготовка доповіді).