

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ

«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ  
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

Фізико-математичний факультет

Кафедра загальної фізики та моделювання фізичних процесів

«На правах рукопису»

УДК 533.9.07, 621.384.5

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

Дарія Савченко

(підпис)

(ім'я, прізвище)

“ ” 20\_\_ р.

Магістерська дисертація

зі спеціальності 104 – фізика та астрономія

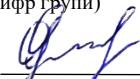
Освітньо – наукова/професійна програма «Комп'ютерне моделювання фізичних процесів»

на тему: «Дослідження аномального тліючого розряду в коаксіальній системі електродів в азимутальному магнітному полі»

Виконала: студентка другого (магістерського) рівня вищої освіти, групи ОФ-21мп  
(шифр групи)

Тоябіна Христина Сергіївна


(ПІБ)

  
(підпис)

Науковий керівник

асистент кафедри загальної фізики та моделювання фізичних процесів, доктор філософії, Майкут Сергій Олексійович


(посада, науковий ступінь, вчене звання, ПІБ)

  
(підпис)

Консультант «Опис експерименту по дослідженню тліючого розряду»  
(назва розділу)

к.т.н., Сидоренко Сергій Борисович


(науковий ступінь, вчене звання, ПІБ)

  
(підпис)

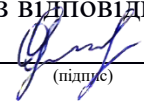
Рецензент доцент кафедри електронних приладів та систем, к.т.н.,

Тугай Сергій Борисович

(посада, науковий ступінь, вчене звання, ПІБ)

  
(підпис)

Засвідчую, що у цій магістерській дисертації немає запозичень з праць інших авторів без відповідних посилань.

Студент   
(підпис)

Київ – 2024 р.

**Національний технічний університет України  
«Київський політехнічний  
інститут імені Ігоря Сікорського»**

Інститут/факультет фізико-математичний  
(повна назва)

Кафедра загальної фізики та моделювання фізичних процесів  
(повна назва)

Рівень вищої освіти – другий (магістерський) за освітньо-професійною (освітньо-науковою) програмою «Комп'ютерне моделювання фізичних процесів»

Спеціальність 104 – фізика та астрономія

ЗАТВЕРДЖУЮ  
Завідувач кафедри  
Дарія Савченко  
(підпис) (ім'я, прізвище)  
«   »     20    р.

**ЗАВДАННЯ  
на магістерську дисертацію студенту**

Тоябіній Христині Сергіївні  
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема дисертації Дослідження аномального тліючого розряду в коаксіальній системі електродів в азимутальному магнітному полі
- Науковий керівник дисертації Майкут Сергій Олексійович,  
доктор філософії  
(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання),  
затверджені наказом по університету від «13»11. 2023р. № 5250-с
2. Строк подання студентом дисертації 09.01.2024р.
3. Об'єкт дослідження нормальний і аномальний тліючий розряд в коаксіальній системі електродів за наявності азимутального магнітного поля
4. Предмет дослідження (Вихідні дані – для магістерської дисертації за освітньо-професійною програмою) природа виникнення тліючого розряду в коаксіальній циліндричній системі електродів, процес переходу від

нормального до аномального тліючого розряду, розподіл потенціалу, густини електронів і іонів в міжелектродному просторі, вплив азимутального магнітного поля на характеристики розряда

---

5. Перелік завдань, які потрібно розробити

1. Провести аналіз історичних аспектів дослідження газових розрядів. Вивчити процеси, що відбуваються в плазмі газового розряду, зокрема у тліючому розряді. Розглянути класифікацію газових розрядів, умови їх виникнення і сфери застосування в науці і техніці.

2. Визначити основні поняття, пов'язані із тліючим розрядом, та сформулювати ключові теоретичні аспекти цього явища. Проаналізувати теоретичні моделі і концепції, які роз'яснюють властивості аномального тліючого розряду. Розглянути особливості тліючого розряда в коаксіальній системі електродів. Дослідити вплив азимутального магнітного поля на тліючий розряд, враховуючи розглянуті теоретичні моделі.

3. Дослідити сфери застосування тліючого розряду в коаксіальній системі координат і, зокрема, в тонких трубках. Зробити літературний огляд наукових досліджень у галузі тліючого розряду. Провести експеримент по дослідженню характеристик тліючого розряду у коаксіальній системі електродів. Обґрунтувати вибір програмного забезпечення для ефективного моделювання тліючого розряду.

4. Описати використані підходи та методи для моделювання тліючого розряду, включаючи опис математичної і комп'ютерної моделей. Проаналізувати отримані результати моделювання. Представити та проаналізувати результати експерименту. Провести верифікацію модельних даних.

---

6. Перелік графічного (ілюстративного) матеріалу Таблиця з початковими даними для проведення моделювання, скріншоти профілів розподілу потенціалу, одномірні графіки розподілу потенціалу і графіки розподілу густини заряджених частинок вздовж радіуса системи, графіки розподілу електронного струму вздовж катода, профіль розподілу і одномірний графік магнітного поля вздовж радіуса системи

---

7. Орієнтовний перелік публікацій

1. Тези «Моделювання тліючого розряду в коаксіальній системі електродів за наявності магнітного поля» у збірнику матеріалів VI Міжнародної науково-практичної конференції «Роль інновацій в трансформації образу сучасної науки».

2. Тези «Дослідження впливу азимутального магнітного поля на тліючий розряд в коаксіальній системі електродів» у збірнику матеріалів III

Міжнародної науково-практичної конференції «Collective Thinking: Unifying Scientific Approaches in Multifaceted Research».

3. Тези «Проходження науково-педагогічної практики в лабораторії комп'ютерного моделювання фізичних процесів» у збірнику матеріалів XXI міжнародної молодіжної науково-практичної конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти»

8. Консультанти розділів дисертації\*

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв
«Опис експерименту по дослідженню тліючого розряду»	Сидоренко С. Б., Старший викладач кафедри електронних приладів та систем	09.10.2023р.	19.11.2023р.


9. Дата видачі завдання 01.09.2023р.

**Календарний план**

№ з/п	Назва етапів виконання магістерської дисертації	Строк виконання етапів магістерської дисертації	Примітка
1	Проходження інструктажу з техніки безпеки та охорони праці	01.11.2023	Виконано
2	Ознайомлення з місцем роботи	01.11.2023	Виконано
3	Вивчення літературних джерел, складання огляду літератури	02.07.2023- 02.08.2023	Виконано
4	Пошук і добір фактичних матеріалів, їх групування	03.08.2023- 03.10.2023	Виконано
5	Наукові дослідження за темою магістерської дисертації (МД)	04.09.2023- 04.11.2023	Виконано
6	Аналіз отриманих результатів	05.11.2023- 15.11.2023	Виконано
7	Підготовка розділів МД на основі отриманих даних за темою МД	04.09.2023- 25.11.2023	Виконано
8	Підготовка звіту з МД та оформлення презентацій до захисту	26.11.2023- 16.12.2023	Виконано
9	Надання роботи на перевірку	17.12.2023	Виконано

	керівнику МД		
10	Отримання відгуку від керівника МД	19.12.2023	Виконано
11	Перевірка МД на плагіат	19.12.23	Виконано
12	Формування плану публікацій за темою МД або документів по впровадженню (лист з підприємства або подання проекту впровадження в КПІ ім. Ігоря Сікорського)	20.12.2023	Виконано
13	Подання МД на рецензію	20.12.2023	Виконано
14	Здача МД на нормо-контроль (додержання вимог до оформлення МД)	23.12.2023	Виконано
15	Попередній захист МД	26.12.23	Виконано
16	Виправлення матеріалу МД згідно з зауваженнями комісії на попередньому захисті	27.12.2023- 08.01.2024	Виконано
17	Здача МД (друкований та електронний варіанти), Відгуку та Рецензії на кафедрі ЗФ та МФП	09.01.2024	Виконано
18	Відправка анотації МД на сайт кафедри ЗФ та МФП	09.01.2024	Виконано
19	Остаточний захист МД	16.01.2024	Виконано
20	Відправка матеріалів МД у бібліотеку КПІ ім. Ігоря Сікорського та сайт кафедри ЗФ та МФП	17.01.2024	Виконано
			Виконано

Студент

  
(підпис)

Х. С. Тоябіна

(ініціали, прізвище)

Науковий керівник дисертації

  
(підпис)

С. О. Майкут

(ініціали, прізвище)

## РЕФЕРАТ

**Актуальність теми** Актуальність даної роботи обумовлена важливістю вивчення характеристик аномального тліючого розряду в коаксіальній системі електродів в азимутальному магнітному полі. Дослідження розкриває нові аспекти поведінки плазми в умовах, що визначаються зазначеною геометрією та наявністю магнітного поля. Фундаментальне розуміння цього явища може мати значення для розширення знань у галузі газових розрядів, зокрема, тліючих. Отримані результати можуть знайти практичне застосування в високотехнологічних галузях, зокрема, в оптимізації плазмових технологій для обробки внутрішніх поверхонь вузьких трубок. Моделювання тліючого розряду у коаксіальній системі електродів і при наявності азимутального магнітного поля досі не досліджено у повному обсязі. Фізико-топологічних тривимірних моделей, аналогічних до розробленої в рамках даної роботи, не було представлено раніше. Розширення знань у цьому напрямку сприятиме розвитку нових наукових концепцій та поглибленню наукових досліджень в області газових розрядів і плазми.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами** \_\_\_\_\_

«Технологія комбінованого лазерного та імпульсно-плазмового нанесення зносостійких покриттів для зміцнення стволів вогнепальної зброї» – д/р № 0121U111822, дата реєстрації: 27-06-2021.

**Об'єкт дослідження** нормальний і аномальний тліючий розряд в коаксіальній системі електродів за наявності азимутального магнітного поля.

**Предмет дослідження** природа виникнення тліючого розряду в коаксіальній циліндричній системі електродів, процес переходу від нормального до аномального тліючого розряду, розподіл потенціалу, густини електронів і іонів в міжелектродному просторі, вплив азимутального магнітного поля на характеристики розряду.

**Мета роботи** Мета даної роботи полягає у всебічному вивченні поведінки і характеристик тліючого розряду в коаксіальній системі електродів за наявності азимутального магнітного поля. Конкретні цілі дослідження включають встановлення умов виникнення тліючого розряду та переходу від нормального до аномального режиму горіння, вивчення впливу магнітного поля на поведінку тліючого розряду в зазначених умовах, розробку математичної моделі для пояснення фізичних процесів, що відбуваються в системі, і експериментальне підтвердження та верифікацію отриманих результатів. Основною метою є розширення знань про тліючі розряди в тонких трубках, зокрема, в контексті нестачі даних у літературі щодо аномальних тліючих розрядів в умовах наявності азимутального магнітного поля.

**Методи дослідження** методи математичної фізики, математичне моделювання і чисельний розрахунок для дослідження тліючого розряду у тримірній моделі коаксіальної системи електродів.

## **Задачі дослідження**

1. Провести аналіз історичних аспектів дослідження газових розрядів. Вивчити процеси, що відбуваються в плазмі газового розряду, зокрема у тліючому розряді. Розглянути класифікацію газових розрядів, умови їх виникнення і сфери застосування в науці і техніці.
2. Визначити основні поняття, пов'язані із тліючим розрядом, та сформулювати ключові теоретичні аспекти цього явища. Проаналізувати теоретичні моделі і концепції, які роз'яснюють властивості аномального тліючого розряду. Розглянути особливості тліючого розряду в коаксіальній системі електродів. Дослідити вплив азимутального магнітного поля на тліючий розряд, враховуючи розглянуті теоретичні моделі.
3. Дослідити сфери застосування тліючого розряду в коаксіальній системі координат і, зокрема, в тонких трубках. Зробити літературний огляд наукових досліджень у галузі тліючого розряду. Провести експеримент по дослідженню характеристик тліючого розряду у коаксіальній системі електродів. Обґрунтувати вибір програмного забезпечення для ефективного моделювання тліючого розряду.
4. Описати використані підходи та методи для моделювання тліючого розряду, включаючи опис математичної і комп'ютерної моделей. Проаналізувати отримані результати моделювання. Представити та проаналізувати результати експерименту. Провести верифікацію модельних даних.

**Наукова новизна одержаних результатів** Наукова новизна даного дослідження полягає у вивченні аномального тліючого розряду в коаксіальній системі електродів в азимутальному магнітному полі, що досі є мало вивченим явищем. Результати роботи розкривають особливості впливу азимутального магнітного поля на розрядні процеси, поведінку розряду та властивості плазми. Також дослідження включає експериментальний підхід для перевірки та верифікації модельних даних.

**Практичне значення одержаних результатів** Розуміння закономірностей поведінки аномального тліючого розряду в коаксіальній системі електродів в азимутальному магнітному полі дозволить розробити більш ефективні методи та технології плазмової обробки матеріалів. Можливі практичні застосування включають в себе покращення процесів плазмового оброблення матеріалів, таких як нанесення покриттів, модифікація поверхні та інші процеси, які використовують плазму для поліпшення властивостей матеріалів. Розуміння впливу азимутального магнітного поля на розряд дозволить оптимізувати ці технології, збільшивши точність керування параметрами плазми розряду. Також, враховуючи важливість плазмових технологій у великій кількості промислових галузей, отримані результати можуть стати основою для подальших досліджень та розробок нових методів, спрямованих на вдосконалення сучасних та створення нових плазмових технологій з розширеним функціоналом та підвищеною продуктивністю.

## **Апробація результатів дисертації**

1. Участь в VI Міжнародній науково-практичній конференції «Роль інновацій в трансформації образу сучасної науки» з публікацією тез «Моделювання тліючого розряду в коаксіальній системі електродів за наявності магнітного поля» у збірнику матеріалів конференції

2. Участь в III Міжнародній науково-практичній конференції «Collective Thinking: Unifying Scientific Approaches in Multifaceted Research» з публікацією тез «Дослідження впливу азимутального магнітного поля на тліючий розряд в коаксіальній системі електродів» у збірнику матеріалів конференції.

3. Участь в XXI міжнародній молодіжній науково-практичній конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти» з публікацією тез «Проходження науково-педагогічної практики в лабораторії комп'ютерного моделювання фізичних процесів» у збірнику матеріалів конференції.

### **Публікації автора магістерської дисертації**

1. Тоябіна Х. С. Моделювання тліючого розряду в коаксіальній системі електродів за наявності магнітного поля. Роль інновацій в трансформації образу сучасної науки : Матеріали VI Міжнар. науково-практ. конф., м. Київ, 23–24 груд. 2022 р. Запоріжжя, 2022. С. 147–151.

2. Майкут С. О., Тоябіна Х. С., Сидоренко С. Б. Дослідження впливу азимутального магнітного поля на тліючий розряд в коаксіальній системі електродів. Collective Thinking: Unifying Scientific Approaches in Multifaceted Research : The collection of abstracts presents the materials of the participants of the International scientific and practical conference, Amsterdam, 29 листоп. – 1 груд. 2023 р. 2023. С. 313–318.

3. Тоябіна Х. С., Гарєєва Ф. М. Проходження науково-педагогічної практики в лабораторії комп'ютерного моделювання фізичних процесів. Історія розвитку науки, техніки та освіти : Зб. пр. XXI Міжнар. молодіж. науково-практ. конф. , присвяч. 125-річчю КПІ ім. Ігоря Сікорського, м. Київ, 13 квіт. 2023 р. / уклад. Л. Пономаренко. Київ, 2023. С. 154–157.

**Ключові слова** плазма аргону, розряд низького тиску, циліндрична система електродів, тривимірні моделі, фізико-топологічне моделювання, комп'ютерне моделювання, COMSOL Multiphysics

**В роботі наведено:** використаної літератури - 96, сторінок: - 202, рисунків - 75, таблиць - 16.



## ABSTRACT

**Actuality of theme** The relevance of this work is driven by the importance of investigating the characteristics of anomalous glow discharge in a coaxial electrode system in the presence of azimuthal magnetic fields. The research reveals new aspects of plasma behavior under conditions defined by the specified geometry and the presence of a magnetic field. A fundamental understanding of this phenomenon can contribute to the expansion of knowledge in the field of gas discharges, particularly in the context of glow discharges. The obtained results may find practical applications in high-tech industries, particularly in optimizing plasma technologies for processing the internal surfaces of narrow tubes. Modeling glow discharge in a coaxial electrode system with the presence of an azimuthal magnetic field has not been fully explored to date. Physico-topological three-dimensional models, similar to the one developed in this work, have not been presented before. Advancements in this direction will contribute to the development of new scientific concepts and deepen scientific research in the field of gas discharges and plasma.

**Relationship of work with scientific programs, plans, themes** \_\_\_\_\_

«Technology of combined laser and pulsed plasma application of wear-resistant coatings for strengthening firearm barrels» – project No. 0121U111822, registration date: 06/27/2021

---

**The object of research** normal and abnormal glow discharge in a coaxial system of electrodes in the presence of an azimuthal magnetic field.

---

**The research subject** the nature of the appearance of a glow discharge in a coaxial cylindrical system of electrodes, the process of transition from a normal to abnormal glow discharge, the distribution of the potential, the density of electrons and ions in the interelectrode space, the effect of the azimuthal magnetic field on the characteristics of the discharge.

---

**Purpose of work** The objective of this work is to comprehensively study the behavior and characteristics of the glow discharge in a coaxial electrode system in the presence of an azimuthal magnetic field. Specific research goals include establishing the conditions for the occurrence of the glow discharge and the transition from normal to abnormal burning mode, investigating the influence of the magnetic field on the behavior of the glow discharge under the specified conditions, developing a mathematical model to explain the physical processes occurring in the system, and experimentally confirming and verifying the obtained results. The primary aim is to expand knowledge about glow discharges in narrow tubes, particularly addressing the lack of data in the literature regarding abnormal glow discharges in the presence of an azimuthal magnetic field.

---

**Research methods** Methods of mathematical physics, mathematical modeling, and numerical calculations will be employed to investigate the glow discharge in a three-dimensional model of the coaxial electrode system.

---

## **Research tasks**

---

1. Conduct an analysis of the historical aspects of gas discharge research. Study the processes occurring in the plasma of a gas discharge, particularly in a glow discharge. Examine the classification of gas discharges, conditions for their occurrence, and their applications in science and technology.
2. Define the key concepts related to a glow discharge and formulate the fundamental theoretical aspects of this phenomenon. Analyze theoretical models and concepts explaining the properties of abnormal glow discharge. Consider the characteristics of a glow discharge in a coaxial electrode system. Investigate the influence of an azimuthal magnetic field on the glow discharge, taking into account the discussed theoretical models.
3. Explore the applications of a glow discharge in a coaxial coordinate system, especially in thin tubes. Conduct a literature review of scientific research in the field of glow discharge. Perform an experiment to investigate the characteristics of a glow discharge in a coaxial electrode system. Justify the choice of software for effective modeling of a glow discharge.
4. Describe the approaches and methods used for modeling a glow discharge, including the description of mathematical and computer models. Analyze the obtained results of modeling. Present and analyze the experimental results. Verify the model data.

**Scientific novelty of the results** The scientific novelty of this research lies in the investigation of abnormal glow discharge in a coaxial electrode system in the presence of an azimuthal magnetic field, which is still a poorly studied phenomenon. The results of the study reveal peculiarities of the influence of the azimuthal magnetic field on discharge processes, discharge behavior, and plasma properties. Additionally, the research includes an experimental approach for the verification and validation of model data.

**The practical significance of the results** Understanding the regularities of abnormal glow discharge behavior in a coaxial electrode system in an azimuthal magnetic field will enable the development of more efficient methods and technologies for plasma material processing. Potential practical applications include the enhancement of plasma material processing processes, such as coating deposition, surface modification, and other processes that utilize plasma to improve material properties. Understanding the impact of the azimuthal magnetic field on the discharge will optimize these technologies by increasing the precision of controlling plasma discharge parameters. Considering the significance of plasma technologies in numerous industrial sectors, the obtained results may serve as a foundation for further research and the development of new methods aimed at improving existing and creating new plasma technologies with expanded functionality and increased productivity.

## **Approbation of the results of the thesis**

1. Participation in the VI International Scientific and Practical Conference «The Role of Innovations in Transforming the Image of Modern Science» with the publication of the thesis «Modeling of a Glow Discharge in a Coaxial System of Electrodes in the Presence of a Magnetic Field» in the conference proceedings.
2. Participation in the III International Scientific and Practical Conference «Collective Thinking: Unifying Scientific Approaches in Multifaceted Research» with the publication of the thesis «Investigation of the Influence of Azimuthal Magnetic Field on a Glow Discharge in a Coaxial System of Electrodes» in the conference proceedings.
3. Participation in the XXI International Youth Scientific and Practical Conference «History of Science, Technology, and Education» with the publication of the thesis «Completion of

Scientific and Pedagogical Internship in the Laboratory of Computer Modeling of Physical Processes» in the conference proceedings.

---

### **Publications**

1. Toiabina K. Modeling of a Glow Discharge in a Coaxial System of Electrodes in the Presence of a Magnetic Field. The Role of Innovations in Transforming the Image of Modern Science: Materials of the VI International Scientific and Practical Conference, Kyiv, December 23–24, 2022. Zaporizhzhia, 2022. Pp. 147–151.
2. Maikut S., Toiabina K., Sidorenko S. Investigation of the Influence of Azimuthal Magnetic Field on a Glow Discharge in a Coaxial System of Electrodes. Collective Thinking: Unifying Scientific Approaches in Multifaceted Research: The collection of abstracts presents the materials of the participants of the International Scientific and Practical Conference, Amsterdam, November 29 – December 1, 2023. 2023. Pp. 313–318.
3. Toiabina K., Gareeva F. Passing scientific and pedagogical practice in the laboratory of computer modeling of physical processes. History of the development of science, technology and education: Collection. Ave. XXI International youth scientific and practical conf. , dedicate On the 125th anniversary of KPI named after Igor Sikorskyi, Kyiv, April 13. 2023 / comp. L. Ponomarenko. Kyiv, 2023. P. 154–157.

**Keywords** argon plasma, low-pressure discharge, cylindrical electrode system, three-dimensional models, physical-topological modeling, computer simulation, COMSOL Multiphysics

---

**The work contains:** references - 96, pages - 202, figures - 75, tables - 16.

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

- $U_K$  – катодне падіння потенціалу;  
АМП – азимутальне магнітне поле;  
АТР – аномальний тліючий розряд;  
ВАХ – вольт-амперна характеристика;  
ВЧ – високочастотний;  
ВЧГР – високочастотний газовий розряд;  
КСЕ – коаксіальна система електродів;  
НВЧ – надвисокочастотний;  
НВЧГР – надвисокочастотний газовий розряд;  
НТР – нормальний тліючий розряд;  
МП – магнітне поле;  
ТР – тліючий розряд.

## ЗМІСТ

ВСТУП.....	16
РОЗДІЛ 1 ПОНЯТТЯ ГАЗОВОГО РОЗРЯДУ .....	18
1.1 Історія дослідження газових розрядів .....	18
1.2 Процеси, що протікають в плазмі розряду.....	25
1.2.1 Іонізація.....	32
1.1.2 Збудження .....	34
1.2.3 Дисоціація молекул .....	36
1.3 Класифікація газових розрядів .....	38
Висновки до Розділу 1 .....	43
РОЗДІЛ 2 ТЕОРЕТИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ .....	44
2.1 Поняття тліючого розряду .....	44
2.2 Огляд теоретичних концепцій аномального тліючого розряду .....	59
2.3 Розряд в коаксіальній системі електродів .....	66
2.4 Вплив азимутального магнітного поля на розряд та його властивості .	70
Висновки до Розділу 2 .....	74
РОЗДІЛ 3 АНАЛІЗ ТА ОЦІНКА СТАНУ ОБ'ЄКТУ РОБОТИ.....	75
3.1 Застосування тліючого розряду в коаксіальній системі електродів .....	75
3.2 Огляд сучасних досліджень тліючого розряду .....	82
3.3 Використане програмне забезпечення для моделювання тліючого розряду.....	87
3.4 Моделювання тліючого розряду: підхід та методи .....	91
3.4.1 Опис математичної моделі.....	91
3.4.2 Розроблена в COMSOL Multiphysics комп'ютерна модель.....	95
3.5 Опис експерименту по дослідженню тліючого розряду .....	99
Висновки до Розділу 3 .....	104
РОЗДІЛ 4 РЕЗУЛЬТАТИ НАУКОВО-ДОСЛІДНОЇ РОБОТИ І ЇХ АНАЛІЗ ...	105

4.1	Результати моделювання .....	105
4.1.1	Нормальний тліючий розряд без азимутального магнітного поля .....	105
4.1.2	Нормальний тліючий розряд за наявності азимутального магнітного поля .....	108
4.1.3	Аномальний тліючий розряд за наявності азимутального магнітного поля .....	111
4.2	Експериментальні результати дослідження тліючого розряду.....	123
4.3	Верифікація модельних даних тліючого розряду.....	127
4.4.1	Дані для тиску $p = 1$ торр, $R_{\text{кат}}=10$ мм, $R_{\text{ан}}=2$ мм.....	129
4.4.2	Дані для тиску $p = 1$ торр, $R_{\text{кат}}= 13$ мм, $R_{\text{ан}}= 2$ мм.....	134
	Висновки до Розділу 4 .....	141
	ВИСНОВКИ .....	142
	ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ .....	144
	ДОДАТОК А .....	156
	ДОДАТОК Б.....	158
	ДОДАТОК В.....	165
B.1	Plasma .....	165
B.1.1	Interface Settings .....	166
B.1.2	Рівняння 1: $e+Ar \Rightarrow e+Ar$ .....	168
B.1.3	Рівняння 2: $e+Ar \Rightarrow e+Ar_s$ .....	171
B.1.4	Рівняння 3: $e+Ar_s \Rightarrow e+Ar$ .....	176
B.1.5	Рівняння 4: $e+Ar \Rightarrow 2e+Ar+$ .....	178
B.1.6	Рівняння 5: $e+Ar_s \Rightarrow 2e+Ar+$ .....	183
B.1.7	Рівняння 6: $Ar_s+Ar_s \Rightarrow e+Ar+Ar+$ .....	185
B.1.8	Рівняння 7: $Ar_s+Ar \Rightarrow Ar+Ar$ .....	186
B.1.9	Species: e .....	187
B.1.10	Species: Ar.....	188
B.1.11	Species: Ar <sub>s</sub> .....	189
B.1.12	Species: Ar <sup>+</sup> .....	190

B.1.13 Поверхнева реакція 1: $\text{Ar}^+ \Rightarrow \text{Ar}$ .....	192
B.1.14 Поверхнева реакція 2: $\text{Ar}^+ \Rightarrow \text{Ar}$ .....	193
B.1.15 Поверхнева реакція 3: $\text{Ar}^s \Rightarrow \text{Ar}$ .....	194
B.1.16 Plasma Model 1 .....	196
B.1.17 Initial Values 1 .....	197
B.1.18 Zero Charge 1 .....	198
B.1.19 Insulation 1 .....	199
B.1.20 Ground 1 .....	199
B.1.21 Metal Contact 1 .....	200
B.1.22 Wall 1 .....	201

## ВСТУП

В сучасному науковому та технічному світі велика увага приділяється вивченню та застосуванню газових розрядів, які відіграють важливу роль у різноманітних технологічних та наукових галузях. Метою даної роботи є вивчення та аналіз основних аспектів газового розряду в специфічних умовах.

Актуальність даного дослідження базується на широкому спектрі сучасних технологічних та наукових викликів, пов'язаних з використанням плазми в різних галузях. Розробка нових технологій та систем, які використовують плазмові явища, є одним із ключових напрямків наукових досліджень у сучасному світі.

Аномальні тліючі розряди в коаксіальних системах електродів при наявності азимутального магнітного поля відзначаються особливими властивостями, які можуть мати потенційно важливі застосування. Вивчення цих розрядів може привести до розширення можливостей в області створення нових плазмових технологій, ефективних методів контролю та управління плазмовими процесами.

Зокрема, розуміння поведінки нормальних і аномальних тліючих розрядів у тонких трубках може мати важливе значення для розвитку передових технологій, таких як плазмова обробка матеріалів, проектування електричної та космічної техніки, покращення характеристик газосвітних освітлювальних приладів тощо.

Розділ 1 роботи присвячено узагальненню історії дослідження газових розрядів, розгляду процесів, що відбуваються в плазмі розряду, та класифікації різних видів газових розрядів. Це надає необхідну основу для подальших теоретичних та експериментальних досліджень.

Розділ 2 фокусується на теоретичних аспектах тліючого розряду, зокрема на його аномальному режимі горіння, а також вивчає вплив азимутального магнітного поля на характеристики розряду в коаксіальній системі електродів.



Розділ 3 присвячено аналізу та оцінці стану об'єкта роботи через експериментальні дослідження та за допомоги комп'ютерного моделювання тліючого розряду. Він включає огляд практичних можливостей застосування тліючого розряду в коаксіальній системі електродів, зокрема, в тонких трубках, аналіз сучасних наукових досліджень, опис проведеного експерименту та використаного для моделювання обчислювального пакету COMSOL Multiphysics.

Розділ 4 презентує результати науково-дослідної роботи, включаючи опис розробленої математичної моделі, опис комп'ютерної моделі, побудованої в середовищі COMSOL Multiphysics, отримані результати моделювання, аналіз експериментальних даних та верифікацію моделі тліючого розряду.

Дана робота є актуальною, так як пропонує розширення розуміння процесів аномального тліючого розряду в тонких трубках і дослідження його взаємодії з магнітними полями, що раніше не було представлено в літературі. Отримані результати мають практичний потенціал для застосування у високотехнологічних галузях, а також відкривають нові можливості для подальших наукових досліджень у даній області.

## РОЗДІЛ 1 ПОНЯТТЯ ГАЗОВОГО РОЗРЯДУ

### 1.1 Історія дослідження газових розрядів

Історія відкриття та вивчення газових розрядів має давнє коріння і пов'язана з розвитком науки та технології в галузі електрики. Спочатку газові розряди спостерігалися у вигляді блискавок і статичної електрики, проте їх властивості та механізми залишалися загадкою до кінця XVIII століття. Вивчення газових розрядів є важливою галуззю науки, яка має застосування у фізиці, хімії та технології.

Газовий розряд – це набір явищ і процесів, пов'язаних з перенесенням електричного струму через газ. Однак сучасна фізика розглядає його у більш широкому контексті. Вона включає не лише процес протікання струму через газ, але й будь-який процес, що призводить до іонізації газу під дією електричного поля. При цьому поле може бути не лише сталої величини відносно часу, а й здатним швидко змінюватися – високочастотним (ВЧ-розряд, мегагерцевий діапазон), надвисокочастотним (НВЧ-розряд, гігагерцевий діапазон) та навіть в оптичному діапазоні (оптичний розряд). Також було відкрито пучково-плазмовий розряд (ППР), який спалахує під час проходження електронного пучка через розріджений газ, через появу в такій системі плазмових коливань у НВЧ-діапазоні. Терміни "горіти", "запалювання" стали поширеними, оскільки при достатньо сильній іонізації газ світиться.

Поза випадками спостерігання блискавки, перше зіткнення людей з електричними розрядами відбулося тоді, коли вони вперше помітили, що ізольовані провідники, наелектризовані тертям, поступово втрачають свій заряд. Це явище було виявлено ще в XVII столітті [1].

Перше явище електричного розряду в газах, відтворене в лабораторних умовах, полягало в видобутку електричних іскор із заряджених тіл. У 1700 році доктор Валь зафіксував видобуток іскри з наелектризованого бурштину, і це

надихнуло його на думки про те, що світло та шум іскри подібні до блискавки та грому. Пізніше він описав це явище в "Philosophical Transactions" [2].

В період між 1733 та 1737 роками французький фізик Ш. Дюфе під час своїх досліджень з електризації, вивчав іскри, отримані від тіл наелектризованих тварин та людей.

Також у 1733 році було зроблено початкові кроки в дослідженні газових розрядів завдяки ще одному французькому вченому Жану-Антуану Нолле. В співпраці з Ш. Дюфе він виявив, що електричний розряд може проникати через газовий стовп, який відрізняється від звичайного повітря. Це відкриття послужило однією з причин для створення перших газорозрядних ламп та газових трубок.

У 1746 році П. Мушенбрек винайшов конструкцію перших лейденських банок – вони стали найпершими з відомих втілень електричного конденсатора. Вивчення процесу заряджання цих банок і їх розрядки за допомогою електричного іскрового розряду призвело до встановлення самої назви "електричний розряд через повітря" [2, 3].

Також на початку XVIII сторіччя Ф. Гауксбі (в деяких джерелах Ф. Хоксбі) спостерігав світіння повітря низької густини всередині сфери, яка ззовні електризувалася тертям [2].

У 1752 році Б. Франклін [2, 3] і практично одночасно з ним М. В. Ломоносов [4, 5] продемонстрували на практиці, що грім і блискавка є потужними електричними розрядами в повітрі. Крім того, Ломоносов встановив, що електричні заряди присутні в повітрі навіть без видимої грози, оскільки навіть у таких випадках з його "громової машини" іноді можна було видобути іскри. Громовая машина була сконструйована в житловому приміщенні і представляла собою лейденську банку, одна з обкладинок якої була з'єднана дротом з металевую гребінкою або гострим кінцем, розташованими на високому стовпі, встановленому в дворі. Ломоносов також проводив дослідження явищ світіння розрідженого повітря під впливом електричної машини з тертям [6].

У 1785 році, під час проведення експериментів, які привели до формулювання закону Кулона [4], Ш. Кулон виявив явище витoku електричних зарядів через повітря, відоме як "тихий розряд". Він експериментально підтвердив, що заряд стікає з провідника через повітря, а не через підставку з ізолятора. Сучасна термінологія описує цей процес як газовий розряд.

У 1802 році В. В. Петров відкрив і в подальшому описав явище (Рисунок 1.1), яке називається "вольтовою дугою" в повітрі між двома вугільними електродами [7]. Дуга виникала під час контакту та подальшого розмежування вугільних електродів, підключених до батареї. Декількома роками пізніше цей тип розряду було досліджено в Англії фізиком Г. Деві. Розряд отримав назву "дуговий" через те, що гарячий стовп, що яскраво світиться, вигинався та піднімався угору під дією архімедової сили [1].

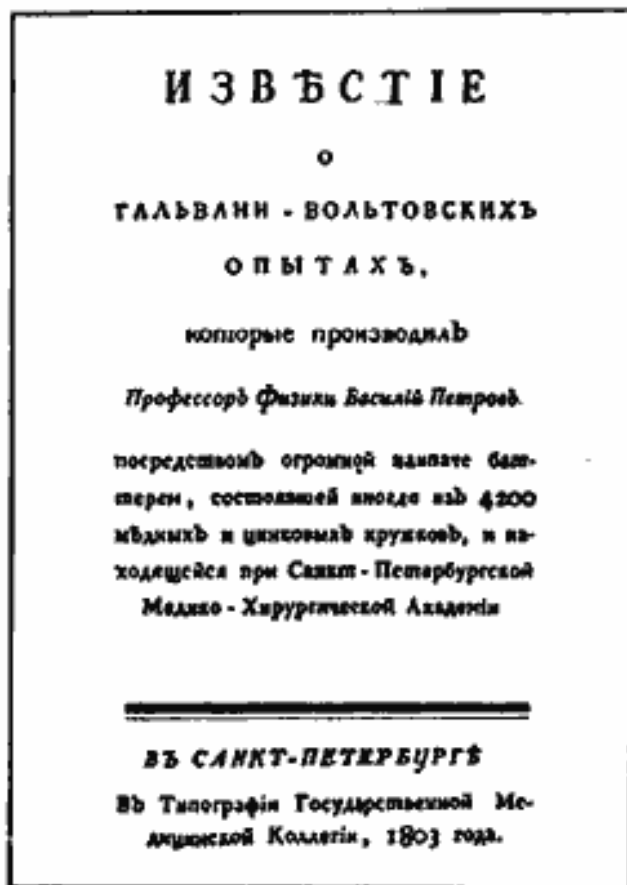


Рисунок 1.1 – Титульний лист книги В. В. Петрова «Известие о гальвани-вольтовских опытах»

В період між 1831 та 1835 роками М. Фарадей відкрив та почав вивчати явище тліючого розряду. Під час проведення експериментів Фарадей використовував трубки, які були відкачані до тиску приблизно 1 торр, та джерела напруги до 1000 В [1]. Він також досліджував різницю потенціалів, при якій виникає іскровий розряд. В результаті досліджень було виявлено, що перший імпульс іскрового розряду, а саме проскакування першої іскри між електродами, відбувається за більш високої різниці потенціалів порівняно з подальшими іскрами. Крім того, виявлено, що після кожної іскри властивість газу, яка сприяє проходженню нової іскри, зберігається протягом декількох хвилин [8]. Фарадей також досліджував вплив полярності електродів розрядного проміжку на потенціал іскрового пробою у випадках, коли обидва електрода відрізнялися розміром та геометричною конфігурацією [9].

У другій половині XIX століття роботи англійських та німецьких фізиків були присвячені феноменологічному опису тліючого та інших видів розряду в розріджених газах (трубки Плюккера, Гейслера та інші). У. Крукс довів розрідження газу в розрядній трубці (Рисунок 1.2) до меж, які були максимально доступні на той час, та розпочав дослідження катодних променів [6].

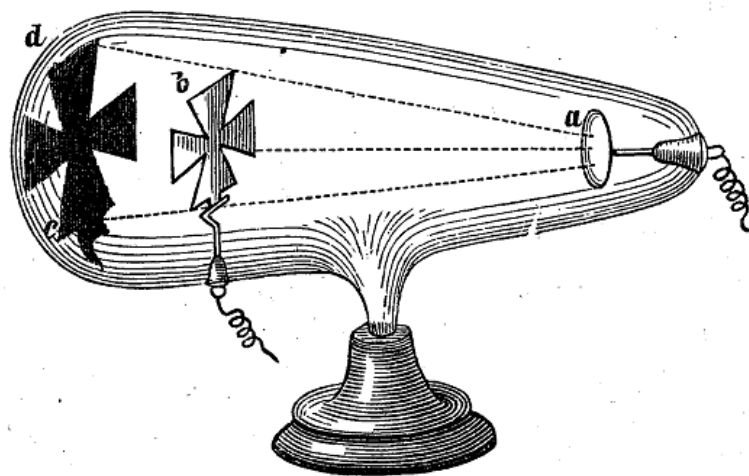


Рисунок 1.2 – Трубка Крукса за допомогою якої в подальшому були відкриті X-промені

Протягом 1870-1880-х років німецький фізик І. Гітторф зробив вагомий внесок у дослідження газових розрядів. Він вивчав спектри нагрітих газів та проходження електричного струму через розріджений газ та вакуум. Для вивчення електричних розрядів у газах він використовував спеціальні трубки (пізніше названі на його честь трубками Гітторфа). У 1869 році він спостерігав катодні промені та описав їх властивості, зокрема отримання за їхньою допомогою тіні (що свідчило про прямолінійне поширення). Гітторф також демонстрував ефект Пашена та показав, що нагрівання негативного електрода сприяє розряду у вакуумі (1884 рік). Він намагався визначити максимальну довжину позитивного стовпчика в розрядній трубці [10].

Історія дослідження газового розряду на зламі ХІХ – початку ХХ століття нерозривно пов'язана з розвитком атомної фізики. Експерименти Крукса з катодними променями, що згадувалися раніше, та встановлення Дж. Дж. Томсоном співвідношення  $e/m$  привели до розуміння того, що перенос струму в газі відбувається в основному електронами. Вивчення явищ у розрядних трубках надало багато інформації про елементарні процеси з участю електронів, іонів, атомів, зокрема збуджених, та випромінювання світла [1].

Сучасні теорії газового розряду, що ґрунтуються на уявленнях про іонізацію газу, беруть свій початок від класичних робіт Дж. Дж. Томсона [11-15] та від зображення розряду, запропонованого ним у 1900 році [16, 17], а також від досліджень його учня Дж. Таунсенда [18-20].

З початком ХХ століття, зокрема з 1900 року, Дж. Таунсенд відкрив закономірності іонізації та однорідного пробою газу в електричному полі, що тепер відомий як таунсендівський. Були накопичені численні експериментальні дані, які стосувалися різних аспектів електрон-атомних взаємодій, таких як швидкості руху електронів і іонів, їх рекомбінація та інші. Все це стало фундаментом для сучасного довідкового матеріалу, який є невід'ємною частиною дослідницької роботи в галузі розрядів та газової фізики [1].

Приблизно в той же час, англійським фізиком О. Річардсоном було проведено глибоке та всебічне дослідження явища термоелектронної емісії [21-

25]. Річардсон розробив першу кількісну теорію цього елементарного процесу, яка суттєво сприяла розумінню та поясненню механізмів емісії електронів з поверхні твердого тіла під впливом тепла.

Роботи Дж. Франка та Г. Герца [26-28], які були опубліковані у 1913-14 роках, відіграли також велику роль у дослідженнях потенціалів збудження та іонізації газу, що тісно пов'язало вивчення газового розряду з атомною теорією.

У галузі загальної теорії розряду в 1923 році американським фізико-хіміком І. Ленгмюром був запропонований новий метод підходу до явищ газового розряду. Його дослідження встановило концепцію газорозрядної "плазми" та намітило шляхи для експериментального та теоретичного вивчення цього явища [29-32].

Пізніше фізик Л. Льюїс та його наукова школа спрямували свої дослідження в новому напрямку у вивченні газового розряду [33]. Створена цією школою теорія включає в себе, серед інших основних елементарних процесів, фотоіонізацію газу в об'ємі та, разом з концепцією електронних лавин Таунсенда, впроваджує поняття "стрімерів". Цим шляхом вдалося значною мірою розкрити явища іскрового розряду та блискавки.

Якщо йдеться про різні частотні діапазони, то вивчення генераторів поля та дослідження відповідних розрядів відбувалися послідовно в порядку діапазонів. Високочастотний розряд Н. Тесла спостерігав у 1891 році. Цей розряд легко можна було отримати, вставивши вакуумний посуд всередину соленоїда та пропустивши високочастотний струм через котушку. Під впливом електричного поля, що виникає внаслідок змінного магнітного поля, у залишковому газі виникає перебіг і запалюється розряд. Однак механізм запалювання розряду став зрозумілим значно пізніше, практично як результат досліджень Дж. Дж. Томсона у 1926-1927 роках. У 1940 році Г. І. Бабатом були отримані індукційні розряди потужністю десятків кіловат [1].

Розвиток радарної техніки викликав великий інтерес до явищ у НВЧ-діапазоні. Починаючи з кінця 1940-х років, американський вчений С. Браун почав систематично вивчати мікрохвильовий пробій. Розряди в оптичному

діапазоні були отримані лише після винаходу лазерів. У 1963 році було зафіксовано випадок, коли повітря спалахнуло іскрою, коли промінь рубінового лазера, який створює так званий "гігантський імпульс" (з потужністю понад 10 МВт), був сфокусований лінзою [1].

У ХХ столітті з появою електронних пристроїв газові розряди стали широко застосовуватися в різних галузях, таких як освітлювальна техніка, газорозрядні індикатори, лазери та плазмові установки. Значне розширення областей застосування газових розрядів стало можливим завдяки дослідженням вчених та інженерів.

Були розроблені нові технології та методи для керування газовими розрядами та контролю їх параметрів, таких як густина заряду, потенціал розряду та частота високої напруги. Вивчення газових розрядів та їх впливу на процеси та матеріали також спонукало розвиток плазмової хімії.

Сучасні дослідження газових розрядів спрямовані на пошук нових застосувань, покращення ефективності та стійкості газорозрядних пристроїв, а також вивчення механізмів формування та взаємодії різних типів розрядів.

Вивчення і історія відкриття газових розрядів є важливим аспектом наукових досліджень. Відкриття та вивчення газових розрядів призвели до значних досягнень у різних галузях, від електротехніки до плазмової фізики та технології. Вивчення газових розрядів та їх застосування продовжують розвиватися, відкриваючи нові перспективи та можливості для наукових досліджень і промислового використання.



## 1.2 Процеси, що протікають в плазмі розряду

Перші відомості про газову плазму вніс І. Ленгмюр у 1923 році, вивчаючи електричний розряд у газі при низькому тиску (тліючий розряд). Він визначив плазму як "яскраво сяючий газ, що складається з електронів, іонів різних видів та нейтральних атомів і молекул". Також він вперше ввів термін "плазма" (від грецького дієслова, що означає "розповзатися", "поширюватися") та основні параметри, що характеризують плазму: густини її компонентів – електронів ( $n_e$ ), іонів ( $n_i$ ) та нейтральних частинок ( $n_0$ ), а також їхні температури (відповідно  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $T_0$ ).

Зрозуміло, що світіння плазми, яке виникає внаслідок неперервної рекомбінації електронів та іонів у нейтральні атоми, супроводжується вивільненням енергії та зменшенням концентрації електронів та іонів. Стаціонарний стан плазми може існувати лише при наявності постійного джерела іонізації. Цим джерелом може бути електричний розряд у газі (газорозрядна плазма), що відбувається в постійному електричному полі (звичайний газовий розряд, дуга тощо) або в високочастотному полі (індукційні котушки, живлені струмом високої частоти електроди тощо). Плазма може утворюватися також при термічній іонізації газу, якщо газове середовище підтримується при достатньо високій температурі (зірки, полум'я газової горілки). Плазма формується в фокусній області потужних лазерних установок та в багатьох інших умовах.

Рівень іонізації плазми зазвичай залишається незначним. В тліючому газовому розряді (як у випадку з люмінесцентними лампами) густина електронів складає близько  $10^9 \text{ см}^{-3}$ , тоді як густина нейтральних молекул дорівнює приблизно  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Тільки всередині зірок та в спеціальних установках, які використовуються для вивчення проблем, пов'язаних з керованим термоядерним синтезом, відносна кількість атомів, які перебувають у збудженому стані, наближається до одиниці (це вже повністю іонізована

плазма). В таких установках потужність, яка подається, вимірюється в мегаватах.

Плазму також досліджують у зв'язку з проблемою створення магнітогідродинамічних генераторів – це перетворювачі механічної енергії провідного газу, що рухається у магнітному полі, в електричну енергію. Ще одним важливим напрямком використання плазми є її застосування для проведення хімічних реакцій, які у гарячому, сильно іонізованому газовому середовищі проходять дуже швидко та ефективно.

Під час вивчення процесів у плазмі з пониженим тиском газу необхідно ввести певні коефіцієнти, які кількісно характеризують зіткнення між електронами, іонами та нейтральними частинками. Особливу роль у первинних процесах відіграють зіткнення електронів з важкими частинками. Розглянемо пучок електронів із інтенсивністю  $I_0$ , який проникає через газ, де є  $N$  частинок у кожному кубічному метрі. При цьому ми припускаємо, що кожний електрон, який зіткнувся, виходить з пучка. Кількість частинок  $dI$ , які зіткнулися, пропорційна інтенсивності потоку  $I$ , концентрації молекул газу  $N$  та відстані, пройденої електронами  $dx$ :

$$dI = I \cdot N \cdot \sigma \cdot dx \quad (1.1)$$

Інтегрування цього виразу призводить до такого рівняння:

$$I = I_0 e^{-N \cdot x \cdot \sigma} \quad (1.2)$$

Коефіцієнт  $\sigma$ , який міститься у рівняннях (1.1) і (1.2), має розмірність  $\text{м}^2$  і отримав назву повного поперечного перетину зіткнень електронів з атомами або молекулами [34]. Для визначення поперечного перетину будь-якого процесу потрібно помножити повний поперечний перетин зіткнень на ймовірність того, що при зіткненні відбудеться розглянутий процес. Наприклад,

поперечний перетин процесу іонізації молекул газу при зіткненні з електроном  $\sigma_i$  визначається за допомогою виразу:

$$\sigma_i = \sigma \cdot f_i \quad (1.3)$$

Швидкість протікання будь-якого процесу, згідно з рівняннями хімічної кінетики, пропорційна концентраціям реагуючих частинок. Зокрема, при зіткненнях електронів з важкими частинками можна записати:

$$\Gamma = K \cdot n_e \cdot N \quad (1.4)$$

де  $\Gamma$  – швидкість процесу,  $n_e$  – концентрація електронів,  $N$  – концентрація молекул газу,  $K$  – коефіцієнт швидкості процесу.

У випадку реакцій з участю двох частинок  $K$  має розмірність  $\text{м}^3/\text{с}$ . Легко показати, що коефіцієнт швидкості двохчастинкового процесу з участю електронів є добутком поперечного перетину процесу на швидкість електронів:

$$K = \sigma \cdot v \quad (1.5)$$

У разі проведення реакції в газорозрядній плазмі необхідно використовувати середні значення поперечних перетинів процесу та швидкостей електронів. Загалом, поперечний перетин процесу залежить від енергії електронів – відповідні залежності мають назву функцій процесу і можуть бути експериментально знайдені у дослідях з моноенергетичними пучками електронів або обчислені квантово-механічно. Оскільки у газорозрядній плазмі, як правило, реалізується певний розподіл електронів за енергіями, точний вираз для визначення коефіцієнта швидкості процесу матиме вигляд:

$$K = \int_{E_a}^{\infty} \sigma(E) \cdot f(E) \cdot \sqrt{E} \cdot dE \quad (1.6)$$

де  $f(E)$  – функція розподілу електронів за енергіями,  $\sigma(E)$  – залежність поперечного перетину процесу від енергії електронів (функція процесу),  $E$  – енергія електронів,  $E_a$  – порогова енергія розглянутого процесу.

Якщо процес не має порогової енергії, то інтегрування відбувається від нуля.

Інтегрування можна здійснити, знаючи аналітичний вигляд залежності поперечного перетину процесу від енергії електронів та функцію розподілу енергій електронів. Однак, оскільки точний розрахунок залежностей поперечних перетинів процесу від енергії електронів часто ускладнений, застосовують підхід, де експериментальну криву  $\sigma=f(E)$  наближено виражають емпіричною формулою, що потім використовується під час інтегрування.

На даний момент рівняння (1.6) було інтегровано лише для обмеженої кількості випадків. Наприклад, воно застосовується для формули Фабриканта при розподілі електронів за енергіями за Максвеллом і Драйвестейном, а також для випадку лінійної залежності поперечного перетину від енергії при використанні загальної аналітичної форми функції розподілу.

Слід відмітити, що сучасне розв'язування задач щодо визначення кінетичних коефіцієнтів зазвичай базується на чисельному математичному моделюванні газорозрядної плазми.

Іншою характеристикою процесів зіткнень електронів з важкими частинками є таунсендівський кінетичний коефіцієнт, який визначає кількість подій цього процесу, здійснених одним електроном на одиницю пройденого шляху. Таунсендівський кінетичний коефіцієнт був вперше введений Таунсендом у теорії електронних лавин для опису іонізаційних процесів і пізніше був застосований до інших процесів. Таунсендівський кінетичний коефіцієнт є функцією зведеної напруги поля. Легко встановити зв'язок між

кінетичним коефіцієнтом швидкості процесу та таунсендівським кінетичним коефіцієнтом. У випадку останнього швидкість процесу  $\Gamma$  дорівнюватиме:

$$\Gamma = \alpha \cdot \frac{j}{e} = \alpha \cdot n_e \cdot V_{др} \quad (1.7)$$

де  $\alpha$  – таунсендівський кінетичний коефіцієнт, а  $V_{др}$  – швидкість дрейфу електронів.

Шляхом прирівнювання виразів (1.4) та (1.7), ми можемо знайти коефіцієнт швидкості процесу:

$$K = \alpha \cdot \frac{V_{др}}{N} \quad (1.8)$$

Зазвичай у літературі маються експериментальні дані щодо залежності зведеного таунсендівського коефіцієнта  $\alpha/N$  від зведеної напруги поля  $E/N$ . Практичне використання таунсендівських коефіцієнтів в умовах газорозрядної плазми зниженого тиску зручніше, ніж коефіцієнтів швидкостей. Однак слід зауважити, що літературні значення таунсендівських коефіцієнтів можна коректно застосовувати в умовах газових розрядів, якщо є впевненість, що функції розподілу енергій електронів ідентичні в умовах електронного рою, де зазвичай вимірюють таунсендівські коефіцієнти, та в газорозрядній плазмі.

Динаміка руху електронів та іонів у газорозрядному проміжку, створеному двома електродами (один з яких – анод, інший – катод), визначається як дією електричного поля, так і випадковим рухом, спричиненим їх взаємодією з частинками газового середовища. Взаємодія двох частинок означає будь-яку примусову зміну характеристик їх руху або внутрішнього стану під час наближення. Усі процеси взаємодії між частинками в газовому розряді розділяються на пружні та непружні.

Під час пружних взаємодій (зіткнень) сумарна кінетична енергія взаємодіючих частинок залишається сталою. Для непружних взаємодій

характерне змінення сумарної кінетичної енергії частинок, обумовлене зміною їх внутрішньої енергії. Якщо загальна кінетична енергія частинок, що взаємодіють, зменшується, то внутрішня енергія принаймні однієї з частинок зростає (непружні зіткнення першого роду). Навпаки, якщо кінетична енергія збільшується, то внутрішня енергія принаймні однієї з частинок зменшується (непружні зіткнення другого роду) [34].

Пружна взаємодія, також відома як розсіювання, призводить до перетворення упорядкованого потоку часток в непередбачуваний, хаотичний рух. В газорозрядних пристроях грають важливу роль три основних типи пружних взаємодій:

- електрон-електронні;
- атом-атомні, іон-атомні, іон-іонні;
- електрон-атомні та електрон-іонні [35].

Зазвичай перетини пружних зіткнень зменшуються зі зростанням енергії електронів. Однак у деяких випадках спостерігаються відхилення від цієї закономірності. Особливо яскравим виявом таких відхилень є ефект Рамзауера, який характеризується помітною прозорістю важких інертних газів для електронів з енергією близько 1 еВ (Рисунок 1.3).

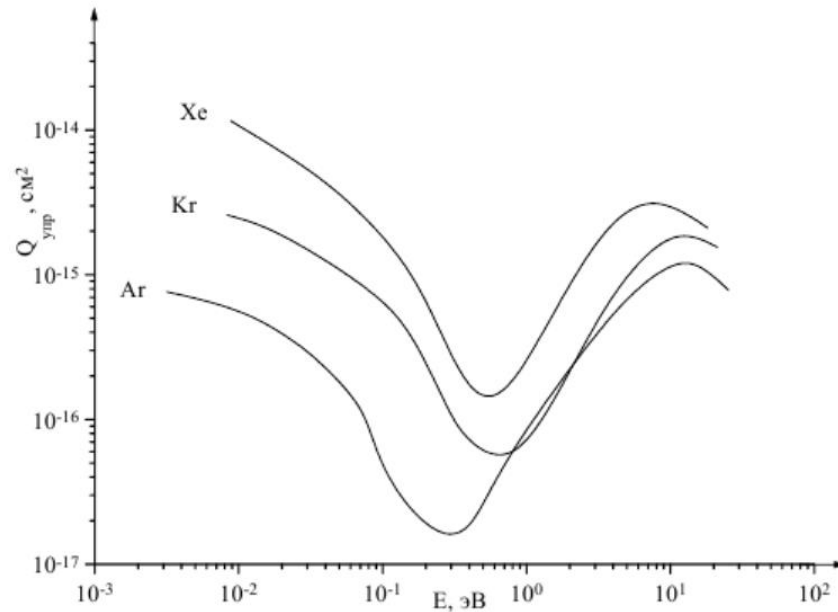


Рисунок 1.3 – Перетин розсіювання електронів атомами деяких інертних газів

Під час непружних зіткнень енергія, що передається, може бути достатньо значною. Існує кілька різних видів непружних зіткнень: іонізація, збудження, дисоціація тощо (Таблиця 1.1). Розглянемо кілька з них детальніше.

Таблиця 1.1 – Види непружних зіткнень

Реакція		Схема
1.	Збудження	$AB + e \rightarrow AB^* + e$
2.	Дисоціативне прилипання	$AB + e \rightarrow A^- + B$
3.	Утворення іонної пари	$AB + e \rightarrow A^- + B^+ + e$
4.	Відлипання	$A^- + e \rightarrow A + 2e$
5.	Дисоціація	$AB + e \rightarrow A + B + e$
6.	Іонізація	$AB + e \rightarrow AB^+ + 2e$
7.	Дисоціативна іонізація	$AB + e \rightarrow A^+ + B + 2e$

### 1.2.1 Іонізація

Процес іонізації полягає у відокремленні одного з валентних електронів від атома або молекули. Умови розряду можуть сприяти іонізації шляхом електронного удару, впливу тепла, випромінювання квантів тощо [34].

Для відокремлення електрона від атома (молекули) необхідно затратити енергію, яка дорівнює його зв'язку в атому. Цю величину називають потенціалом іонізації  $E_i$  (Таблиця 1.2).

Таблиця 1.2 – Потенціал іонізації і нахил перетинів іонізації деяких газів

Атом, молекула	$E_i$ , eВ	$C$ , $10^{-17} \cdot \text{см}^2/\text{eВ}$
He	24,6	0,13
Ne	21,6	0,16
Ar	15,8	2,0
N	14,5	0,59
O	13,6	0,6
H <sub>2</sub>	15,4	0,59
N <sub>2</sub>	15,6	0,85
O <sub>2</sub>	12,2	0,68

На Рисунку 1.4 зображені експериментально виміряні значення перетинів іонізації (зазвичай у практиці використовують саме експериментальні дані). Особливий інтерес для процесів розряду представляють перетини, що відповідають невеликому перевищенню енергії електрона  $E$  над пороговим значенням  $E = E_i$ .



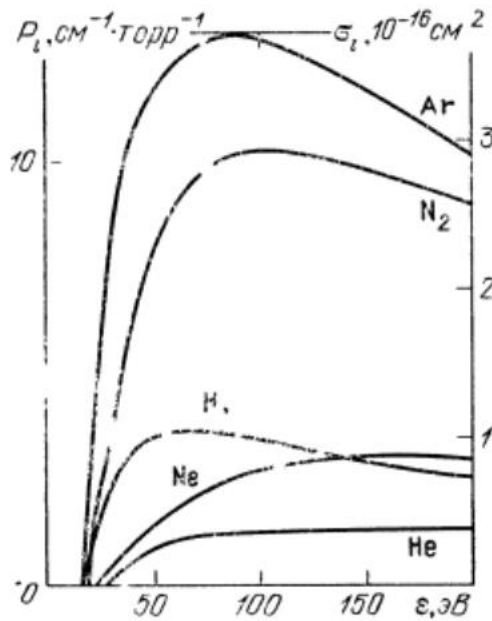


Рисунок 1.4 – Ймовірності та перетини іонізації атомів He, Ne, Ar і молекул  $\text{H}_2$ ,  $\text{N}_2$  електронним ударом

У більшості випадків дуже «енергійні» електрони у газі зустрічаються рідко, тому їх роль у іонізації зазвичай є обмеженою. Однак, існують ситуації (наприклад, в катодному шарі тліючого розряду), коли електрони набувають енергій, що значно перевищують пороговий потенціал іонізації [1].

Оскільки середня енергія електронів у розрядах низька (порядку кількох електронвольт), то в простій ситуації можна застосувати лінійну апроксимацію для кривої

$$\sigma = C(E - E_i), \quad E \geq E_i \quad (1.9)$$

Більший діапазон енергій охоплює формула, запропонована Н. Д. Моргулісом

$$\sigma = C_1(E - E_i) \cdot e^{-C_2(E - E_i)} \quad (1.10)$$

Емпіричні константи  $C$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  залежать від типу газу (деякі значення  $C$  наведені у Таблиці 1.2). Для опису функції іонізації також може бути використана формула Фабриканта [34].

### 1.1.2 Збудження

Атоми або молекули в стандартному стані мають мінімальну можливу енергію. При збудженні електронним ударом або іншим способом валентний електрон атома або молекули переходить на один із вищих рівнів енергії, залишаючись зв'язаним з ядром. Більшість збуджених станів є нерівноважними, і з часом збуджений атом повертається до стану з меншою енергією, випромінюючи при цьому фотон.

Процеси збудження важливі як перший етап в процесі іонізації, а також як джерело втрат енергії електронів, та являють собою одну з причин свічення плазми. Серед збуджених атомів і молекул виділяються метастабільні частинки. Мимовільний перехід з метастабільних станів до нижчого енергетичного стану, що супроводжується випромінюванням кванта, має дуже малу ймовірність. Метастабільна частинка може існувати довго, поки не втратить свою енергію в результаті удару електрона або атома, не перейде в більш високий стан, не буде іонізована або не загине на стінках.

Тривалість перебування метастабільних станів відносно висвічування перевищує  $10^{-4}$  с і може досягати декількох секунд у певних випадках, тоді як звичайні збуджені атоми та молекули висвічуються лише за  $10^{-8}$  –  $10^{-7}$  с (якщо їх не дезактивувати ударом). Особливо важлива роль метастабільних частинок в процесі поетапної іонізації, оскільки вони існують тривалий час та "очікують" на іонізуючий вплив.

Серед не метастабільних рівнів найдужче виділяється резонансний – найнижчий з рівнів. Тут можливий такий процес: атом випромінює квант світла, повертаючись до основного стану. Цей квант з великою ймовірністю поглинається сусіднім атомом, оскільки відбувається резонансне поглинання, і

переводить його на той же резонансний рівень. Другий атом випромінює квант, і так далі. Такий процес спричиняє блукання (дифузію) резонансного випромінювання та періодичні появу та зникнення резонансно збуджених атомів. Дезактивація (приглушення) резонансно збуджених атомів відбувається при зіткненнях другого типу (в деяких джерелах "надпружних зіткненнях") [1].

Конфігурація функції збудження внаслідок безпосереднього зіткнення електрона з атомом або молекулою залежить від вибору рівнів, між якими відбувається перехід. Завдяки квантово-механічній природі непружної взаємодії електрона з атомом або молекулою функція збудження відрізняється різкою границею на мінімальних значеннях. Ця найнижча енергія, необхідна для здійснення збудження, відома як енергія збудження (або потенціал збудження). Схематичний вигляд типових функцій збудження атомів електронами представлено на Рисунку 1.5.

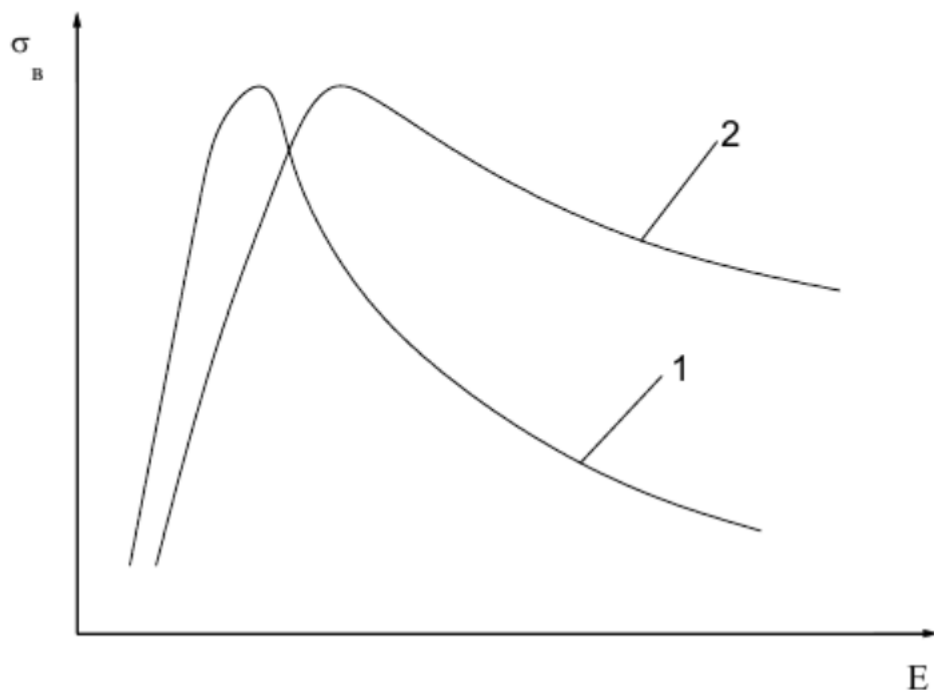


Рисунок 1.5 – Функції збудження при електронному ударі зі зміною (1) та без зміни (2) мультиплетності

Форма функції збудження зазвичай включає максимум. Функції збудження, які пов'язані зі зміною спіну електронів при переході з вихідного стану до кінцевого, відрізняються більш різким та виразним максимумом. Якщо зміни спіну не відбувається, то крива характеризується зазвичай плавним підйомом і повільним зниженням. Теоретичний розрахунок функцій збудження досить складний, навіть для простих систем, тому на практиці зазвичай використовують експериментальні дані. Описані раніше аспекти збудження застосовні як до атомів, так і до молекул [34].

### 1.2.3 Дисоціація молекул

Розщеплення молекул (дисоціація) має невеликий вплив на енергетичний баланс електронів у розряді порівняно зі збудженням коливальних рівнів молекул. Проте, за певних обставин дисоціація молекул набуває великого практичного значення, ставши першим і найбільш важливим етапом у послідовності наступних хімічних перетворень. Плазмохімія, тобто отримання хімічних сполук у плазмових умовах за допомогою розряду, є важливою галуззю в хімічній технології. Для багатьох реакцій "вузьким місцем", яке визначає швидкість усього процесу, є утворення з молекул атомів та вільних радикалів, які вже досить швидко реагують з іншими компонентами. Дисоціація молекул під впливом ударів електронів у розряді сприяє протіканню цього етапу [1].

Збудження електронних станів молекул електронним ударом може привести до розщеплення. У цьому випадку можна виділити три можливі сценарії:

1. Збудження нестійких станів або перехід на відштовхувальні гілки потенційних кривих стійких станів.
2. Збудження стійких станів, яке може викликати переддисоціацію через взаємодію з нестійкими станами. Цей процес характерний, наприклад, для молекул азоту та оксиду вуглецю. Ймовірність

переддисоціації дуже висока для більшості багатоатомних молекул (трьох, чотирьох тощо).

- Збудження стійких станів з наступним каскадним переходом до стану, що відноситься до перших двох типів. Залежності перетинів дисоціації від енергії електронів у цьому випадку відповідають закономірностям процесу збудження [34].

Аналогічно збудженню коливань, дисоціація відбувається у два етапи, але не за допомогою захоплення електрона, а через збудження електронних або електронно-коливальних станів молекули з подальшим розпадом збудженої молекули на атоми. Поріг в перетині визначається не потенціалом дисоціації, а потенціалом збудження найнижчого нестійкого електронного стану (Рисунок 1.6) [1].

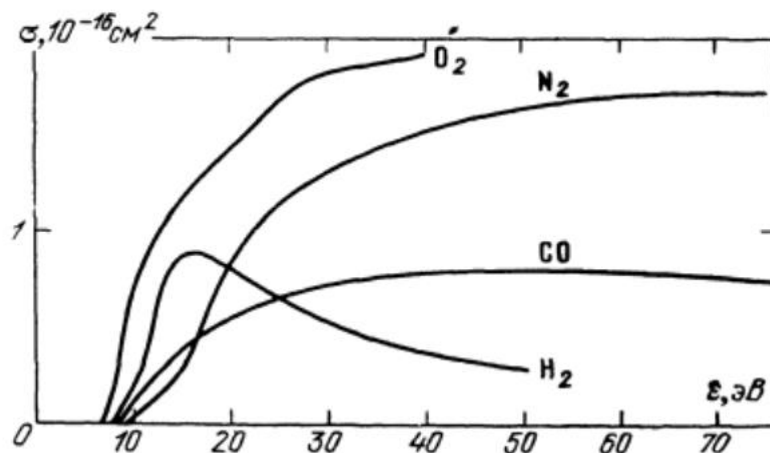


Рисунок 1.6 – Повні перетини дисоціації молекул електронним ударом через збудження різних електронних станів

Важливо відзначити, що дисоціацію може спричиняти також ряд процесів, пов'язаних з утворенням заряджених частинок, як наприклад дисоціативна іонізація та дисоціативне прилипання. Варто відзначити, що останній процес може відігравати важливу роль у формуванні атомів під час розряду у галогенах. Деякі молекули також можуть дисоціювати при збудженні коливальних станів електронним ударом.

### 1.3 Класифікація газових розрядів

Електричні розряди у газі поділяються на самостійні і несамостійні.

Несамостійний газовий розряд є розрядом, що не може існувати самостійно, без зовнішнього джерела іонізації чи збудження. Це означає, що його існування залежить від наявності чи дії інших частинок, які здатні іонізувати газ або збуджувати його атоми чи молекули. Основними джерелами іонізації можуть бути зовнішні електричні поля, ударні електрони, фотонне випромінювання та інші процеси. Несамостійний газовий розряд є важливим явищем у фізиці та технології, яке виникає при певних умовах та може переходити в самостійний розряд. Це явище відіграє важливу роль у різних областях, включаючи плазмову фізику, електроніку, технологічні процеси та інші.

Умови переходу несамостійного газового розряду в самостійний зазвичай пов'язані з електричними параметрами розряду, такими як напруга, струм та відстань між електродами. Перехід від несамостійного до самостійного розряду відбувається тоді, коли енергія, надана зовнішнім джерелом іонізації, стає достатньо великою для підтримання розряду без зовнішнього втручання.

Самостійний газовий розряд характеризується тим, що він може існувати та розвиватися самостійно, без зовнішнього джерела іонізації. У цьому випадку іонізація газу відбувається за рахунок внутрішніх процесів, таких як удари електронів, зіткнення частинок тощо. Самостійний розряд може мати різні види та властивості, включаючи іскровий розряд, тліючий розряд та інші. Серед самостійних розрядів можна виділити декілька типів:

1. Тліючий розряд (ТР) – це менш інтенсивний та менш видимий вид газового розряду, який виникає при низькій напрузі між електродами і середніми тисками ( $0.1 - 10^4$  Па). Він характеризується м'яким світінням та низькими енергетичними параметрами. ТР зазвичай відбувається у вузьких проміжках між

електродами та може мати різноманітні кольори в залежності від виду газу та інших факторів. Цей тип розряду використовується у плазмовій технології, наприклад, у високочастотних випромінювачах та в плазмових джерелах для обробки матеріалів.

2. Дуговий розряд – це один з найпоширеніших та добре досліджених видів газових розрядів. Він виникає у випадку, коли між двома електродами створюється електричне поле високої напруги та високі тиски. При збільшенні напруги між електродами газ починає іонізуватися, утворюються плазмові носії заряду, та відбувається газовий розряд. Дуговий розряд має характерний вигляд дуги між електродами. Цей тип розряду застосовується у лампах, електроарках для зварювання, високовольтних вимикачах.
3. Іскровий розряд – це найрозповсюдженіший та добре відомий вид газового розряду, що виникає, коли напруга між двома провідними електродами стає настільки високою, що газ між ними іонізується та виникає видима іскра. Цьому розряду властиві гучні характерні звуки та видиме світіння у вигляді зигзагоподібних ламаних ліній. Він часто спостерігається у природних явищах, таких як блискавка, а також використовується у багатьох технологічних застосуваннях, зокрема у системах замикання струму.

Також можна відзначити такі види розрядів як коронний, факельний, високочастотний (ВЧ) і надвисокочастотний (НВЧ).

Коронний розряд виникає, коли електричне поле утворюється навколо гострого краю провідного тіла. В результаті цього висока напруга може викликати збільшення концентрації носіїв заряду навколо краю, утворюючи корону. Коронний розряд відомий своєю здатністю іонізувати повітря без потреби утворення видимої дуги. Він застосовується у приладах для очищення повітря та електрофільтрації.

Факельні розряди зазвичай виникають при великих відстанях між електродами та низьких тисках газу. Їх можна спостерігати в різних газових

середовищах, таких як повітря, аргон, неон та інші. Важливою характеристикою факельного розряду є його стійкість та здатність зберігати свою структуру протягом тривалого часу без значних змін. Факельні розряди мають широкий спектр застосувань. Вони використовуються у світловій техніці, наприклад, для створення рекламних білбордів та освітлення вулиць у нічний час. Також факельний розряд може бути важливим елементом у вигоранні палива або в спеціальних газових турбінах.

Високочастотний газовий розряд (ВЧГР) є одним із важливих типів газових розрядів, який виникає при подачі високочастотного електричного поля на газове середовище. Високочастотне електричне поле означає змінне електричне поле з частотою зазвичай в діапазоні від кіло- до гігагерц. Однією з характерних особливостей ВЧГР є те, що зону розряду можна легко контролювати та обмежувати. Це дозволяє створювати стабільні умови для проведення різних досліджень та технологічних процесів. Крім того, ВЧГР зазвичай мають більшу ефективність та потужність порівняно з низькочастотними розрядами.

ВЧГР широко використовуються в плазмових установках для дослідження плазми та її впливу на різні матеріали. Вони можуть служити джерелом плазми в плазмових реакторах, застосованих у різних процесах, таких як нанесення покриттів, синтез нових матеріалів та обробка поверхонь.

Іншим важливим застосуванням високочастотних розрядів є високочастотна плазмова хімія. В цьому випадку плазма, що утворюється в розряді, може бути активним засобом для хімічних реакцій, які інакше були б важко здійснити за звичайних умов. Це дозволяє отримувати нові сполуки, покращувати процеси синтезу та оптимізувати технології.

В галузі світлової техніки високочастотні розряди використовуються для створення високоефективних газорозрядних ламп, таких як люмінесцентні та дейтерієво-галогенові лампи. Ці джерела світла мають високу яскравість, довгий термін служби і широкий спектр випромінювання.



Надвисокочастотний газовий розряд (НВЧГР) характеризується великою частотою коливань, що зазвичай перебуває в діапазоні від декількох до сотень гігагерців.

Позитивними характеристиками НВЧГР є його легкість у виготовленні, досягнення високої ефективності введення енергії в плазму, можливість застосування при широкому діапазоні тисків у газовому середовищі (від  $10^{-5}$  до  $10^3$  торр). За допомогою НВЧГР можна створювати як нерівноважну, так і квазірівноважну плазму, а також використовувати методи створення плазми без застосування електродів. При цьому можна уникнути забруднення об'єму плазми та зразків продуктами ерозії електродів. Використання плазмових генераторів з різними частотами електромагнітного випромінювання дозволяє створювати комбіновані мікрохвильові розряди з можливістю програмованого впливу [36].

На Рисунку 1.7 наведено ВАХ електричного розряду в неоні при тиску 1 торр між двома плоскими електродами, де:

- А, А': випадкові імпульси, викликані іонізуючим випромінюванням від природної радіоактивності та космічного випромінювання;
- А-В: струм насичення від природної іонізації;
- В-С: темновий лавинний розряд Таунсенда;
- С-Д: самостійний розряд Таунсенда;
- Е, Е': область нестійкості, коронний розряд;
- Е-F: субнормальний ТР;
- G: межа НТР;
- Н: АТР;
- І: нестабільна область, перехід ТР в дуговий розряд;
- J: дуговий розряд із негативним диференціальним опором;
- К: розвинена електрична дуга.

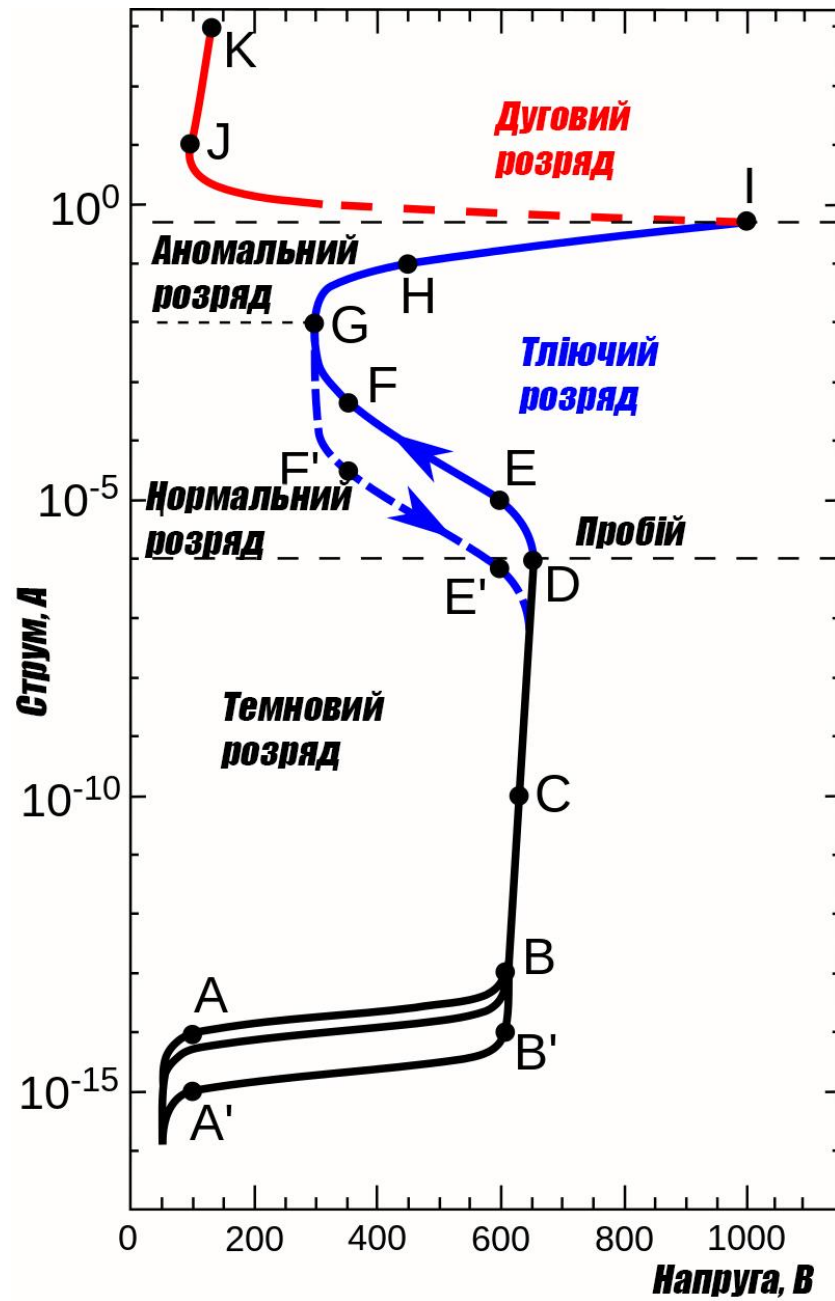


Рисунок 1.7 – ВАХ електричного розряду в неоні при тиску 1 торр між двома плоскими електродами

## Висновки до Розділу 1

У Розділі 1 зроблено огляд історії дослідження газових розрядів, розглянуто ключові процеси, що відбуваються в плазмі розряду, і представлено класифікацію газових розрядів. Отримані дані та аналіз дозволили зробити кілька висновків:

1. Історія дослідження газових розрядів розпочалася в XVII столітті і включала внески багатьох вчених. Газові розряди знайшли широке застосування в електроніці, освітленні, лазерах та плазмових технологіях. Сучасні теорії базуються на роботах Дж. Дж. Томсона та І. Ленгмюра. Дослідження спрямовані на нові застосування та покращення газорозрядних пристроїв, включаючи вивчення механізмів різних типів розрядів. Вивчення газових розрядів відіграє важливу роль в розвитку науки та технології.
2. Встановлено, що пружні зіткнення зберігають кінетичну енергію, непружні можуть змінювати внутрішню енергію. Дисоціація молекул важлива в плазмохімії, а збудження електронних станів впливає на дисоціацію та інші хімічні перетворення. Розглянуті можливі сценарії для збудження стійких станів молекул. Висвітлено основні аспекти фізичної хімії та кінетики в контексті плазмових процесів.
3. Розглянуто різні види газових розрядів. Тліючий розряд є менш інтенсивним розрядом, здатний іонізувати повітря без видимої дуги. Тліючий розряд часто застосовується у плазмовій технології.

## РОЗДІЛ 2 ТЕОРЕТИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ

### 2.1 Поняття тліючого розряду

Тліючий розряд (ТР) – самостійний електричний розряд в газі з холодними електродами, що має характерну структуру у вигляді ділянок різного кольору та інтенсивності світіння, які чергуються. Властивою рисою ТР є величезне значення падіння потенціалу біля катоду, що становить  $10^2$  В та більше, у той час як у дуговому розряді воно має порядок величини потенціалу іонізації газу (близько 10 В).

Специфічною особливістю ТР порівняно з таунсендівським розрядом (розряд з холодними електродами та дуже малою густиною струму) є значна роль об'ємних електричних зарядів. Це призводить до нерівномірного розподілу потенціалу в розрядному проміжку та суттєвої відмінності напруги запалювання від напруги горіння розряду [37].

Тліючий розряд виникає при значно більших густинах струму, ніж пробій газу або коронний розряд. Нижня межа для ТР – густина струму близько  $0,01$  мА/см<sup>2</sup>, а верхня –  $100$ – $300$  мА/см<sup>2</sup>. При великих розмірах електродів і тиску газів близько  $0,01$  Торр ТР можна спостерігати до  $0,001$  мА/см<sup>2</sup> [38].

Місце тліючого розряду серед інших типів розрядів можна уявити за допомогою Рисунка 2.1, на якому наведена типова вольт-амперна характеристика (ВАХ) розряду в неоні при тиску  $1$  Торр з мідним катодом площею  $10$  см<sup>2</sup> [39].

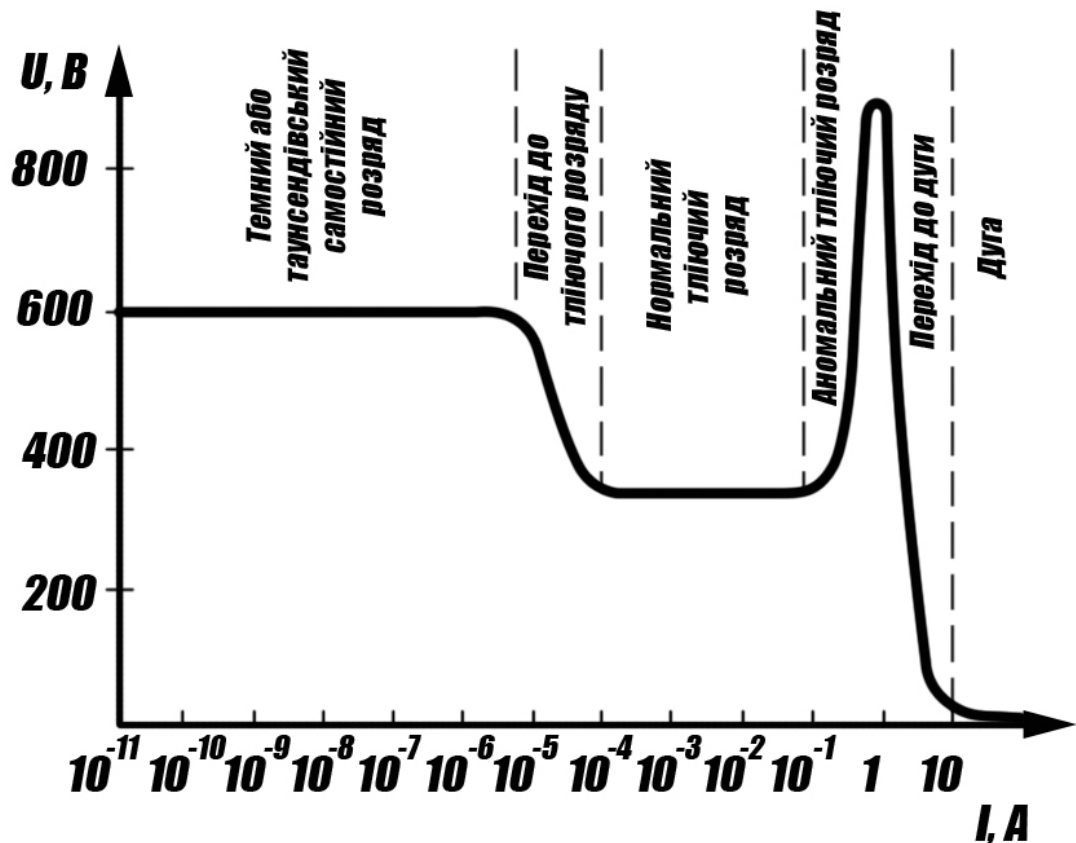


Рисунок 2.1 – Вольт-амперні характеристики різних типів розряду в неоні з мідними електродами при тиску 1 торр

При струмах  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  А існує перехідна форма від темного таунсендівського розряду до нормального тліючого розряду (НТР), яка характеризується падаючою ділянкою ВАХ.

В діапазоні струмів  $10^{-4}$ – $10^{-1}$  А має місце НТР, ВАХ якого представляє пряму, паралельну вісі струму. Таким чином в НТР напруга між електродами не залежить від сили струму [37].

НТР – це форма ТР, при якій від’ємним світінням покритий не весь катод і приблизно виконуються співвідношення:

$$U_K = \frac{6}{C_1}, \quad (2.1)$$

$$j_K = \frac{0,67}{C_2}, \quad (2.2)$$

де  $U_K$  – катодне падіння потенціалу,  $j_K$  – густина струму,  $C_1$  і  $C_2$  – відповідно зворотні величини до напруги і густини струму.

Цей вид розряду (Рисунок 2.2) легко спостерігати в області тиску приблизно до 100 Торр. Збільшення струму викликає розширення ділянки катода, покритої областю об'ємного заряду і від'ємним тліючим світінням, при зниженні струму – ця ділянка  $S$  зменшується [38].



Рисунок 2.2 – Катодна ділянка НТР при тиску до 100 Торр [38]

Незмінність напруги горіння НТР при зміні у широких межах струму розряду використовується у газорозрядних стабілізаторах напруги – пристроях, що підтримують постійну величину вхідної напруги при зміні споживаного схемою струму.

Також ТР широко використовується в тиратронах, в газосвітніх лампах, спектральних джерелах в атомно-абсорбційній спектроскопії, для накачування газорозрядних лазерів, зварювання та плавки матеріалів електронною гарматою, для модифікації поверхонь твердих тіл (травлення, осадження тонких плівок), в аналітичній та плазмовій хімії [40].

При струмах більше  $10^{-2}$ – $10^{-1}$  А виникає аномальний тліючий розряд (АТР) зі зростаючою ВАХ. Це відбувається після того, як уся площа катода покривається від'ємним тліючим свіченням. Зі збільшенням струму його густина також зростатиме, і відповідно до залежності  $U_K = f(j)$  буде зростати напруга катодної частини ТР  $U_K$ . Більш строга теорія АТР наведена в [41], однак і в ній прийнято ряд спрощень. Повна теорія катодної частини ТР повинна бути побудована без спрощуючих припущень, а також з урахуванням принципу мінімуму енергії та явищ радіальної дифузії електронів і іонів з області об'ємного заряду біля катода та від'ємного тліючого свічення [38].

При ще більших струмах спостерігається перехід від ТР до дуги з падаючою ВАХ.

Основні процеси на катоді, що підтримують ТР – емісії електронів під впливом позитивних іонів, фотонів і збуджених атомів, створюваних самим розрядом. Термоелектронна емісія не відіграє основної ролі – ТР легко виникає при кімнатній і ще нижчій температурі катода [38].

Експериментально ВАХ газового провідника (наприклад, проміжку між двома електродами, розміщеними в скляній трубці, заповненій газом) вимірюють за допомогою схеми, представленої на Рисунку 2.3. Ланцюг містить джерело постійної напруги  $\mathcal{E}$ , величина якого може змінюватися в межах приблизно від 100 В до кількох кВ, і змінний опір  $R$ , який називається баластним або навантажувальним.

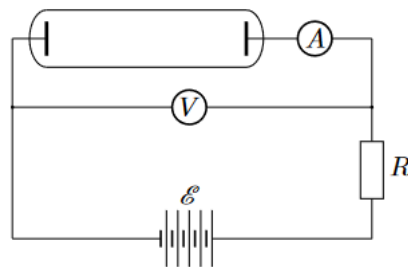


Рисунок 2.3 – Схема для вимірювання ВАХ газового проміжку

Цей опір необхідний для обмеження струму в ланцюзі та стабілізації розряду на ділянках з від'ємним диференційним опором. Справа в тому, що на цих ділянках розряд є нестійким, і струм має тенденцію необмежено зростати. Можна показати, що для стабільності розряду сума від'ємного та позитивного опору такого ланцюга має бути позитивною, тобто в точці перетину з ВАХ навантажувальна пряма має мати більш крутий нахил, ніж ділянка кривої ВАХ (Рисунок 2.4).

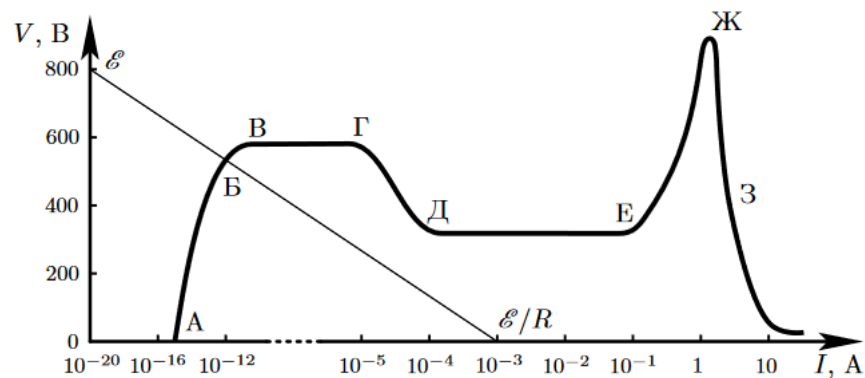


Рисунок 2.4 – ВАХ розряду в неоні при тиску 1,3 мбар та навантажувальна пряма

Ланцюг також містить прилад для вимірювання струму  $A$  та вольтметр  $V$ , який вимірює напругу  $U$  між електродами. За допомогою схеми, зображеної на Рисунку 2.3, можна отримати будь-який можливий режим струму через досліджуваний газовий провідник. На площині  $(U, I)$  такий режим визначається точкою перетину ВАХ, тобто кривої  $U(I)$ , з навантажувальною прямою  $U = \varepsilon - RI$ . Змінюючи  $\varepsilon$  та  $R$ , можна отримати будь-яку точку ВАХ. При цьому стійкість струму на ділянці ВАХ з від'ємним нахилом можна забезпечити вибором достатньо великого опору  $R$ .

Вигляд ВАХ для конкретного газового провідника залежить від ряду умов, насамперед від тиску газу. На Рисунку 2.4 наведено отриману експериментально за допомогою схеми на Рисунку 2.3 ВАХ розряду в неоні при тиску 1,3 мбар між плоскими мідними електродами площею  $10 \text{ см}^2$ ,



розташованими на відстані 50 см, а також типову навантажувальну пряму. Оскільки тут немає спеціального зовнішнього іонізатора (зовнішня іонізація створюється тільки природним радіоактивним випромінюванням та космічними променями), початкова ділянка характеристики несамоствійного розряду (ділянка ОА на Рисунку 2.4) відповідає настільки малим струмам, що на графіку його не вдається зобразити. Характеристика починається відразу з ділянки АБ, що відповідає струму насичення (ділянка АБ на Рисунку 2.4) та режиму газового посилення. В точці В відбувається пробій і починається самоствійний розряд.

На Рисунку 2.5 наведено якісну картину ТР в довгій скляній трубці, а також подано залежності основних величин, що характеризують розряд, від поздовжньої координати. Це інтенсивність світіння, потенціал та напруженість електричного поля, електронний та іонний струми, електронна та іонна густини та повна густина об'ємного заряду.

Видно, що розряд складається з ряду чергуючихся світлих та темних поперечних смуг. Оскільки всі процеси в розряді пов'язані з зіткненнями електронів з атомами газу, відстані від катода до цих смуг визначаються числом пробігів електронів по них. Тому характерні розміри смуг збільшуються зі зменшенням тиску. Безпосередньо до катода прилягає вузьке астонів простір, потім йде шар катодного свічення, а потім – темний катодний простір. Далі йде область від'ємного свічення, яка переходить в темний фарадеевий простір. За ним починається додатній стовп свічення, що закінчується в анодному темному просторі, який на аноді переходить у вузький шар анодного свічення.

Зазвичай найяскравішою є область від'ємного свічення, яка має для повітря блакитний колір, з цього і отримав розряд свою назву – тліючий.

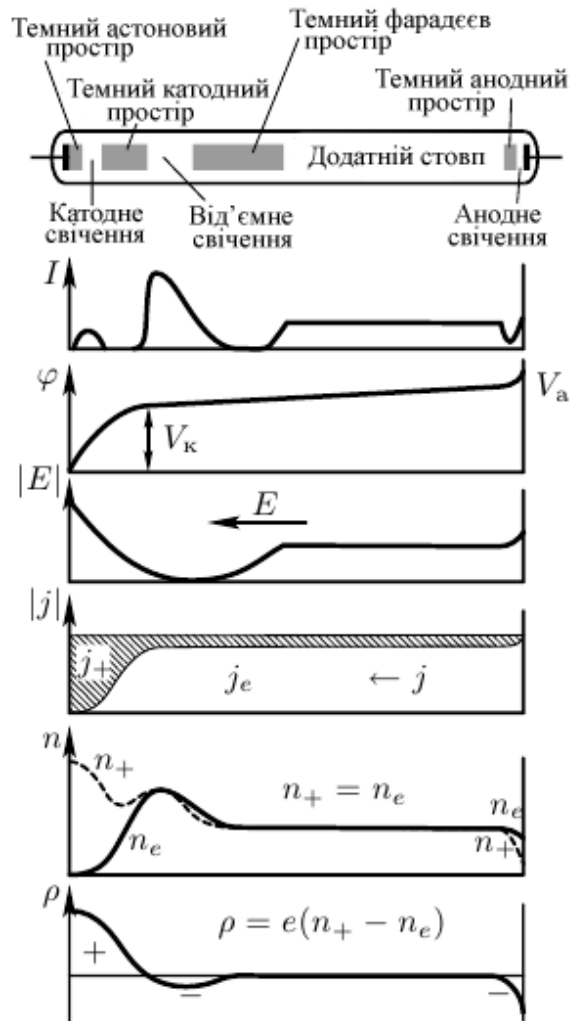


Рисунок 2.5 – Структура ГР та розподіл по довжині основних величин, що його характеризують

Виникаючі при іонізації атомів електрони прискорюються полем та рухаються у бік анода до межі від'ємного тліючого свічення. Позитивні іони також прискорюються полем і летять до катода. Потік іонів, що направляються до катода, можна спостерігати за світінням газу за катодом, якщо в катоді зробити отвори. У цьому випадку іони проходять у закатодний простір, утворюючи закатодні або каналні промені [37]. Якщо на їхньому шляху поставити циліндр Фарадея та подавати на нього позитивний потенціал, що гальмує іони, то можна отримати дані про енергію іонів [39]. Аналогічним чином, вивчаючи потік електронів через отвір у аноді, підтягнутому до меж катодних частин розряду, можна отримати відомості про розподіл електронів за енергіями [42, 43].

Якісно розподіл свічення по довжині розряду пояснюється так. Електрони, що вибиваються з катода потрапляючими на нього іонами, мають енергію, недостатню для збудження атомів. Тому шар біля катода є темним (астонов простір). Далі електрони набирають достатню для цього енергію, і виникає перший світлячий шар, катодне свічення. Потім енергія електронів стає настільки великою, що вони в основному іонізують, а не збуджують атоми. Так утворюється темний катодний простір, де відбувається основне розмноження електронів і іонів. Народжені іони рухаються до катода, створюючи великий позитивний об'ємний заряд. В кінці темного катодного простору поля вже майже немає, воно захоплене об'ємним зарядом, проте утворилось дуже багато порівняно повільних електронів, що рухаються до аноду, які знову збуджують атоми. Так починається область від'ємного свічення. Далі електрони розтрачають свою енергію (поле слабке) і збудження припиняється, а свічення переходить у темний фарадеевий простір.

У фарадеевому просторі поле повільно наростає до свого значення в додатному стовпі, який можна розглядати просто як ділянку омичного провідника з електронною провідністю. Оскільки тут безперервно відбуваються зіткнення електронів з атомами, відбувається їх збудження, і додатній стовп випромінює світло. У аноді іонів немає, електрони утворюють від'ємний об'ємний заряд, створюється невелике анодне падіння потенціалу, в якому електрони набирають енергію і викликають анодне свічення.

Всі залежності, показані на Рисунку 2.5, підтверджують це пояснення. Найважливішим тут є наявність зони позитивного об'ємного заряду та області сильного електричного поля біля катода. Це і є катодний шар, він простягається від катода до початку області від'ємного свічення. Як вже зазначалося вище, катодний шар – найважливіша частина ТР, без нього розряд не може існувати. Товщина катодного шару та величина катодного падіння потенціалу автоматично встановлюються таким чином, щоб виконувалися критерії самопідтримки розряду при мінімумі витрат енергії: це – мінімальна для такого

розміру напруга, приблизно рівна мінімальній напрузі запалювання за кривою Пашена (Рисунок 2.6).

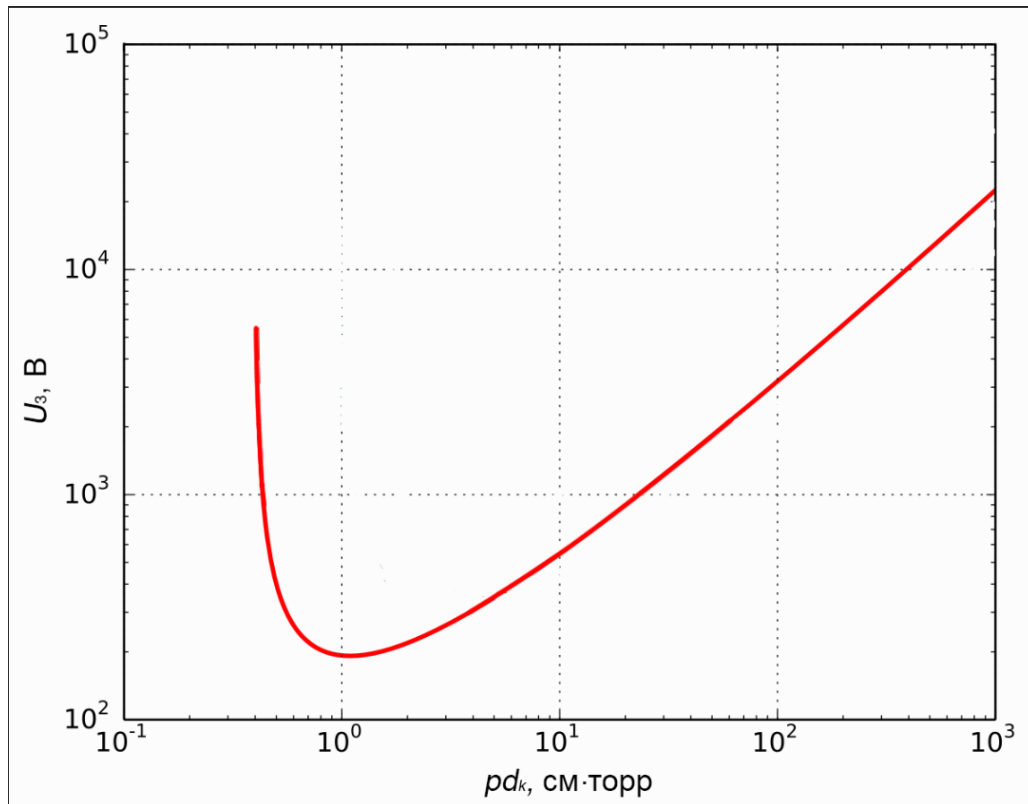


Рисунок 2.6 – Залежність потенціалу запалювання  $U_z$  від тиску  $p$  на довжину розрядного проміжку  $d$  (крива Пашена) для аргону

Це означає, що для створення однієї електронно-іонної пари витрачається мінімальна енергія (рівна так званій константі Столетова).

Особливу властивість самоорганізації має НТР (горизонтальна ділянка ВАХ на Рисунку 2.4). У ньому струм може зростати лише за рахунок збільшення площі катодної плями, а густина струму залишається незмінною. Це можна пояснити тим, що оскільки напруга на катодному шарі та його товщина визначаються умовою мінімуму на кривій Пашена, вони майже не змінюються при заданому тиску газу. Отже, густина струму також повинна залишатися постійною.

При повному заповненні катода подальше збільшення струму буде можливе лише за рахунок підвищення інтенсивності іонізації газу, що можливо

лише при збільшенні напруги. Розряд при цьому переходить в режим АТР (ділянка ЕЖ на ВАХ). У АТР густина струму вища, ніж в НТР.

Як це можна побачити на нижній кривій Рисунка 2.5, яка описує розподіл об'ємного заряду, між катодним шаром та анодом утворюється довга (якщо трубка довга) електронейтральна область, більша частина якої називається додатнім стовпом. На Рисунку 2.5 також видно, що в додатному стовпі густина електронів дорівнює густині іонів, струм переважно передається електронами, а електричне поле, що викликає струм, однорідне по довжині, як у звичайному омичному провіднику. Згідно зі сказаним вище, такий стан газу називається плазмою. Додатній стовп ТР є прикладом низькотемпературної слабкоіонізованої нерівноважної плазми, що підтримується електричним полем [44].

Стан плазми в додатному стовпі абсолютно не залежить від процесів у приелектродних областях, а визначається лише процесами всередині нього. Народження та загибель електронів відбуваються на тлі їх дрейфового руху від катода до анода. Втрати електронів у стовпі (за рахунок дифузії до стінок трубки, а також рекомбінації в об'ємі) повинні компенсуватися іонізацією. І все ж більша частина електронів, що досягають анода, надходить до стовпа ззовні (з катодного шару), як це відбувається при струмі через звичайний провідник.

У НТР у випадку, коли втрати електронів обумовлені дифузією, ВАХ додатного стовпа може бути спадаючою. У цьому випадку спадаючою буде і ВАХ всього розряду, що підтверджує експеримент: при збільшенні струму напруга на розрядному проміжку не залишається постійною, як це має бути для НТР, а зменшується. Це пояснюється нагріванням газу. У центральній області газ нагрівається сильніше, його концентрація знижується, довжина пробігу електронів зростає, і вони отримують можливість набирати енергію, необхідну для іонізації, при меншому полі, ніж до нагрівання. Отже, напруга, необхідна для підтримання такого струму, знижується.

Розглянемо більш детально теорію катодних частин розряду. Повна теорія катодних частин ТР доволі складна. Для одновимірного випадку

розглянемо теорію, розвинену А.Енгелем та М.Штенбеком [45], яка ґрунтується на наступних припущеннях.

Оскільки точне розв'язання задачі визначення залежностей  $\rho = f_1(x)$  и  $E = f_2(x)$  ще не зроблено, ці залежності беруться з дослідів. В якості першого наближення для залежності  $E = f_2(x)$  можна взяти співвідношення  $E = E_0 \left(1 - \frac{x}{d}\right)$ , де  $E_0$  – поле біля катоду, а  $d$  – товщина області об'ємного заряду.

Припустимо, що у кожній точці області катодного падіння електрони іонізують з інтенсивністю, що визначається коефіцієнтом  $\alpha$ , що відповідає полю  $E$  у цій точці. Це справедливо лише тоді, коли поле залишається постійним або незначно змінюється протягом багатьох довжин вільних пробігів електронів. У катодній частині ТР поле швидко зменшується і сильно змінюється на кожній довжині вільного пробігу, звідси результуюча іонізація відрізнятиметься від рівноважної. Прийняте припущення дозволяє використовувати при підрахунку іонізації в області об'ємного заряду вираз для коефіцієнта іонізації  $\alpha = Ape^{-\frac{Vp}{E}}$ , і теорія набуває якісного характеру.

Умова самостійності розряду передбачається діючою лише в області об'ємного заряду, тоді як вона має бути поширена і на область від'ємного тліючого свічення. Участь останнього в іонізації менш істотна при низьких значеннях  $U_K$ , але дедалі більше збільшується за його зростання. У суворіших теоріях до рівняння самостійності вводиться додатковий коефіцієнт  $\delta$ , рівний відношенню струму іонів, що надходять з плазми від'ємного тліючого свічення, до струму електронів, які в неї вступають з області об'ємного заряду. Величина коефіцієнта  $\delta$  береться для площини, де  $E = 0$ . При невеликих значеннях густини струму і катодного падіння коефіцієнт  $\delta$  малий, і ним можна знехтувати. При великих значеннях  $j_K$  і  $U_K$  коефіцієнт може бути порядку одиниці.

Робляться припущення, які обмежують застосування теорії областю не надто високих значень  $U_K$ . До них належить, наприклад, припущення про те, що позитивні іони не викликають іонізації в області об'ємного заряду, далі, що

коефіцієнт не залежить від швидкості іонів, а тільки від природи газу і матеріалу катода і, таким чином, може розглядатися постійним. Крім того, для області сильних полів процесами рекомбінації можна знехтувати.

Теорія повинна вказати зв'язок густини струму  $j$  з катодним падінням потенціалу  $U_K$ . Висновок ґрунтується на наступних трьох рівняннях:

- Пуасона:

$$\operatorname{div} E = -\frac{1}{\varepsilon_0} \cdot (\rho_+ - \rho_e); \quad (2.3)$$

- струму:

$$j = j_e + j_+, \quad (2.4)$$

де  $j_e$  – густина електронного струму,  $j_+$  – густина іонного струму;

- рівняння самостійності розряду, яке для одновимірного випадку має вигляд:

$$\gamma \cdot \left( e^{\int_0^d \alpha \cdot dx} - 1 \right) = 1, \quad (2.5)$$

де  $d$  – товщина області об'ємного заряду.

У стаціонарному режимі  $j$  залежить від  $x$ . Запишемо вираз для  $j$  біля катода:

$$j_K = j_{+K} + j_{eK} = j_{+K} \cdot (1 + \gamma), \quad (2.6)$$

т.я.  $j_{eK}/j_{+K} = \gamma$ .

За всіх прийнятих припущень обчислимо  $j_{+K}$ . Оскільки  $E = E_0 \cdot \left( 1 - \frac{x}{d_K} \right)$ , то  $\operatorname{div} E = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} = -\frac{E_0}{d_K}$  і для  $\rho$  маємо

$$\rho = \frac{\varepsilon_0 \cdot E_0}{d_K} = \rho_{+K} - \rho_{eK}. \quad (2.7)$$

Так як для катодної частини тліючого розряду густина об'ємного заряду іонів набагато більша за густину заряду електронів, то одночасно

$$\rho_{+K} = \frac{\varepsilon_0 \cdot E_0}{d_K}, \quad (2.8)$$

і для густини струму іонів у катода маємо

$$j_{+K} = u_{+K} \cdot \rho_{+K} = \mu_+ \cdot E_0^2 \cdot \frac{\varepsilon_0}{d_K}. \quad (2.9)$$

Враховуючи рівняння (2.6), а також, що  $E_0 = \frac{2 \cdot U_K}{d_K}$ , отримаємо

$$j = \frac{4 \cdot \varepsilon_0 \cdot \mu_+ \cdot (1 + \gamma) \cdot U_K^2}{d_K^3}. \quad (2.10)$$

Однак задачу ще не розв'язано, так як у рівняння (2.10) входить величина  $d_K$ , яка залежить від  $U_K$  і  $j$ . Щоб виключити  $d_K$  з рівняння (2.10), використовуємо рівняння самостійності розряду для катодної частини. Перетворимо рівняння (2.5):

$$\int_0^{d_K} \alpha \cdot dx = \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right), \quad (2.11)$$

застосовуючи для коефіцієнта іонізації співвідношення  $\alpha = A \cdot p \cdot e^{-\frac{B \cdot p}{E}}$ , отримаємо



$$\int_0^{d_K} A \cdot p \cdot e^{-\frac{B \cdot p}{E_0 \cdot (1-x/d_K)}} \cdot dx = A \cdot p \cdot \int_0^{d_K} e^{-\frac{B \cdot p \cdot d_K}{2 \cdot U_K \cdot (1-x/d_K)}} \cdot dx =$$

$$= \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (2.12)$$

Підставляючи в рівняння (2.12) вираз для  $d_K$  (2.10) і використовуючи  $\frac{B \cdot p \cdot d_K}{2 \cdot U_K \cdot (1-x/d_K)} = \frac{1}{y}$ , отримаємо загальне рівняння

$$1 = \frac{A \cdot B \cdot (p \cdot d_K)^2}{2 \cdot U_K \cdot \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)} \cdot \int_0^{\frac{2 \cdot U_K}{B \cdot p \cdot d_K}} e^{-\frac{1}{y}} \cdot dy =$$

$$= \frac{A \cdot B \cdot p^2 \cdot 2^{\frac{1}{3}} \cdot [\varepsilon_0 \cdot \mu_+ \cdot (1 + \gamma)]^{\frac{2}{3}} \cdot U^{\frac{1}{3}}}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \cdot j^{\frac{2}{3}}} \cdot \int_0^{\left(\frac{2 \cdot U_K \cdot j}{B \cdot p \cdot [\varepsilon_0 \cdot \mu_+ \cdot (1 + \gamma)]}\right)^{\frac{1}{3}}} e^{-\frac{1}{y}} \cdot dy =$$

$$= \frac{(C_1 \cdot U_K)^{\frac{1}{3}}}{(C_2 \cdot j)^{\frac{2}{3}}} \cdot \int_0^{([C_1 \cdot U_K] \cdot [C_2 \cdot j])^{\frac{1}{3}}} e^{-\frac{1}{y}} \cdot dy, \quad (2.13)$$

де

$$C_1 = \frac{2 \cdot A}{B \cdot \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}; \quad (2.14)$$

$$C_2 = \frac{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}{A \cdot B^2 \cdot (p \cdot \mu_+) \cdot (1 + \gamma) \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{p^2} \quad (2.15)$$

Рівняння (2.13) є ВАХ катодної частини розряду.  $C_1$  і  $C_2$  – зворотні величини напруги та густини струму. Рівняння (2.13) дає безрозмірну характеристику для будь-яких газів та електродів; відповідна залежність дана на Рисунку 2.7. Для деякого значення  $U_K$  можливі два значення  $j$  (точки 1 і 2 на

Рисунку 2.7), з яких насправді спостерігається лише одне, що відповідає правій гілці кривої.

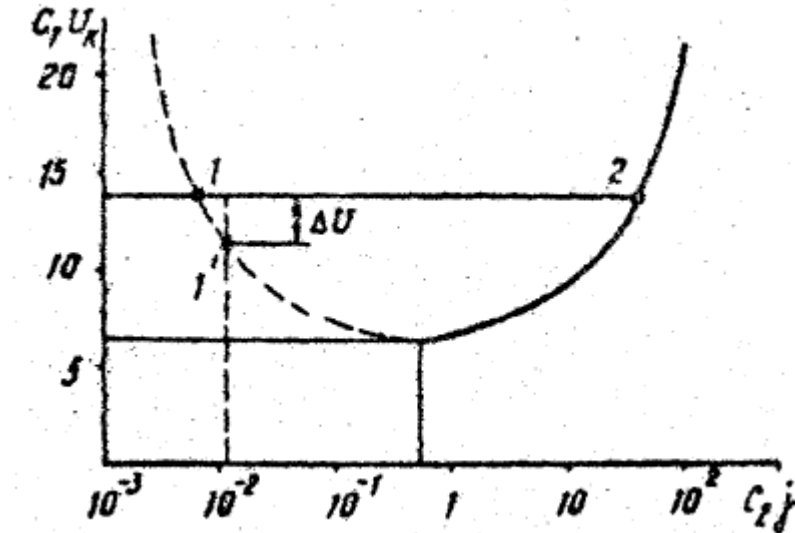


Рисунок 2.7 – Узагальнена характеристика ТР згідно до співвідношення (2.13)

Нестабільність лівої частини кривої покажемо в такий спосіб. Нехай ТР характеризується точкою 1, тобто, існує при малій густині струму, і дець у катодній частині за рахунок флуктуацій збільшиться густина об'ємного заряду і відповідно густина струму. Так як  $U_K$  підтримується постійною, а збільшення  $j$  відповідає зменшенню напруги на розряді (точка 1'), то з'являється надлишок напруги  $\Delta U$ , через який розвиваються іонізаційні процеси, що призведе до подальшого зростання густини струму аж до точки 2, яка характеризує стабільний стан ТР. Аналогічним міркуванням можна показати, що стабільна вся права частина кривої.

Якщо зменшувати густину струму, то з будь-якої точки правої частини кривої можна потрапити в точку мінімуму, після чого густина струму вже не змінюватиметься аж до згасання ТР. Таким чином, для будь-якого проміжку виконуються співвідношення  $C_2 \cdot j = 0,67$  і  $C_1 \cdot U_K = 6$  [38].

## 2.2 Огляд теоретичних концепцій аномального тліючого розряду

В аномальних ТР протікають сильні струми, і в катодному темному просторі існує сильне електричне поле. Тому для пояснення цього типу розряду необхідно розглянути процеси, що сприяють підвищенню катодної емісії та посиленню іонізації газу в об'ємі.

Одне з пояснень існування аномальних розрядів базується на збільшенні коефіцієнта вторинної емісії катода  $\gamma$  за рахунок фотоефекту під впливом випромінювання ультрафіолетового спектру з катодного темного простору та від'ємного тліючого світіння [46].

Густина струму електронів з катода складається з електронів, вибитих позитивними іонами, та електронів, звільнених з катода шляхом фотоефекту:

$$j_e(0) = \gamma_p j_p(0) + \gamma_v f_d n_{vd} j_e(0) + \gamma_v f_g n_{vg} j_{eg}, \quad (2.16)$$

де  $\gamma_p$  – число електронів, що вилітають з катода під дією позитивних іонів, відносно числа іонів, що потрапляють на катод;  $\gamma_v$  – квантовий вихід фотоефекту в електронах на падаючий квант частоти  $\nu$ ;  $f_d$  – частина фотонів, утворених в катодному темному просторі, які досягають катода;  $f_g$  – частина фотонів з від'ємного світіння, які досягають катода;  $n_{vd}$  – кількість фотонів з  $h\nu > \phi_m$  (роботи виходу), що припадає на один електрон в катодному темному просторі;  $n_{vg}$  – число таких фотонів, які припадають на один електрон у від'ємному свіченні;  $j_{eg}$  – густина електронного струму у від'ємному свіченні [37].

Теорія Енгеля і Літлла [46, 47], що базується на фотоефекті під дією випромінювання розряду, дозволяє розрахувати  $pd_k$  та  $j/p^2$  в залежності від катодного падіння потенціалу  $U_k$ . На Рисунку 2.8 порівняні результати такого

розрахунку для ТР в азоті з залізним катодом [46-49] та експериментальні дані Гюнтершульце [50,51].

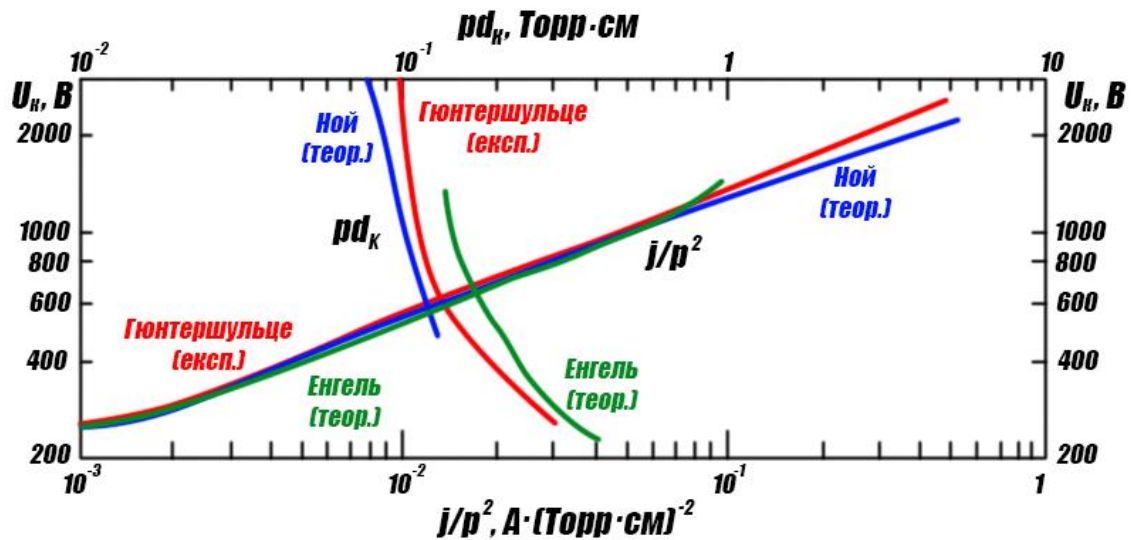


Рисунок 2.8 – Порівняння розрахунків катодного падіння потенціалу Енгеля [46, 47] (зелені) та Ноя [48, 49] (сині) як функції  $pd_k$  та  $j/p^2$  з експериментальними даними Гюнтершульце [50, 51] (червоні) для ТР в азоті з залізним катодом

У випадку гелію та азоту теорія та експеримент збігаються при зміні струму на два-три порядки.

Особливо сильна дія фото ефекту має виявитися у випадку пустих катодів, що мають форму циліндра, сферичного сегмента або двох паралельних пластин. Для таких форм катодів геометричні фактори  $j_d$  та  $j_g$  близькі до одиниці [37].

Бадарой [52], Ной [48, 49] та Ханцше [53] висловлюють сумнів у тому, що збільшення струму в АТР викликане фотоemisією катода. Експерименти в ртутних парах [52] показали, що внесок фото ефекту в emisію електронів з катода невеликий і зростає зі зниженням тиску газу та зі збільшенням анодної напруги. Ной [48, 49] вважає, що  $\gamma_v$  ніколи не перевищує 10% emisії катода.

Окрім дослідження ролі фото ефекту в АТР, Бадарой та інші [52, 54] переконливо продемонстрували важливу роль перезарядки у механізмі руху

іонів, що призводить до появи швидких атомів та молекул у розряді, здатних спричинити збільшення коефіцієнта  $\gamma$  та іонізацію газу в об'ємі. При таких умовах слід враховувати неусталений характер руху іонів в нерівномірному полі, особливо поблизу межі від'ємного тліючого свічення.

Інше пояснення існування високострумних АТР полягає в тому, що емісія електронів з катода зростає через збільшення потоку іонів з від'ємного тліючого свічення, яке характеризується коефіцієнтом ефективності плазми  $\delta$ . При цьому слід враховувати нерівноважний характер руху електронів, що проявляється у вигляді залежності коефіцієнта іонізації  $\alpha$  не лише від інтенсивності поля в певній точці розряду, але й від різниці потенціалів, яку проходить електрон:  $\alpha(E/p, U)$ .

Ной [48, 49], припускаючи лінійний хід зміни поля в катодній області  $E(x) = 2 \cdot (1 - x/d_k) \cdot \bar{E}$ , одержав наступний вираз, який пов'язує середній коефіцієнт іонізації  $\bar{\alpha}$  з напруженістю поля  $\bar{E}$  та різницею потенціалів  $U$ :

$$\frac{\bar{\alpha}}{p} = \left\{ A' \frac{\bar{E}}{\bar{E}^*} e^{\left( \frac{\bar{E}^*}{2\bar{E}} - \frac{\bar{E}}{2\bar{E}^*} \right)} + \frac{\bar{s}_i}{p} \right\} e^{-\frac{\bar{E}^*}{\bar{E}}}, \quad (2.17)$$

де  $\bar{s}_i(U) = \frac{1}{d_K} \int_0^{d_K} s_i(U) dx$ ,  $U(x) = \frac{2U_K}{d_K} \left( x - \frac{x^2}{2d_K} \right)$ ,  $\bar{E} = \frac{U_K}{d_K}$ .

$s_i(U)$  представляє диференціальну іонізацію для електрону з енергією  $e_0U$ . Сталі  $A'$  і  $\bar{E}^*$  наведено у Таблиці 2.1.

Таблиця 2.1 – Значення констант  $A'$  і  $\bar{E}^*$  для різних газів [37]

Константи	Газ			
	He	Ar	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>
$\bar{E}^*/p$ , $\frac{В}{\text{см} \cdot \text{Torr}}$	50	200	150	350
$A'$ , $\frac{1}{\text{см} \cdot \text{Torr}}$	0,63	1,7	3,6	4,3

Якщо середня напруженість поля  $\bar{E}$  в катодному темному просторі перевищує  $5\bar{E}$ , то замість складної формули (2.17) можна прийняти

$$\bar{\alpha} \approx \bar{s}_i(U) = \frac{1}{d_K} \int_0^{d_K} s_i(U) dx \quad (2.18)$$

так як при таких сильних полях іонізація практично визначається пройденою електроном різницею потенціалів  $U$ .

Цікаво проаналізувати процеси у розрядах від нормального і слабкострумових аномальних, де зазначені фактори мають невелике значення, до високострумних аномальних розрядів, де вони відіграють важливу роль. Густина струму при цьому змінюється на кілька порядків величини. Такий широкий підхід зіштовхується з рядом труднощів, пов'язаних із необхідністю знайти аналітичну залежність  $\alpha$ ,  $\delta$  та  $\gamma$  від величини напруженості електричного поля та потенціалу.

Єдиний метод розгляду ТР у широкому діапазоні струму від нормального до високострумного аномального вимагає більш точного врахування характеру  $\gamma$ -процесів на катоді та їх залежності від енергії частинок, що падають на катод. Якщо вважати незначною роль фотоэффекту на катоді, то  $\gamma = \gamma_p + \gamma_g$  (тут  $\gamma_p$  – коефіцієнт вторинної емісії електронів з катода під дією ударів позитивними іонами, а  $\gamma_g$  – коефіцієнт вторинної емісії при бомбардуванні катода нейтральними атомами).

Механізм вивільнення електрона з катода під дією позитивного іона пояснюють або "потенціальним вибиванням", або "кінетичним вибиванням" [48, 49].

Одне з пояснень потенціального вибивання електронів полягає в зменшенні ширини потенціального бар'єра на поверхні металу, викликаного електричним полем позитивного іона. При цьому збільшується роль тунельного

ефекту, що проявляється в посиленні холодної емісії. Чим вище потенціальна енергія іона, тим більше  $\gamma_p$ . Наприклад, при бомбардуванні молібдену різними іонами гелію ( $\text{He}^+$ ,  $\text{He}^{++}$ ,  $\text{He}_2^+$ ) отримуються різні  $\gamma_p$ : для  $\text{He}^{++}$   $\gamma_p = 0,72$ , для  $\text{He}^+$   $\gamma_p = 0,25$  і для  $\text{He}_2^+$   $\gamma_p = 0,13$  [55], незалежно від кінетичної енергії іонів. Слабка залежність  $\gamma_p$  від швидкості іона отримана також для емісії електронів з чистого вольфраму під дією однозарядних іонів  $\text{He}^+$ ,  $\text{Ne}^+$ ,  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Kr}^+$  і  $\text{Xe}^+$  (Рисунок 2.9) [56].

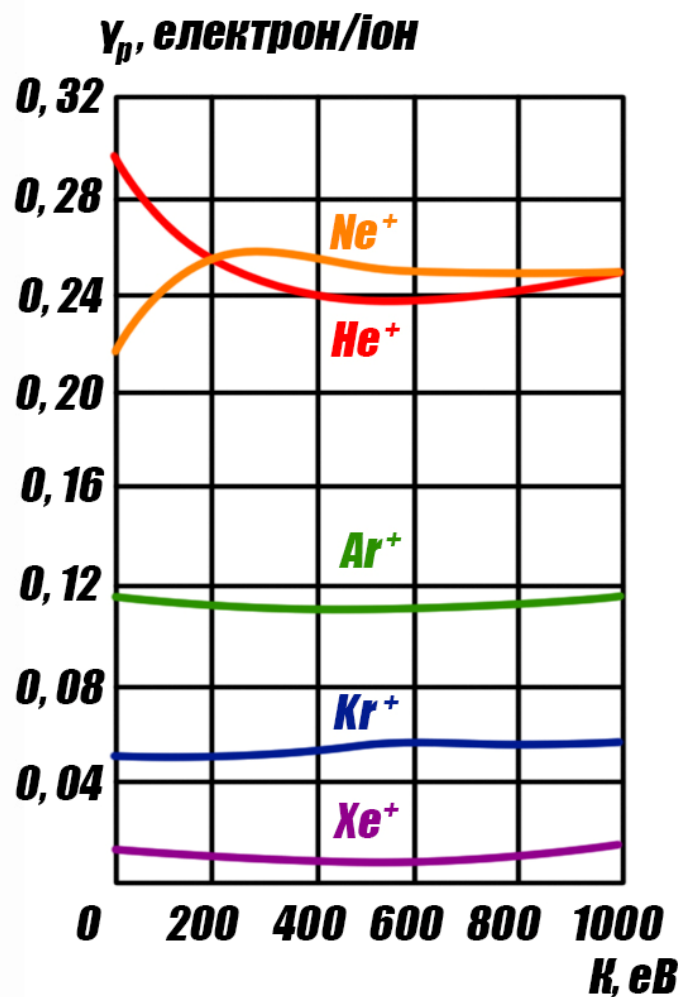


Рисунок 2.9 – Коефіцієнт вторинної емісії  $\gamma_p$  для однозарядних іонів в основному стані з чистого вольфраму в залежності від кінетичної енергії іона  $K$

[56]

Ці дані дають підстави вважати  $\gamma_p$  сталим значенням, яке майже не залежить від кінетичної енергії іона, якщо ця енергія не є дуже великою. Тому для ТР в нормальному або слабо аномальному режимі можна вважати  $\gamma_p = \text{const} = 10^{-3} \dots 10^{-1}$  (різне для різних іонів та матеріалів катоду) [37].

При переході до сильноаномального розряду, в якому є сильні електричні поля ( $10^3 \dots 10^4$  В/см), вже не можна вважати  $\gamma_p$  сталим, оскільки починає проявлятися механізм кінетичного вибивання електронів, пов'язаний з кінетичною енергією іона.

Оскільки механізм руху іонів здійснюється шляхом перезарядки, то при русі одного позитивного заряду утворюється кілька (в залежності від тиску газу) швидких атомів. Вони мають імпульс, спрямований до катоду, і, якщо їхня енергія достатньо велика, можуть викликати кінетичне вибивання електронів з катода. При цьому роль швидких атомів виявляється значною, оскільки їхня кількість більше за кількість іонів, а  $\gamma_p \approx \gamma_g$ .

Отже, вдається пояснити явища у високострумних розрядах без залучення фотоефекту [37].

На Рисунку 2.8 експериментальні дані Гюнтершульце [50, 51] порівняні з розрахунками за теорією Енгеля [45, 47] з урахуванням фотоефекту та з розрахунками за теорією Ноя [48, 49], яка враховує посилення емісії катода при великих енергіях бомбардуючих катод іонів і атомів, а також потік іонів з від'ємного свічення. Обидва розрахунки досить добре узгоджуються з результатами вимірювань. Слід зауважити, що розрахунки Ноя показують відповідність теорії та експерименту при більш високих значеннях катодного потенціалу  $U_k$ , ніж розрахунки Енгеля і Літгла.

При низькому тиску газу ( $10^{-2} - 1$  Торр) і АТР виникає специфічне явище катодного розпилення, яке викликається іонами з енергіями, починаючи приблизно з 10 еВ і вище, що падають на катод. Катодне розпилення призводить спочатку до очищення катода від забруднень, а потім – до розпилення самого металу катода. Це явище має самостійне значення для фізики та техніки. Помітне катодне розпилення можна викликати і при великих



тисках газу (діапазон 1–100 Торр), якщо сильно нагріти катод струмом ТР. Температура катода для тугоплавких металів може при цьому досягати 1000–1500°C. Катодне розпилення при різних тисках інертного газу також використовується для напилення плівок металів на металеві та діелектричні поверхні, а також для очищення та обробки поверхонь діелектриків та напівпровідників. Зокрема, можливо застосовувати ТР при низькому тиску газу для очищення поверхонь великих деталей установок та прискорювачів заряджених частинок, що корисно для покращення відкачки, боротьби з високочастотним пробоем вакууму та підвищення електричної міцності установок [38].

### 2.3 Розряд в коаксіальній системі електродів

Використання ТР у коаксіальній системі електродів (КСЕ) є поширеним методом у різних технічних застосуваннях. У коаксіальній конфігурації системи електродів один з електродів має форму циліндра, що оточує інший електрод, який також має циліндричну форму (Рисунок 2.10).

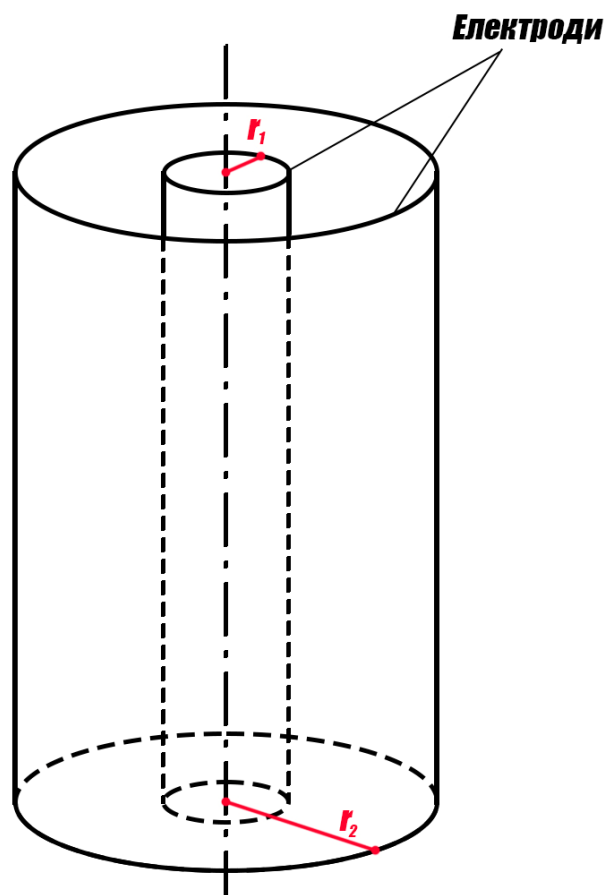


Рисунок 2.10 – Коаксіальна система електродів

Переваги використання ТР в КСЕ включають його стабільність, низькі енергетичні витрати та можливість створення рівномірного газового розряду вздовж всієї довжини циліндра. Цей метод знаходить застосування в різних пристроях, включаючи газорозрядні лампи, джерела світла, плазмові

прискорювачі та інші технічні системи, де потрібне рівномірне розподіл розряду для певних процесів обробки газів або матеріалів.

ТР у КСЕ може використовуватися для проведення різноманітних фізичних і хімічних процесів, таких як обробка поверхонь, синтез матеріалів, покриттів або наноструктур, а також для створення певних плазмових ефектів. Цей метод є важливим інструментом для дослідження різних аспектів плазми та газорозрядних процесів в наукових і інженерних застосуваннях.

При розв'язанні задачі про проходження електричного струму через високий вакуум або через газ доводиться враховувати електричне поле, створене всією сукупністю заряджених частинок, що знаходяться в розрядному проміжку. При обчисленні цього загального поля вводять уявлення про просторові заряди, а розрахунки ведуть так, ніби заряд частинок, що знаходяться в даному невеликому об'ємі, розподілений рівномірно по всьому цьому об'єму. При розв'язанні цієї задачі нас може цікавити, з одного боку, розподіл поля, з іншого – залежність сили електронного струму на даний електрод від накладеного на цей електрод потенціалу. Ленгмюр [39, 57] дав розв'язок задачі для вакуумної електронної лампи з плоскими, циліндричними та сферичними електродами, а потім застосував свої розв'язки до явищ у газовому розряді.

Для випадку пласкопаралельних електродів було отримано розподіл потенціалу у просторі:

$$V = \sqrt[3]{\frac{81}{2}} \pi^{\frac{2}{3}} \left(\frac{e}{m}\right)^{-\frac{1}{3}} I^{\frac{2}{3}} x^{\frac{4}{3}}, \quad (2.19)$$

де  $V$  – потенціал у точці на відстані  $x$ ;  $e$  – заряд електрона;  $m$  – маса електрона;  $I$  – абсолютна величина густини струму;  $x$  – відстань.

Підставляючи в (2.19) замість  $x$  відстань між анодом і катодом  $x_a$ , а замість  $V$  потенціал анода  $V_a$ , знаходимо залежність сили електронного струму з одиниці поверхні катода від напруги між катодом і анодом:

$$I = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{U_a^{\frac{3}{2}}}{x_a^2}, \quad (2.20)$$

де  $U_a$  – напруга між електродами;  $x_a$  – відстань між електродами.

Для випадку циліндричних електродів Ленгмюр та його співробітники вивели формулу у циліндричній системі координат:

$$I = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{r\beta^2}, \quad (2.21)$$

де  $I$  – сила струму, яка припадає на одиницю довжини кожного циліндра;  $V$  – потенціал у точці з координатою  $r$  (за умови, що  $V = 0$  при  $r = r_0$ ,  $r_0$  – радіус того циліндра, крізь поверхню якого проходять електрони);  $\beta$  – деяка функція, значення квадрату якої наведені в Додатку А.

Підставивши замість  $r$  відстань між електродами  $r_a$ , замість  $V$  – потенціал анода  $V_a$ , а також значення констант в (2.21), отримуємо:

$$I = 1,468 \cdot 10^{-5} \frac{U_a^{\frac{3}{2}}}{\beta^2 r}. \quad (2.22)$$

Для розподілу потенціалу між циліндричними катодом і анодом знаходимо:

$$V = \left( \frac{10^5 \beta^2}{1,468} \right)^{\frac{2}{3}} I^{\frac{2}{3}} r^{\frac{2}{3}}. \quad (2.23)$$

У випадку плоских паралельних електродів поверхня мінімального потенціалу також представляє собою паралельну катоду площу; у випадку коаксіальних круглих циліндрів – кругову циліндричну поверхню з тією ж

віссю, що й у катода. У випадку, коли ланцюг анода не замкнений і на анод не накладено ззовні жодного потенціалу, рух електронів зводиться до їх хаотичного теплового руху. Електрони осідають на аноді і заряджають його від'ємно відносно катода. Поверхня мінімального потенціалу співпадає з поверхнею анода. Якщо включити анод в ланцюг і поступово підвищувати його потенціал, то поверхня мінімального потенціалу відділяється від анода і починає наближатися до катода [58]. При досягненні струму насичення і при подальшому підвищенні потенціалу анода поверхня мінімального потенціалу співпадає з поверхнею катода.

Слід додати, що формули для КСЕ справедливі у випадку, якщо радіуси обох циліндрів малі. Якщо радіуси електродів достатньо великі, то розрахунки проводяться за формулою для пласкопаралельних пластин.

## 2.4 Вплив азимутального магнітного поля на розряд та його властивості

Якщо плазма розміщена у магнітному полі (МП), то на заряджені частинки, крім сил електричного поля, тертя об інші частинки та градієнту тиску, діє також сила Лоренца  $\frac{e_0}{c_0} [\vec{u}, \vec{B}]$ , де  $\vec{u}$  – швидкість руху частинки,  $\vec{B}$  – магнітне поле. Рух електронів із середньою швидкістю  $\vec{u}_e$  та іонів із середньою швидкістю  $\vec{u}_p$  у межах гідродинамічної теорії плазми описуються рівняннями:

$$e_0 \vec{E} + \frac{e_0}{c_0} [\vec{u}_e, \vec{B}] + m_e \nu_e \vec{u}_e + kT_e \frac{\nabla n}{n} = 0, \quad (2.24)$$

$$e_0 \vec{E} + \frac{e_0}{c_0} [\vec{u}_p, \vec{B}] - m_p \nu_p \vec{u}_p - kT_p \frac{\nabla n}{n} = 0. \quad (2.25)$$

Тут  $\nu_e = 1/\tau_e$  і  $\nu_p = 1/\tau_p$  – відповідно середні електронна та іонна сумарні частоти зіткнень з усіма іншими частинками плазми ( $\tau_e$  і  $\tau_p$  – час між зіткненнями). Введемо позначення:

$$b_e = \frac{e_0}{m_e \nu_e} = \frac{e_0 \tau_e}{m_e}, \quad b_p = \frac{e_0}{m_p \nu_p} = \frac{e_0 \tau_p}{m_p},$$

$$\vec{\omega}_e = \frac{e_0 \vec{B}}{m_e c_0}, \quad \vec{\omega}_p = \frac{e_0 \vec{B}}{m_p c_0}.$$

де  $\omega_e$  і  $\omega_p$  – відповідно електронна і іонна гірочастоти. Тоді рівняння (2.24) і (2.25) можна записати у вигляді:

$$\vec{u}_e + [\vec{u}_e, \vec{\omega}_e] \tau_e = -(b_e \vec{E} + D_e \frac{\nabla n}{n}), \quad (2.26)$$

$$\vec{u}_p - [\vec{u}_p, \vec{\omega}_p] \tau_p = b_p \vec{E} - D_p \frac{\nabla n}{n} \quad (2.27)$$

де

$$D_e = \frac{kT_e}{m_e u_e} = b_e \frac{k}{e_0} T_e, \quad D_p = \frac{kT_p}{m_p u_p} = b_p \frac{k}{e_0} T_p$$

– коефіцієнти дифузії електронів і іонів відповідно без МП. Рівняння (2.26) і (2.27) мають розв'язки:

$$\vec{u}_e = -\frac{1}{1+\omega_e^2 \tau_e^2} \left\{ \left( b_e \vec{E} + D_e \frac{\nabla n}{n} \right) + \left[ \omega_e \tau_e \left( b_e \vec{E} + D_e \frac{\nabla n}{n} \right) \right] \right\}, \quad (2.28)$$

$$\vec{u}_p = \frac{1}{1+\omega_p^2 \tau_p^2} \left\{ \left( b_p \vec{E} - D_p \frac{\nabla n}{n} \right) - \left[ \omega_p \tau_p \left( b_p \vec{E} - D_p \frac{\nabla n}{n} \right) \right] \right\}. \quad (2.29)$$

У частковому випадку однорідного вздовж осі  $z$  та по азимуту  $\theta$  ( $E_\theta = 0$ ) циліндричного стовпа плазми маємо вираз для радіальних (по  $r$ ) та азимутальних (по  $\theta$ ) компонент швидкостей заряджених частинок:

$$u_{er} = -\frac{b_e}{1+\omega_e^2 \tau_e^2} \left( E_r + \frac{kT_e}{e_0} \frac{d \ln n}{dr} \right), \quad (2.30)$$

$$u_{e\theta} = -\frac{\omega_e \tau_e}{1+\omega_e^2 \tau_e^2} b_e \left( E_r + \frac{kT_e}{e_0} \frac{d \ln n}{dr} \right) = \omega_e \tau_e u_{er}, \quad (2.31)$$

$$u_{pr} = \frac{b_p}{1+\omega_p^2 \tau_p^2} \left( E_r - \frac{kT_e}{e_0} \frac{d \ln n}{dr} \right), \quad (2.32)$$

$$u_{p\theta} = -\frac{\omega_p \tau_p}{1+\omega_p^2 \tau_p^2} b_p \left( E_r - \frac{kT_e}{e_0} \frac{d \ln n}{dr} \right) = -\omega_p \tau_p u_{pr}. \quad (2.33)$$

Азимутальні компоненти швидкостей електронів і іонів також називаються "холлівськими" компонентами – вони відсутні в плазмі без МП, а

при сильних полях (коли  $\omega_\tau \gg 1$ ) вирази (2.31) та (2.33) переходять у звичайну формулу для швидкості дрейфу заряджених частинок у схрещених і силовому полях [37].

При азотуванні металевих поверхонь часто потрібно проводити іонне оброблення внутрішньої поверхні довгих трубок з малим діаметром і забезпечити при цьому однорідність обробки. Використання ТР з довгим порожнім трубчастим катодом та анодом поза трубкою не забезпечує однорідність через погану проникність електричного поля в трубку. Тому доцільно використовувати коаксіальний внутрішній анод, який підтримує розряд на всій довжині трубки; проте, навіть у такій системі можлива нерівномірність обробки з різних причин.

Для мінімізації нерівномірності іонного оброблення зазвичай використовують механічне або магнітне сканування іонного розряду по поверхні [59]. У разі КСЕ, ефект сканування може бути створений азимутальним магнітним полем (АМП), яке генерується струмом, що проходить через анод (Рисунок 2.11).

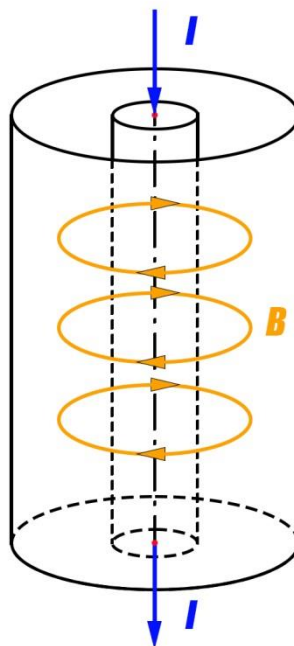


Рисунок 2.11 – АМП, створюване током на аноді



Як було сказано раніше, це поле, разом з електричним полем у розряді, генерує силу Лоренца, яка, в свою чергу, змушує заряджені частинки в плазмі розряду рухатися вздовж вісі коаксіальної системи. Дослідження [60] впливу АМП аноду на НТР низького тиску (20...100 Па) в КСЕ, через яку проходить струм з достатньою величиною для створення магнітної індукції в декілька мілітесла, показало ефект магнітного зміщення зони розряду вздовж міжелектродного проміжку при довжині системи в десятки сантиметрів.

## Висновки до Розділу 2

В Розділі 2 проведено огляд тліючого розряду, зосереджений на ключових аспектах та теоретичних концепціях, що дозволяє зробити наступні висновки:

1. Тліючий розряд визначається складною структурою, яка включає катодну та анодну області. Розглянуто властивості ВАХ та рівняння для катодної частини розряду. Вказано на нестабільність лівої частини ВАХ та можливість згасання розряду при зменшенні густини струму. Вивчено основні характеристики тліючого розряду та його вплив на параметри напруги та густини струму.
2. У високострумних аномальних розрядах, де важлива роль належить кінетичному вибиванню електронів з катода, виявлено вплив катодного розпилення та іонізації за рахунок швидких атомів, що має практичне значення для різноманітних застосувань, таких як напилення плівок металів та очищення поверхонь у вакуумних установках.
3. У системі електродів з коаксіальними циліндрами та плоскими паралельними електродами виникають різні форми поверхні мінімального потенціалу. Розміри електродів важливі для використання відповідних формул.
4. У системі з магнітним полем в плазмі, рух частинок описується гідродинамічними рівняннями, де діє сила Лоренца. Використання коаксіальних систем електродів у таких умовах може впливати на розподіл зони розряду та допомагати вирішувати завдання іонного обробки поверхонь.

## РОЗДІЛ 3 АНАЛІЗ ТА ОЦІНКА СТАНУ ОБ'ЄКТУ РОБОТИ

### 3.1 Застосування тліючого розряду в коаксіальній системі електродів

Сучасні напрямки фізики газового розряду тісно пов'язані з питаннями взаємодії розрядної плазми з речовиною з метою модифікації (зміни) властивостей матеріалів, поверхонь і середовища. Модифікація поверхні твердого тіла передбачає зміну хімічного складу та структури поверхневого шару. Плазмохімічна обробка дозволяє отримати матеріали з унікальними властивостями поверхні, обумовленими одночасним впливом випромінювання плазми та хімічно активних частинок при відносно низькій температурі поверхні. Плазмохімічній обробці можуть піддаватися різноманітні матеріали: від металів і їх сплавів до різних полімерів, як природного, так і штучного походження. Оброблюваний виріб розміщують у вакуумній металевій камері. У просторі між поверхнею виробу та стінкою запалюється ТР. Склад і тиск плазмоутворюючого газу легко регулюються системою подачі газу. Утворюються заряджені частинки в плазмі, які бомбардують поверхню виробу, внаслідок чого може змінюватися хімічна та кристалічна структура поверхні та її властивості (твердість, хімічна і термічна стійкість та ін.) [61].

При обробці плазмою органічних матеріалів, як штучного, так і природного походження (полімерів, пластмас, тканин, паперу та ін.), змінюється склад і реакційна здатність їх поверхонь, що призводить до зміни їх властивостей. Так, при обробці полімерів може змінюватися адгезія, вологість, здатність до фарбування, можливість склеювання як між собою, так і з іншими матеріалами. Різко може зменшитися знос оброблених волокон шерсті, змінюються їх електростатичні характеристики та ін. [62].

За допомогою плазми можна осаджувати та видаляти як неорганічні, так і органічні плівки, що широко використовується в різних галузях промисловості, науки і техніки. Так, наприклад, плазмові методи осадження та травлення

плівок широко застосовуються в мікроелектроніці при виготовленні елементів тонкоплівкових інтегральних схем.

Плазмі піддаються не лише тверді матеріали, але і різні рідини. При цьому, на відміну від твердих тіл, в рідині можуть виникати значні потоки переносу маси (дифузія, конвекція), в результаті чого виниклі при взаємодії з плазмою фізико-хімічні зміни в поверхневому шарі рідини можуть поширюватися по всьому її об'єму. Таким чином, за рахунок процесів перемішування обробку об'єму рідини можна проводити через обробку її поверхні. Як приклад такого процесу можна вказати обробку плазмою води з метою її очищення та дезінфекції. Дезінфекція води плазмовою обробкою може служити альтернативою процесу хлорування, оскільки при хлоруванні води утворюються хлор-органічні сполуки, які володіють канцерогенними властивостями [63].

Під плазмохімічною переробкою розуміють процеси, в яких всі початкові речовини (а не лише їх поверхня) проходять стадію високотемпературного стану, обумовленого взаємодією з плазмою, а хімічні реакції здійснюються, в основному, в газовій фазі. З метою забезпечення високої продуктивності в технологіях застосовується, як правило, квазірівноважна плазма високого тиску, яка утворюється в спеціальних пристроях – плазмотронах. Під плазмотронами розуміють пристрої для отримання низькотемпературної плазми, в яких електрична енергія зовнішнього джерела живлення перетворюється на іонізацію частинок робочого середовища та енергію частинок плазми. У більшості випадків це пристрої на основі газового розряду. Отримана в плазмотронах плазма має електронну температуру, яка не перевищує 10 еВ ( $< 10^5$  К), швидкість її частинок зазвичай не перевищує  $10^4$  м/с, а кінетична енергія іонів не перевищує 10 еВ/нуклон. Тим не менш, висока густина частинок (з тиском порядку атмосферного) може забезпечити потужність потоку до 10 МВт.

Найбільш поширеною є конфігурація електродів у вигляді коаксіального плазмотрона, яку представлено на Рисунку 3.1. Також не рідко зустрічається конфігурація з двома паралельними електродами.

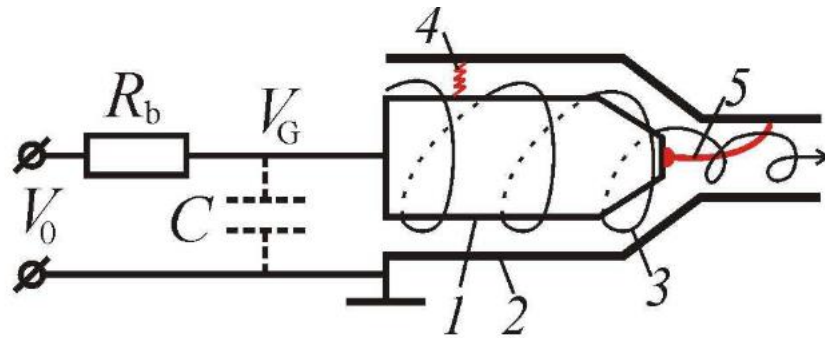


Рисунок 3.1 – Схема коаксіального плазмотрону: 1, 2 – електроди; 3 – траєкторія руху розряду під дією потоку газу; 4 – іскрова стадія розряду; 5 – розряд у кінцевій стадії

Також КСЕ знаходить місце в технології плазмового прискорення. Плазмовими прискорювачами (ПП) називають пристрої, що забезпечують перетворення електричної або електромагнітної енергії у отримання плазмових потоків із швидкістю частинок  $10^4$ – $10^5$  м/с і вище при енергії частинок  $>10$  еВ/нуклон.

Існує три механізми прискорення плазми:

- під впливом електричного або магнітного поля в плазмі;
- при взаємодії іонів з електронами (електронний "вітер");
- газодинамічне прискорення за рахунок градієнту тиску ( $\nabla p$ ), або при зіткненнях іонів з іонами, завдяки яким енергія хаотичного руху іонів переходить в енергію їх напрямленого руху.

Останній механізм є основним для розглянутих раніше плазмотронів. Найбільше значення для плазмових прискорювачів має електричне прискорення іонів, менше – два останні механізми.

Найбільш поширеними та вивченими є електродні прискорювачі плазми, у яких електроди підключені до джерела електроенергії та служать для

пропускання струму через плазму. Внаслідок взаємодії струму з зовнішнім магнітним полем або власним магнітним полем виникає електродинамічна сила (сила Ампера), що визначає процес прискорення плазми.

Перший прискорювач плазми (електродна система з власним магнітним полем) складався з двох електродів ("рійок"), розташованих у вакуумній камері і з'єднаних перемичкою з тонкої дроту (Рисунок 3.2).

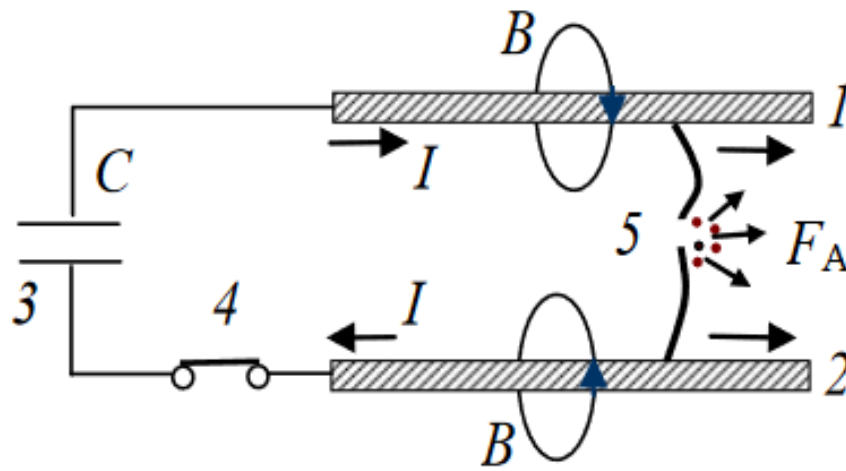


Рисунок 3.2 – Схема першого ПП: 1,2 – електроди; 3 – конденсатор; 4 – ключ; 5 – дріт між електродами

Заряджений конденсатор 3 підключався до електродів. Під час замикання ключа 4, струм, протікаючи через дріт 5 (досягаючи десятків і сотень кА), спричинював його прогорання, і випарювані пари металу пробивались високою напругою, яка застосовувалася до електродів, утворюючи у об'ємі між електродами згусток плазми. На струм в плазмі впливає власне магнітне поле електричного контуру, внаслідок чого за час близько  $10^{-6}$  секунд відбувається прискорення згусток плазми до кількох десятків кілометрів в секунду.

Сила Ампера  $\vec{F}_A$ , величина та напрямок якої визначається векторним рівнянням  $\vec{F}_A = [\vec{J}, \vec{B}]$ , де  $\vec{J}$  – густина струму;  $\vec{B}$  – індукція магнітного поля, має однаковий напрямок близько обох електродів 1 і 2.

Недосконалість конструкції цього прискорювача полягає в тому, що після кожного імпульсу необхідно замінювати ініціюючий електрод.

Наступним етапом у розвитку електродних прискорювачів з власним МП було створення імпульсного коаксіального прискорювача плазми (Рисунок 3.3).

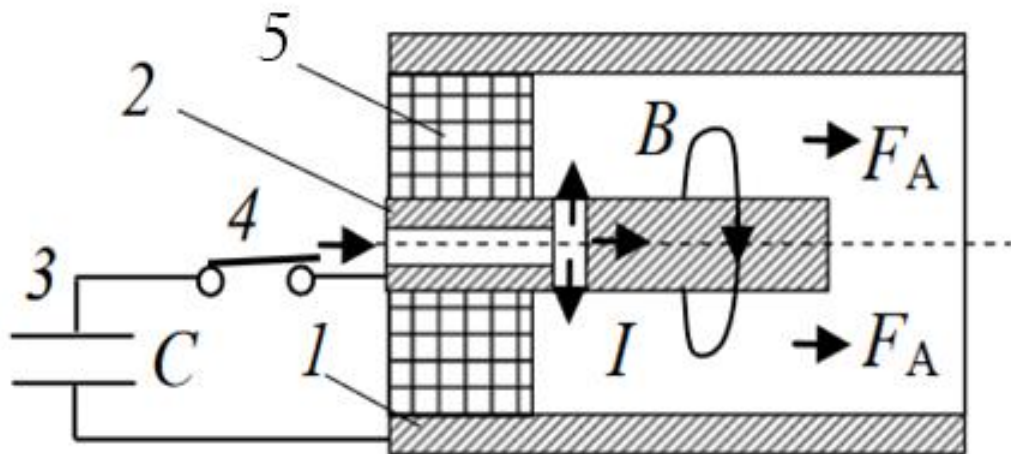


Рисунок 3.3 – Схема коаксіального ПП: 1 – зовнішній електрод; 2 – внутрішній електрод; 3 – конденсатор; 4 – ключ; 5 – ізолятор

Прискорювач складається з двох коаксіальних електродів 1 і 2, розділених ізолятором 5. Робоча речовина у газоподібному вигляді подається в прискорювач через канал в електроді 2. Накопичувальний конденсатор 3 заряджений до напруги, достатньої для пробоя міжелектродного проміжку. При підключенні конденсатора 3 до електродів у внутрішньому об'ємі прискорювача утворюється розряд. Сила, що прискорює плазмовий згусток, може бути визначена як результат взаємодії азимутального магнітного поля  $\vec{B}$  (умовленого проходженням струму по центральному електроду) зі струмом  $\vec{I}$ , що протікає по розрядному проміжку від центрального до зовнішнього електрода.

У цьому випадку прискорення згустку плазми відбувається під впливом сили Ампера  $\vec{F}_A$ , що виникає при взаємодії радіальної складової струму з

азимутальною складовою власного МП, що дозволяє формувати плазмові згустки зі швидкостями до  $10^8$  см/с і загальною кількістю частинок до  $10^{18}$ .

Дослідження коаксіальних прискорювачів показали, що значне підвищення швидкості плазмового згустку досягається застосуванням імпульсного напуску газу. Це пояснюється тим, що при неперервному заповненні об'єму прискорювача газоподібним робочим середовищем плазмовий згусток під час свого прискорення захоплює значну частину нейтрального газу і, штовхаючи його перед собою, відчуває значний опір під час руху. Досвід роботи з коаксіальними прискорювачами плазми також показав, що в цих пристроях помітно проявляється ерозія електродів. Крім того, приелектродні скачки потенціалу помітно знижують ефективність роботи.

Спроби поліпшити характеристики коаксіальних прискорювачів призвели до створення прискорювачів торцевого типу. Принцип їхньої дії абсолютно аналогічний принципу дії коаксіальних пристроїв. Відмінність полягає в тому, що роль центрального електрода виконує плазмовий шнур. Схематично торцевий прискорювач зображений на Рисунку 3.4.

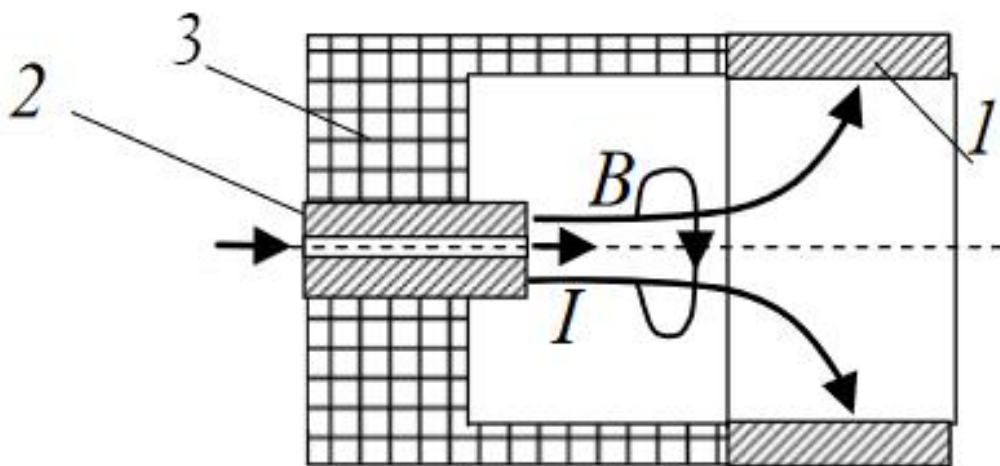


Рисунок 3.4 – Схема торцевого ПП: 1 – циліндричний електрод; 2 – зовнішній електрод; 3 – ізолятор



Перевага торцевого прискорювача полягає в тому, що плазма робочої речовини менше забруднюється продуктами ерозії електродів, а сам розряд є більш стійким, оскільки місце його існування на електродах більше фіксоване, ніж у коаксіальному прискорювачі. У результаті катод прогривається до температур, при яких струм підтримується за рахунок термоелектронної емісії. Такий режим є сприятливим з точки зору зменшення ерозії катода і, відповідно, збільшення ресурсу роботи пристрою.

Усі електродні прискорювачі зі своїм власним МП ефективні лише при великих струмах. Це необхідно для створення МП з достатньою індукцією для роботи пристрою. На практиці при роботі в імпульсному режимі струми досягають  $10^6$  А. При стаціонарній роботі торцевих прискорювачів достатнім є струм  $10^4$  А для отримання потоку плазми зі швидкістю до  $10^5$  м/с (при цьому падіння напруги на розряді становить кілька десятків вольтів). Для зменшення розрядних струмів необхідно застосовувати зовнішнє МП.

### 3.2 Огляд сучасних досліджень тліючого розряду

Дослідження ТР при низьких тисках вже триває понад сто років. Це явище є одним з найдавніших і, здається, найбільш всебічно вивчених в галузі газового розряду. Однак останнім часом ТР став все більш популярним для різноманітних технологічних потреб, зокрема в лазерній техніці та для модифікації поверхонь промислових виробів [64-66]. Широке використання ТР в технологічних процесах знов привернуло увагу до цього явища. У результаті за останні роки було опубліковано велику кількість досліджень, присвячених ТР.

У роботах [67-69] було проведено експериментальне дослідження короткого ТР в гелії різними оптичними методами (оптогальванічними, флуоресцентними та за вимірюваннями ліній поглинання). У [67] було виміряно електричні поля в катодному шарі розряду та концентрації метастабільних атомів гелію. Були проведені розрахунки просторових профілів іонізації та збудження різних електронних станів, порівняння з експериментом дало задовільне узгодження. На основі отриманих даних були здійснені оцінки концентрації та температури повільних електронів у плазмі від'ємного свічення, отримані значення складали  $n_e \sim 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  і  $T_e \sim 0,25\text{--}0,3 \text{ еВ}$ . У [68] флуоресцентний і поглинальний методи використовувалися для безпосереднього вимірювання концентрації та температури електронів у плазмі від'ємного свічення гелію при тиску 3,5 Торр і густині струму 0,845 мА/см<sup>2</sup>. Кожен з методів дозволяв виміряти швидкість відповідних оптичних переходів (флуоресцентний – переходи рідберговських атомів, поглинальний – переходи з метастабільних рівнів), яка визначала відношення між  $n_e$  та  $T_e$ . Комбінування методів дозволило визначити окремо значення  $n_e$  та  $T_e$ , які становили  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  та 0,12 еВ відповідно. Отримані результати були уточнені авторами в [69], де було здійснено оцінки точності даного методу та проведено вимірювання в широкому діапазоні струмів (0,19–1,5 мА/см<sup>2</sup>). Також у [69] було здійснено

чисельне моделювання гарячих електронів за допомогою методу Монте-Карло і був проведений аналіз балансу енергії холодних електронів, який показав, що основними процесами, які визначають температуру повільних електронів у плазмі від'ємного свічення, є втрати при пружних зіткненнях з нейтральними атомами та нагрівання при кулонівських зіткненнях з гарячими електронами.

У роботі [70] були отримані розподіли інтенсивності випромінювання вздовж вісі ТР в аргоні при різних тисках та струмах. На основі отриманих розподілів були визначені межі катодного шару та від'ємного свічення, і були вивчені залежності структури розряду (довжини катодного шару та від'ємного свічення) від тиску і струму. Було встановлено, що всі основні характеристики, за винятком довжини від'ємного свічення, є функціями нормованої густини струму  $j/p^2$ , що підтвердило основні закони подібності ТР.

У роботі [71] було проведено дослідження впливу діаметра розрядної трубки на властивості розряду. Структура розряду визначалася на основі оптичних вимірювань. Отримані просторові профілі випромінювання лягли в основу роботи [72], в якій були проведені самоузгоджені розрахунки заселеності різних рівнів аргону для розглянутих у [71] умов розряду. Зазначимо, що подібний підхід – поєднання самоузгоджених розрахунків із експериментальними вимірюваннями – використовувався авторами в ряді подальших робіт, присвячених розробці чисельних моделей ТР постійного струму [73-77].

У роботі [78] досліджується ТР постійного струму в ксеноні при високому тиску (150 Торр і вище), який запалюється між плоским катодом і кільцевим анодом, розташованими на відстані 250 мкм. Зазначається, що такий розряд характеризується наявністю типових областей катодного падіння та від'ємного свічення. У роботі особлива увага приділяється самоорганізації утворених в такій системі катодних плям.

У [79] розглядається можливість використання аргону як робочого газу для реєстрації домішок металів методом плазмової електронної спектроскопії. У [80] повідомляється про результати зондових досліджень параметрів плазми

в мікророзряді в гелії, який використовується для плазмової електронної спектроскопії при тисках 14 та 200 Торр.

Дослідження продольної структури ТР з використанням розширеного гідродинамічного підходу представлено в [81]. Запропонований авторами варіант моделі має відмітну особливість – вони не використовують дрейфодифузійне наближення для визначення потоків заряджених частинок, а безпосередньо розв'язують рівняння збереження імпульсу, тим самим враховуючи інерцію, що може бути важливим при розрахунках руху частинок високих полів катодного шару. Розрахунки були проведені в одномірній геометрії в аргоні при тисках 0,3 і 0,8 Торр. Результати, представлені в статті, включають вольт-амперні характеристики, характерні для АТР, а також розподіли основних параметрів розряду – концентрацій і потоків заряджених частинок, потенціалу та напруженості електричного поля, температури електронів і швидкостей заряджених частинок.

У [82] наведено результати двовимірних розрахунків ТР в аргоні за допомогою гібридного підходу. Спочатку автори розглядали розряд між плоскими електродами діаметром 3 см і міжелектродною відстанню 1 см при тисках 1 і 3 Торр. Така конфігурація відповідає короткому (без додатного стовпа) розряду. Під час розрахунків було отримано перехід від НТР до АТР, що супроводжувався розширенням катодної плями з нормальною густиною струму. Проведений аналіз просторових розподілів параметрів розряду, відзначено наявність обертання поля в плазмі від'ємного свічення при тиску 1 Торр і двох точок обертання поля при тиску 3 Торр. У останньому випадку друга точка обертання відповідає кінцю фарадеевого темного простору. Оскільки міжелектродна відстань була обрана невеликою, додатній стовп в даному випадку не утворювався. Отримані в [82] результати дозволяють говорити про отримання за допомогою самоузгодженої моделі повної структури ТР постійного струму. В подальшому гібридний підхід широко використовувався для моделювання ТР [83-85] та різноманітних пристроїв [86],

включаючи порожнисті катооди [87]. На сьогодні вважається, що гібридний підхід є найбільш придатним для моделювання ТР постійного струму.

Автори роботи [88] дослідили АТР в аргоні за таких умов:  $pd = 45 \text{ Па}\cdot\text{см}$ ,  $d = 3,1 \text{ см}$  і  $U = 510 \text{ В}$ . Іонізація важкими частинками поблизу катода відіграє важливу роль: «вибиті» в результаті іонізації електрони поведуться так само, як і ті, що емітують з катода, і це означає, що вони можуть створювати нові електронні лавини. Таким чином, зіткнення  $\text{Ar}^f + \text{Ar}$  и  $\text{Ar}^+ + \text{Ar}$  збільшують загальну швидкість збудження та іонізації. Без урахування процесів із важкими частинками швидкість збудження електронним ударом зменшується на коефіцієнт 3. Створення заряджених частинок за рахунок іонізації важкими частинками частково компенсує втрати електронів та іонів на стінках трубки. Через ці втрати збільшується напруга розряду, проте процеси з важкими частинками дещо стримують це збільшення.

У [89] авторами було розроблено модель АТР в схрещених електричних і магнітних полях. Початкові умови моделі: напруга розряду 400 В, струм розряду 0,4 А, тиск 0,2 Па. Модель дала можливість описати процеси прикатодної області та локалізувати основну область іонізації.

В результаті моделювання був зроблений висновок про те, що між полюсними наконечниками утворюється «магнітна пастка», яка змушує захоплені електрони коливатися вздовж силових ліній МП. З отриманого розподілу силових ліній електричного і магнітного полів автори роботи роблять висновки, що більшість іонів рухається до катодів (до 75%), а інші – переміщуються до полюсних наконечників.

Досліджень ТР у КСЕ у літературі наведено мало. У роботі [90] досліджувалася проблема імпульсної динаміки плазми в коаксіальній електродній системі. Встановлено, що лише невелика частина газу відноситься рухомою плазмовою оболонкою, але значна частина речовини залишається позаду оболонки. Надано пояснення спостереженому явищу. Припускається, що втрати робочої речовини плазмовою оболонкою під час її взаємодії з електродом відбуваються через особливості руху плазми всередині оболонки та

її динаміки на етапі відокремлення від діелектрика. Для зменшення втрат робочої речовини рекомендується, щоб електродна система мала розширюючийся міжелектродний зазор.

В роботі [91] досліджено КСЕ ТР з внутрішнім катодом-сіткою для утримання іонів, яка успішно працює при низькому розрядному струмі. Плазма формується всередині циліндричного сітчастого катода. ВАХ та крива Пашена отримані при різних тисках газу. Ленгмюровські зонди використовуються для визначення температури електронів і густини плазми. Функції розподілу енергії електронів вказують на те, що в радіальному інтервалі від  $r = 12$  мм до  $r = 5$  мм з'являються дві групи електронів. Одна група електронів з найбільш ймовірною енергією приблизно 1 еВ з'являється від  $r = 5$  мм до  $r = 0$ . Температура електронів  $T_e$  зростає зі збільшенням струму і також із зміною від центру до катода. Густина плазми, виміряна за допомогою одного зонда, становить приблизно  $10^{15}$  м<sup>-3</sup>. Порівняння здійснюється між розрахованою густиною плазми та тією, яку виміряли Ленгмюровські зонди. Експериментальні та розраховані результати мають однаковий профіль.

Наявність великої кількості робіт в даній галузі свідчить про актуальність цих досліджень. Натомість, робіт, присвячених вивченню АТР в КСЕ з азимутальним магнітним полем досі не представлено у літературі.

### 3.3 Використане програмне забезпечення для моделювання тліючого розряду

Моделі, що дозволяють розраховувати в різних елементах пристроїв взаємозалежні характеристики на основі фізичних законів, отримали назву – фізико-топологічні моделі. Етапами розрахунку є окремі задачі, у межах яких за фізичними законами з урахуванням граничних і початкових умов для цієї задачі визначають поля фізичної величини. Розрахунок фізичних характеристик ведеться в строго певній області. Для кожної області визначаються фізичні процеси та відповідні їм математичні вирази, а також початкові та граничні умови. Відображають такі поля за допомогою кольорових або тонових (монохромних) карток.

Для розрахунків полів використовується кінцево-різницевий метод, розроблений та впроваджений в інженерні прикладні комп'ютерні пакети [93].

Для мультифізичного дослідження електронних приладів доцільно використовувати фізико-топологічні моделі, які на базі сучасних комп'ютерних технологій дозволяють найбільш повно встановити вплив конструктивних особливостей на пов'язані фізичні процеси, на експлуатаційні параметри та характеристики. Розв'язок задач може відбуватися для стаціонарного і нестаціонарного режимів [94].

В даній роботі якості програмного пакету для моделювання було обрано Comsol Multiphysics 6.1 (Рисунок 3.5) – програмний пакет для моделювання і симуляції різноманітних фізичних явищ у науці та техніці. Він надає інженерам та науковцям можливість вирішувати складні багатофізичні задачі, що включають взаємодію різних фізичних процесів одночасно.



Рисунок 3.5 – Лого програмного пакету COMSOL Multiphysics 6.1

Основні особливості програмного пакету COMSOL Multiphysics включають:

1. Мультифізичні можливості: COMSOL дозволяє розв'язувати задачі, які об'єднують різні фізичні процеси, такі як теплопередача, електромагнетизм, механіка, акустика, реакції в розчинниках тощо.
2. Програма має інтуїтивно зрозумілий інтерфейс, що дозволяє користувачам легко будувати, модифікувати та аналізувати свої моделі.
3. COMSOL надає можливість проводити інтерактивне моделювання в реальному часі, що полегшує візуалізацію та розуміння результатів.
4. Широкий спектр застосувань: від електротехніки і механіки до хімічної та біомедичної інженерії, COMSOL підходить для вирішення завдань у різних галузях.
5. Адаптивні розрахункові сітки дозволяють автоматично адаптувати розмір елементів для покращення точності та ефективності обчислень.



6. COMSOL може використовувати ресурси кластерних систем та виконувати паралельні обчислення для прискорення процесу моделювання.
7. Можливість розширення: Дозволяє використовувати власні розширення і скрипти для виконання спеціалізованих завдань.

COMSOL Multiphysics широко використовується в академічних дослідженнях, промисловості та інженерних розробках для аналізу та оптимізації різноманітних технічних систем.

COMSOL Multiphysics включає різні модулі, які дозволяють користувачам моделювати різноманітні фізичні процеси та явища. Ось перелік деяких основних модулів:

1. AC/DC Module: Моделювання постійних та змінних електричних та магнітних полів.
2. Aerospace Module: Розширює можливості для аеродинамічного та теплового моделювання в аерокосмічних застосуваннях.
3. CFD Module: Моделювання різних гідродинамічних та теплових процесів, таких як течія рідини та теплообмін.
4. Chemical Reaction Engineering Module: Аналіз хімічних реакцій та реакційних систем в реальному часі.
5. Corrosion Module: Моделювання корозії та її впливу на матеріали та структури.
6. Electrochemistry Module: Включає інструменти для дослідження електрохімічних процесів та аналізу різноманітних батарей.
7. Heat Transfer Module: Моделювання теплопередачі в різноманітних системах та структурах.
8. MEMS Module: Для моделювання мікросистем та мікроелектромеханічних систем.
9. Multibody Dynamics Module: Моделювання динаміки механічних систем зі змінною геометрією.

10. Optics Module: Розв'язання задач оптики, включаючи розповсюдження світла, взаємодію з різними матеріалами та структурами.
11. Plasma Module: Моделювання плазми та її взаємодії з іншими фізичними процесами.
12. RF Module: Розширює можливості для дослідження високочастотних та радіочастотних електричних полів.
13. Structural Mechanics Module: Моделювання механічних деформацій, напружень та динамічних властивостей матеріалів та конструкцій.
14. Wave Optics Module: Аналіз розповсюдження світла в хвильовідкритих системах та оптичних волокнах.
15. Subsurface Flow Module: Моделювання процесів, пов'язаних зі стіканням та транспортом рідин у ґрунтах.

Це лише частина модулів, які надаються в COMSOL Multiphysics. Кожен з них розширює базовий функціонал для вирішення конкретних завдань відповідно до галузей науки та техніки [95].

Comsol Multiphysics містить в собі всі необхідні для обраної теми досліджень модулі, які можна поєднувати в мультифізичні комплекси та робити розрахунки одночасно з урахуванням впливу різних фізичних процесів. Також програма дозволяє робити розрахунки як в стаціонарних, так і в нестаціонарних умовах, і реалізує якісну візуалізацію результатів моделювання.

### 3.4 Моделювання тліючого розряду: підхід та методи

#### 3.4.1 Опис математичної моделі

Для обчислення МП, створюваного струмом через анод, використовуються рівняння:

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0, \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}, \quad (3.2)$$

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}, \quad (3.3)$$

$$\vec{E} = -\nabla V_1, \quad (3.4)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} + \sigma \vec{v} + \vec{J}_e, \quad (3.5)$$

де  $\vec{J}$  – густина струму провідності,  $\vec{H}$  – магнітне поле,  $\vec{B}$  – магнітна індукція,  $\vec{A}$  – векторний потенціал,  $\vec{E}$  – напруженість електричного поля,  $V_1$  – потенціал поля,  $\sigma$  – електрична провідність,  $\vec{v}$  – швидкість електронів,  $\vec{J}_e$  – густина електронного струму.

В якості функції розподілу електронів по енергіям (ФРЕЕ) обрано розподіл по Максвелу:

$$f(\varepsilon) = \varphi^{-\frac{3}{2}} \beta_1 e^{-\frac{\varepsilon \beta_2}{\varphi}}, \quad (3.6)$$

де  $\varepsilon$  – енергія електрона в еВ,  $\varphi$  – середня енергія електронів в еВ, а коефіцієнти  $\beta_1$  і  $\beta_2$  визначаються неповною гамма-функцією:

$$\beta_1 = \Gamma\left(\frac{5}{2}\right)^{\frac{3}{2}} \Gamma\left(\frac{3}{2}\right)^{-\frac{5}{2}}, \quad (3.7)$$

$$\beta_2 = \Gamma \left( \frac{5}{2} \right) \Gamma \left( \frac{3}{2} \right)^{-1}. \quad (3.8)$$

Найбільш проста математична модель самоузгодженого горіння розряду постійного струму включає рівняння збереження для окремих іонів та електронів, транспортні рівняння для переміщення іонів та електронів, сформульовані у так званому дрейф-дифузійному наближенні (тобто, за умови ігнорування інерції зарядженої частинки), і рівняння Пуассона.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_e = R_e - (\vec{u} \cdot \nabla) n_e, \quad (3.9)$$

$$\vec{\Gamma}_e = -(\vec{\mu}_e \cdot \vec{E}) n_e - \vec{D}_e \cdot \nabla n_e, \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_\varepsilon + \vec{E} \cdot \vec{\Gamma}_\varepsilon = S_{en} - (\vec{u} \cdot \nabla) n_\varepsilon + \frac{Q + Q_{gen}}{q}, \quad (3.11)$$

$$\vec{\Gamma}_\varepsilon = -(\vec{\mu}_\varepsilon \cdot \vec{E}) n_\varepsilon - \vec{D}_\varepsilon \cdot \nabla n_\varepsilon, \quad (3.12)$$

$$\vec{E} = -\nabla V_2, \quad (3.13)$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}) = \rho_q, \quad (3.14)$$

де  $n_e$  та  $n_\varepsilon$  – концентрація та енергетична густина електронів,  $\vec{\mu}_e$  та  $\vec{\mu}_\varepsilon$  – електронна та енергетична рухливість,  $\vec{E}$  – електричне поле,  $\vec{D}_e$  та  $\vec{D}_\varepsilon$  – дифузія електронів та енергії,  $\Gamma_e$  і  $\Gamma_\varepsilon$  – потік електронів і енергії,  $R_e$  – джерело електронів,  $S_{en}$  – втрати енергії внаслідок непружних зіткнень,  $Q$  – зовнішнє джерело тепла,  $Q_{gen}$  – загальне джерело тепла,  $q$  – повний заряд,  $V_2$  – потенціал поля,  $u$  – швидкість нейтральних частинок,  $\varepsilon_0$  – електрична стала,  $\varepsilon_r$  – діелектрична проникність середовища,  $\rho_q$  – просторова густина заряду.

Дифузія електронів і енергії обчислюється з електронної рухливості за формулами:

$$\vec{D}_e = \vec{\mu}_e T_e, \quad (3.15)$$

$$\vec{D}_\varepsilon = \vec{\mu}_\varepsilon T_\varepsilon, \quad (3.16)$$

де  $T_e$  та  $T_\varepsilon$  температура електронів та енергії. При чому енергетична рухливість пов'язана з електронною співвідношенням:

$$\mu_\varepsilon = \frac{5}{3}\mu_e . \quad (3.17)$$

Коефіцієнти джерела визначаються хімією плазми за допомогою коефіцієнтів швидкості. Припустивши, що існує  $M$  реакцій, які сприяють збільшенню чи зменшенню електронної густини, і  $P$  нееластичних електронно-нейтральних зіткнень (загалом  $P$  значно перевищує  $M$ ), визначаємо компоненту джерела електронів наступним чином:

$$R_e = \sum_{j=1}^M x_j k_j N_n n_e \quad (3.18)$$

де  $x_j$  – мольна частка частинки-мішені для  $j$ -ї реакції,  $k_j$  – коефіцієнт швидкості  $j$ -ї реакції,  $N_n$  – загальна густина нейтральних частинок.

Для визначення масової частки атомів і іонів розв'язується наступне рівняння для кожної складової:

$$\rho \frac{\partial \omega_k}{\partial t} + \rho(\vec{u} \cdot \nabla)\omega_k = \nabla \cdot \vec{J}_k + R_k , \quad (3.19)$$

де  $\omega_k$  – масова частка  $k$ -ї частинки,  $\rho$  – густина суміші,  $\vec{u}$  – усереднений по масі вектор швидкості газу,  $\vec{J}_k$  – вектор дифузійного потоку,  $R_k$  – вираз швидкості для  $k$ -ї частинки.

Для визначення напруги на аноді розв'язується рівняння

$$V = V_0 - I_p R_b - R_b C_b \frac{dV}{dt} , \quad (3.20)$$

де  $V_0$  – прикладена напруга,  $R_b$  – баластний опір,  $C_b$  – роздільний конденсатор,  $I_p$  – загальний струм, який визначається інтегруванням по поверхні аноду:

$$I_p = \int_{\partial\Omega} (\vec{n} \cdot \vec{J}_i + \vec{n} \cdot \vec{J}_e + \vec{n} \cdot \vec{J}_d) dS. \quad (3.21)$$

Внаслідок взаємодії електронів зі стінками відбувається втрата електронів, і через вторинну емісію відбувається їхня генерація. Це призводить до граничної умови для потоку електронів і потоку енергії:

$$\vec{n} \cdot \vec{\Gamma}_e = \frac{1-r_e}{1+r_e} \left( \frac{1}{2} v_{e,th} n_e \right) - \left( \sum \gamma_j (\vec{\Gamma}_j \cdot \vec{n}) + \vec{\Gamma}_t \cdot \vec{n} \right), \quad (3.22)$$

$$\vec{n} \cdot \vec{\Gamma}_\varepsilon = \frac{1-r_e}{1+r_e} \left( \frac{5}{6} v_{e,th} n_\varepsilon \right) - \left( \sum \gamma_j \varepsilon_j (\vec{\Gamma}_j \cdot \vec{n}) + \varepsilon_t (\vec{\Gamma}_t \cdot \vec{n}) \right), \quad (3.23)$$

де  $r_e$  – коефіцієнт відбиття,  $v_{e,th}$  – теплова швидкість,  $\gamma_j$  – коефіцієнт вторинної емісії електронів,  $\vec{\Gamma}_j$  – потік електронів, утворених внаслідок вторинної емісії,  $\vec{\Gamma}_t$  – потік електронів, утворених внаслідок термоемісії,  $\varepsilon_j$  – середня енергія вторинних електронів,  $\varepsilon_t$  – середня енергія електронів, отриманих внаслідок термоемісії.

В якості газу обрано аргон, його плазмохімічні об'ємні реакції наведено в Таблиці 3.1, де Ar – атоми аргону, Ar+ – іони аргону, Ars – метастабільний аргон.

Таблиця 3.1 – Об'ємні реакції в аргоні

№ реакції	Формула	Тип зіткнення	Енергія
1	$e+Ar \Rightarrow e+Ar$	Пружне	0
2	$e+Ar \Rightarrow e+Ars$	Збудження	11,5
3	$e+Ars \Rightarrow e+Ar$	Надпружне	-11,5
4	$e+Ar \Rightarrow 2e+Ar+$	Іонізація	15,8
5	$e+Ar \Rightarrow 2e+Ar+$	Іонізація	4,24
6	$Ars+Ars \Rightarrow e+Ar+Ar+$	Іонізація Пеннінга	-
7	$Ars+Ar \Rightarrow Ar+Ar$	Метастабільне	-

Також в моделі задані поверхневі реакції, зазначені в Таблиці 3.2.

Таблиця 3.2 – Поверхневі реакції в аргоні

№ реакції	Формула	Коефіцієнт прилипання
1	$\text{Ar}^+ \Rightarrow \text{Ar}$	1
2	$\text{Ar}^+ \Rightarrow \text{Ar}$	1
3	$\text{Ar}^s \Rightarrow \text{Ar}$	1

Коли метастабільний і іонізований аргон досягають стінки, вони знову перетворюються в нейтральні атоми. Коефіцієнт вторинної емісії іонів в моделі дорівнює 0,1 на катоді (Реакція №1 в Таблиці 3.2) і 0 в інших областях (Реакція №2 в Таблиці 3.2).

### 3.4.2 Розроблена в COMSOL Multiphysics комп'ютерна модель

Для дослідження поведінки ТР в тонких трубках було розроблено тримірну модель в програмному пакеті COMSOL Multiphysics. Параметри, задані у моделі, представлено в Таблиці 3.3. Дослідження проводилися за наявності магнітного поля, створюваного струмом на аноді, і без магнітного поля у аргоні при тиску 1 торр.

Таблиця 3.3 – Параметри, задані в моделі

Ім'я параметру	Числове значення	Одиниці виміру	Опис
Rk	10	мм	Радіус катоду
Ra	2	мм	Радіус аноду
Hgen	350	мм	Довжина системи
V0	300	В	Прикладена напруга

В якості матеріалу електродів було обрано мідь, так як застосування катода, виготовленого з легкоплавкого матеріалу (наприклад, алюмінію),

призводить до нестабільності газового розряду, а також збільшення кількості іонів і електронів в потоці плазми. Використання катода з більш тугоплавкого матеріалу (наприклад, міді) дає можливість стабілізувати розряд [96].

У роботі була використана коаксіальна геометрія електродів із внутрішнім анодом (Рисунок 3.6).

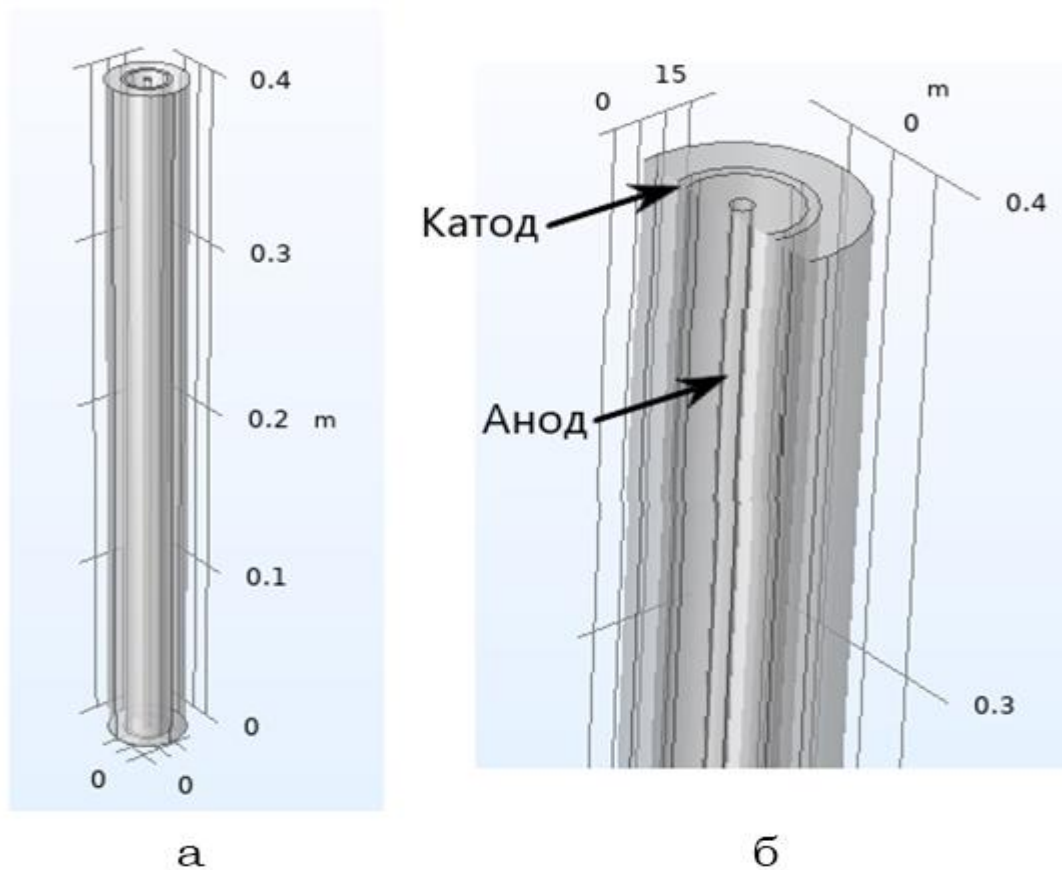


Рисунок 3.6 – Геометрія електродів: загальний вигляд (а) і збільшений масштаб із зазначенням аноду і катода в системі (б)

Кінцево-різницева сітка задавалася з двома розмірами: більш проста для області між електродного простору (з розмірами елементу від  $7 \cdot 10^{-5}$  м до 0,014 м) і ущільнена для областей катода і анода (з розмірами елементу від  $7 \cdot 10^{-5}$  м до 0,007 м). Такі розміри елементів дозволяють достатньо точно розрахувати процеси ТР, що відбуваються в моделі.

Загальний вигляд розрахункової сітки наведено на Рисунку 3.7:



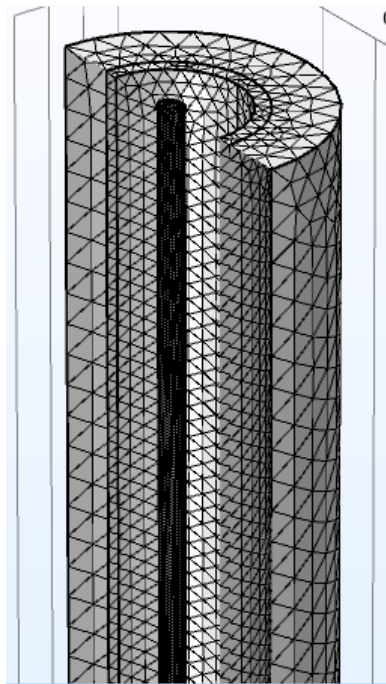


Рисунок 3.7 – Загальний вигляд розрахункової сітки в моделі

МП створювалося в інтерфейсі Magnetic and Electric Fields (mef) за допомоги постійного струму в 18.5 і 75 А, що пропускався крізь анод у напрямку від верхнього краю аноду до нижнього (схематичне зображення наведено на Рисунку 2.11). В такій конфігурації передбачається зміщення зони локалізації розряду до верхнього краю системи.

Основні досліджувані процеси відбуваються саме в області між електродного простору, тому розрахунки у модулі Plasma (plas) проводилися тільки для неї з метою зменшення часу обчислень.

В модуль plas було додано сім об'ємних реакцій з Таблиці 3.1 і три поверхневі реакції з Таблиці 3.2. Дані поперечних перетинів зіткнень і коефіцієнти Таунсенда, а також описи частинок, що були використані у моделі, представлено у Додатку В.

Умови для стінок (формули 3.22 і 3.23) було додано до поверхонь електродів у розрахунковій області. Для поверхні катоду було задано умову *Ground* ( $V = 0$ ), для поверхні аноду – умову *Metal Contact* (формули 3.20, 3.21) з наступними налаштуваннями: ємність розділового конденсатора  $C_b$  – 1 пФ,

баластний опір  $R_b$  – 9 кОм, 12.5 кОм і 25 кОм (для дослідження горіння ТР у нормальному і аномальному режимах).

В моделі використовувалося два типи дослідження: стаціонарне (Stationary) для дослідження МП (Рисунок 3.8) і часозалежне (Time Depended) для дослідження процесів, що відбуваються в плазмі розряду (Рисунок 3.9).



»»	Physics interface	Solve for	Equation form
	Magnetic and Electric Fields (mef)	<input checked="" type="checkbox"/>	Automatic (Stationary)
	Plasma (plas)	<input type="checkbox"/>	Automatic (Time dependent)

Рисунок 3.8 – Інтерфейси, використані у стаціонарному дослідженні



»»	Physics interface	Solve for	Equation form
	Magnetic and Electric Fields (mef)	<input checked="" type="checkbox"/>	Automatic (Time dependent)
	Plasma (plas)	<input checked="" type="checkbox"/>	Automatic (Time dependent)

Рисунок 3.9 – Інтерфейси, використані у часозалежному дослідженні

Враховуючи, що ми маємо на меті дослідження впливу АМП на ТР, в часозалежному дослідженні використовуються обидва інтерфейси.

В часозалежному дослідженні діапазон часу розрахунків встановлено від 10 нс до 10 мс. За цей час ТР стабілізується, і суттєвих змін в подальші моменти часу не відбувається.

### 3.5 Опис експерименту по дослідженню тліючого розряду

Для проведення експериментального дослідження було використано вакуумну установку УВН-2М-1, що призначена для вакуумного резистивного наплення тонких плівок. Вона складається з вакуумної системи, підколпачного пристрою та електричної шафи управління.

Вакуумна система створює та підтримує вакуум у робочому об'ємі установки (Рисунок 3.10) і включає до себе: форвакуумний насос (ФВН) та дифузійний насос (ДН); робочу вакуумну камеру 1; систему трубопроводів; клапани К1 та К2; високовакуумний затвор ВВЗ; датчики вимірювання тиску Д1–Д3; натікач Н; систему охолодження; ковпак робочої камери КРК.

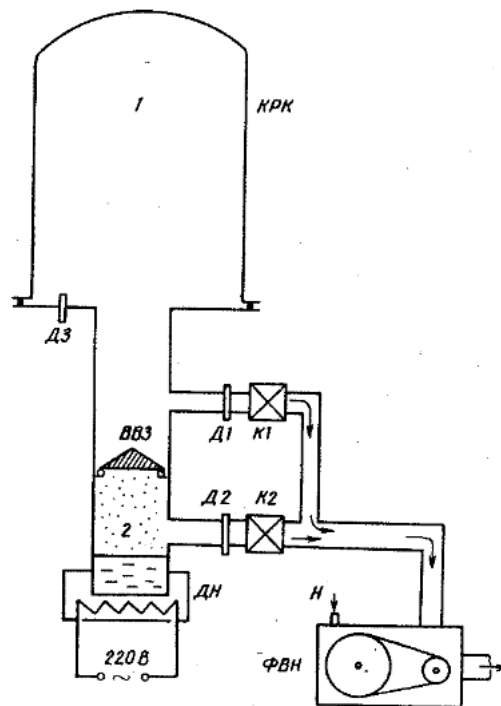


Рисунок 3.10 – Схематичне зображення установки УВН-2М-1

Форвакуумний (механічний) насос використовується для відкачування форвакуумної магістралі та магістралі дифузійного насоса (до високовакуумного затвора) до тиску  $10^{-3}$  Торр, а також робочої камери

установки до тиску приблизно  $5 \cdot 10^{-2}$ – $1 \cdot 10^{-1}$  Торр. Дифузійний (паромасляний) насос призначений для створення та підтримання високого вакууму в робочому об'ємі установки (порядку  $10^{-6}$  Торр) [92].

Під ковпаком робочої камери знаходилась циліндрична система електродів із зовнішнім сітчатим катодом діаметром 30 мм, що дозволило візуально спостерігати і контролювати горіння ТР. Анодом виступив сталевий стержень діаметром 4 мм, який через мідну втулку з внутрішньою різьбою під'єднується до ізольованого від вакуумної камери вводу. Висота системи складала 35 см. Фотографію використаної КСЕ наведено на Рисунку 3.11.



Рисунок 3.11 – Фото експериментальної установки з КСЕ (в білому прямокутнику)

Поблизу верхнього кінця катода зовні було встановлено фотодіод (Рисунок 3.12, 1) для реєстрації світлового випромінювання плазми розряду та

плоский зонд (Рисунок 3.12, 2) для збору іонів, що виходять із порожнини катода через сітку).

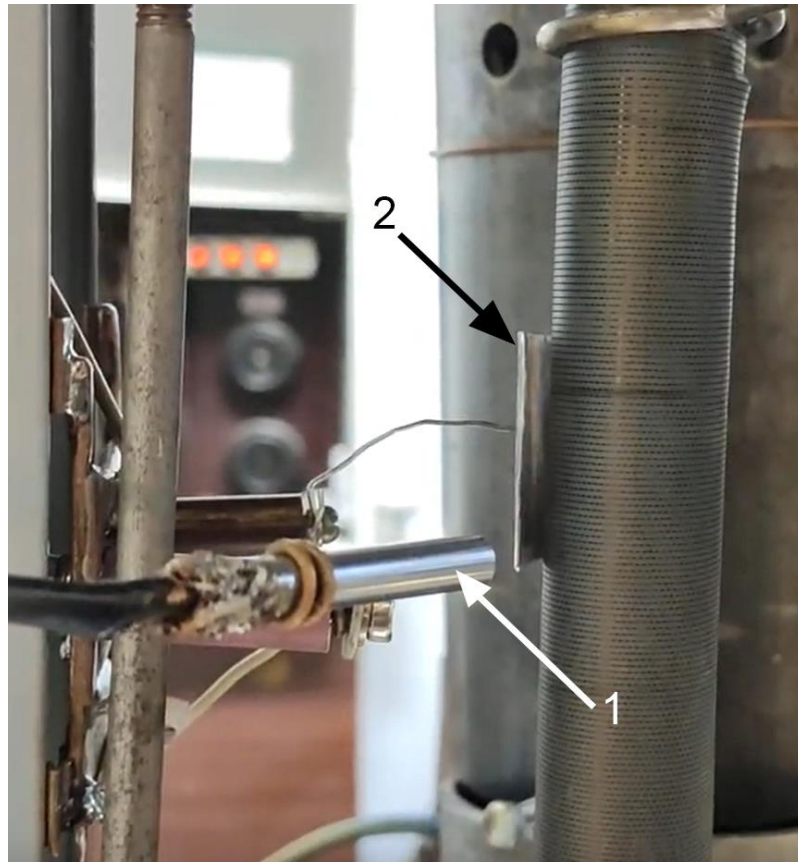


Рисунок 3.12 – Фотодіод (1) і зонд (2) для дослідження ТР

Через анод проходив змінний струм із частотою 50 Гц з використанням трансформатора зі зниженою напругою. Для вимірювання струму використовувалися струмовий трансформатор ТА та амперметр РА2. Змінний струм створював АМП змінної полярності. Для реєстрації та візуалізації руху світіння ТР вздовж міжелектродного простору проводився відеозапис розряду.

Вимірювання струму розряду відбувалось за допомогою амперметру типу МА-11/5, напруга розряду – вольтметром типу С95. Загальну схему установки показано на Рисунку 3.13.

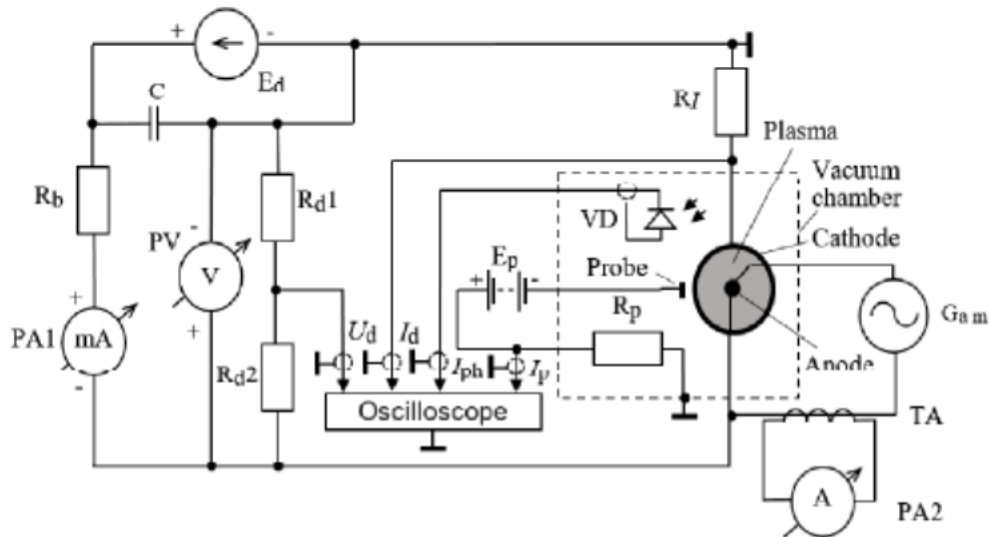


Рисунок 3.13 – Електрична схема експериментальної установки:  $E_d$  – джерело живлення ТР;  $E_p$  – акумулятор для подачі напруги на зонд;  $G_{am}$  – джерело змінного струму для анода;  $I_d$  – струм ТР,  $I_p$  – струм зонда;  $I_{ph}$  – сигнал фотодіода;  $PA1$  – амперметр для вимірювання струму розряду;  $PA2$  – амперметр для вимірювання струму, що генерує АМП;  $PV$  – вольтметр для вимірювання напруги розряду;  $R_b$  – баластний резистор;  $R_I$  – шунт для вимірювання струму розряду  $I$ ;  $R_{d1}/R_{d2}$  – дільник напруги;  $R_p$  – шунт для вимірювання струму зонда;  $TA$  – трансформатор струму;  $U_d$  – напруга ТР;  $VD$  – фотодіод

Експеримент проводився під керівництвом старшого викладача кафедри електронних приладів та систем, к. т. н. Сидоренко С. Б. і асистента кафедри загальної фізики та моделювання фізичних процесів, доктора філософії, Майкута С. О. На Рисунку 3.14 наведено фотографію всіх учасників експерименту у навчальній лабораторії фізико-технологічних досліджень в КПІ ім. Ігоря Сікорського, факультет електроніки.



Рисунок 3.14 – Учасники експерименту по дослідженню ТР

### Висновки до Розділу 3

1. Плазмохімічна обробка може застосовуватися для осадження та видалення плівок, що корисно в мікроелектроніці, а також для впливу на властивості органічних матеріалів, наприклад, полімерів. Коаксіальні та торцеві прискорювачі плазми використовуються для отримання високотемпературного стану речовини та модифікації поверхні твердих тіл, забезпечуючи широкий спектр можливостей у наукових дослідженнях та промисловому виробництві.
2. Наявність великої кількості робіт в даній галузі свідчить про актуальність досліджень тліючого розряду. Натомість, робіт, присвячених вивченню АТР в КСЕ з азимутальним магнітним полем досі не представлено у літературі.
3. В роботі використовується вакуумна установка УВН-2М-1 для дослідження ТР. Сітчатий катод дозволяє спостерігати процес горіння ТР. Для реєстрації результатів експерименту використані вимірювальні пристрої (зонд і фотодіод) та відеозапис для детального аналізу руху світіння ТР.
4. COMSOL Multiphysics є потужним програмним продуктом для моделювання фізичних процесів в різних галузях. Застосовується в академічних дослідженнях та промисловості для аналізу та оптимізації технічних систем. Програма дозволяє проводити розрахунки в різних умовах, включаючи стаціонарні та нестаціонарні.
5. Розроблена в COMSOL Multiphysics комп'ютерна модель має деякі спрощення у порівнянні з реальним зразком, однак математична модель, на основі якої вона створена, максимально точно враховує всі аспекти для коректного чисельного моделювання та аналізу ТР у аргоні в коаксіальній системі електродів.



## РОЗДІЛ 4 РЕЗУЛЬТАТИ НАУКОВО-ДОСЛІДНОЇ РОБОТИ І ЇХ АНАЛІЗ

### 4.1 Результати моделювання

Було створено і проаналізовано три моделі для всебічного дослідження поведінки та змін характеристик ТР при зміні параметрів:

- НТР без АМП;
- НТР з АМП;
- АТР з АМП, створюваним струмами на аноді різної величини.

В усіх випадках геометрія і прикладена напруга були однаковими (Таблиця 3.3). Режим горіння розряду змінювався за допомоги зміни величини баластного опору. Задля дослідження впливу АМП на АТР використовувалось два різних значення струму, що пропускався через анод.

#### 4.1.1 Нормальний тліючий розряд без азимутального магнітного поля

Моделювання проводилося з баластним опором 25 кОм. Струм через анод не пропускався, а отже, АМП не створювалося.

На Рисунках 4.1 і 4.2 показано профілі і графіки розподілу заряджених частинок в плазмі розряду.

З Рисунку 4.1 видно, що ТР горить в нормальному режимі, зона локалізації розряду знаходиться приблизно у центрі системи електродів. На графіку на Рисунку 4.2 можна побачити, що густина електронів приблизно втричі менша за густину іонів, що характерно для НТР.

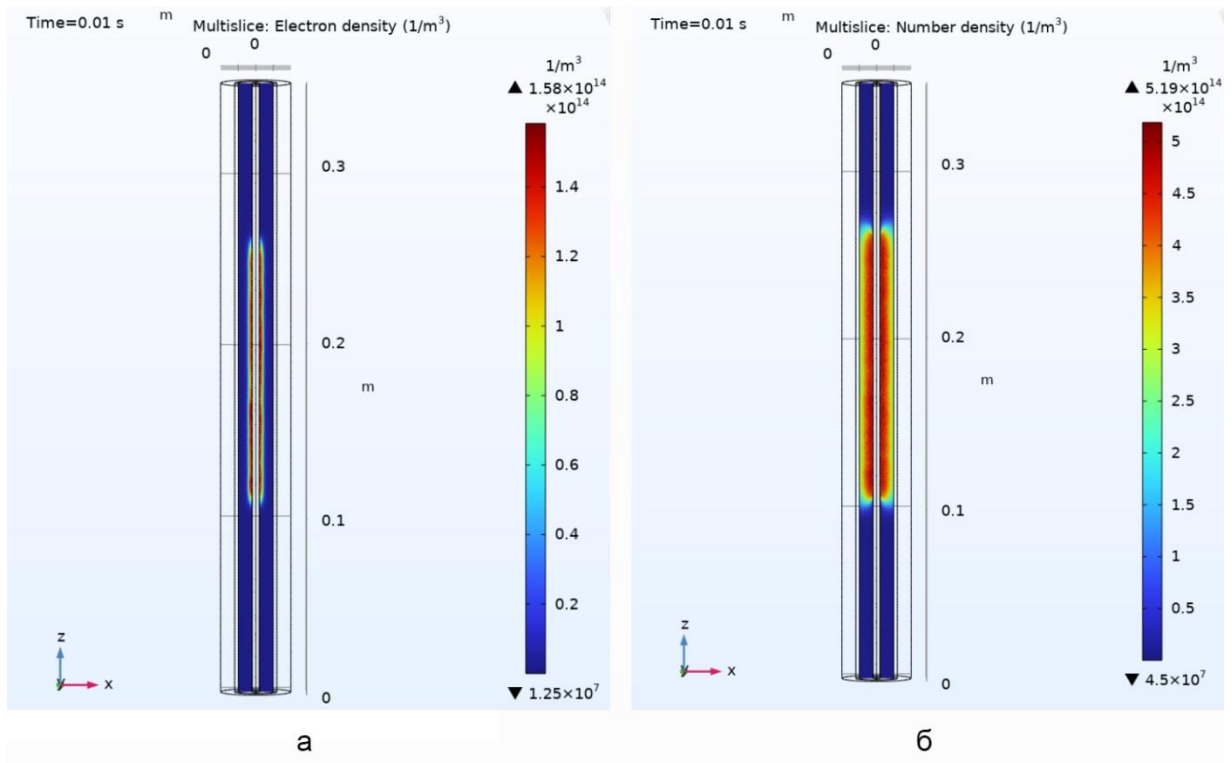


Рисунок 4.1 – Профілі розподілу густини заряджених частинок (а – електронів, б – іонів) у площині xz

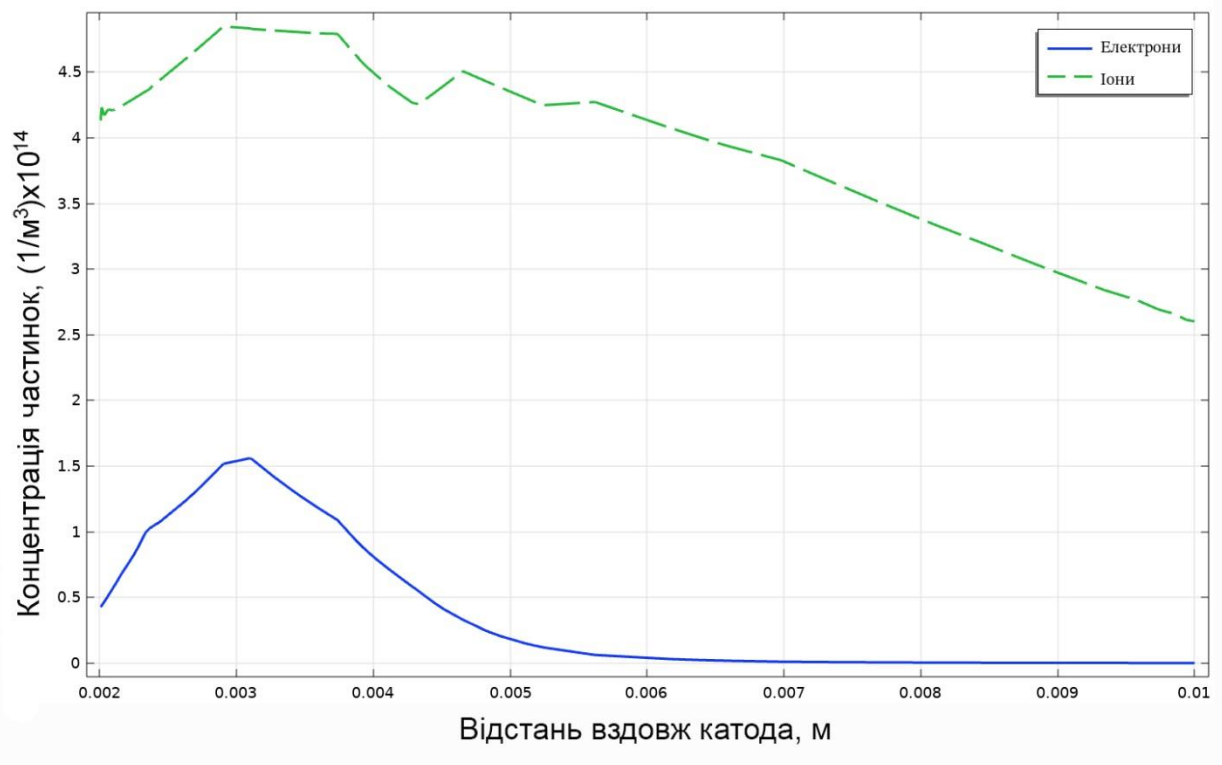


Рисунок 4.2 – Графіки розподілу густини заряджених частинок (суцільна лінія – електрони, штрихова – іони) вздовж радіусу системи у міжелектродному просторі

Розподіл потенціалу (Рисунок 4.3) також підтверджує, що розряд горить в нормальному режимі. Катодне падіння потенціалу становить 121 В, що характерно саме для тліючого типу розряду [6].

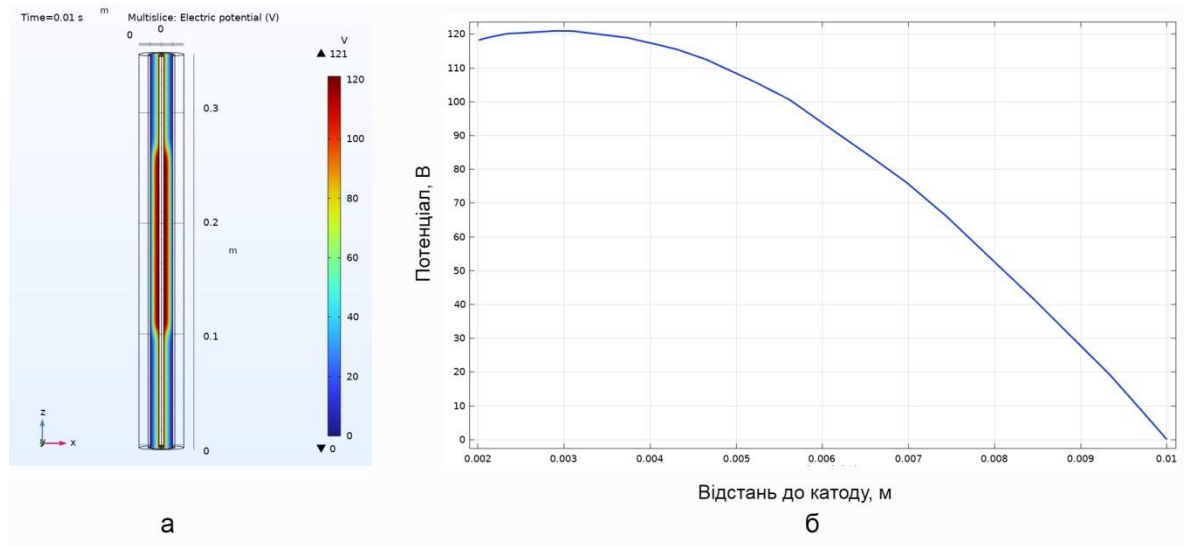


Рисунок 4.3 – Профіль (а) і графік (б) розподілу потенціалу в міжелектродному проміжку

На Рисунку 4.4 показано розподіл густини електронного та іонного струмів вздовж катода.

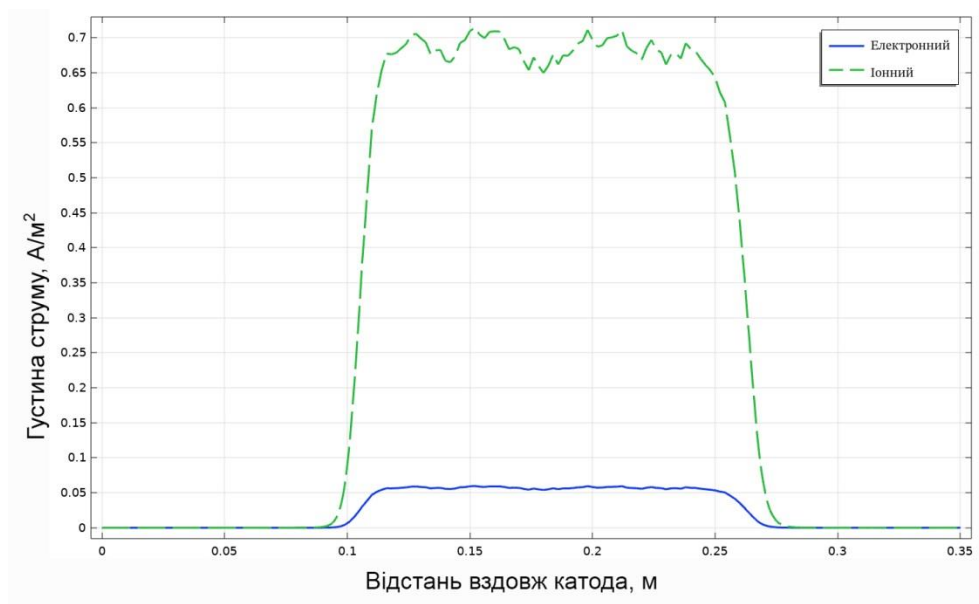


Рисунок 4.4 – Графік розподілу густин електронного (суцільна лінія) і іонного (штрихова лінія) струмів вздовж катода

#### 4.1.2 Нормальний тліючий розряд за наявності азимутального магнітного поля

Моделювання проводилося з баластним опором 12.5 кОм. МП створювалося струмом на аноді силою 18.5 А. Профіль (а) і графік (б) розподілу магнітної індукції вздовж радіусу системи наведено на Рисунку 4.5.

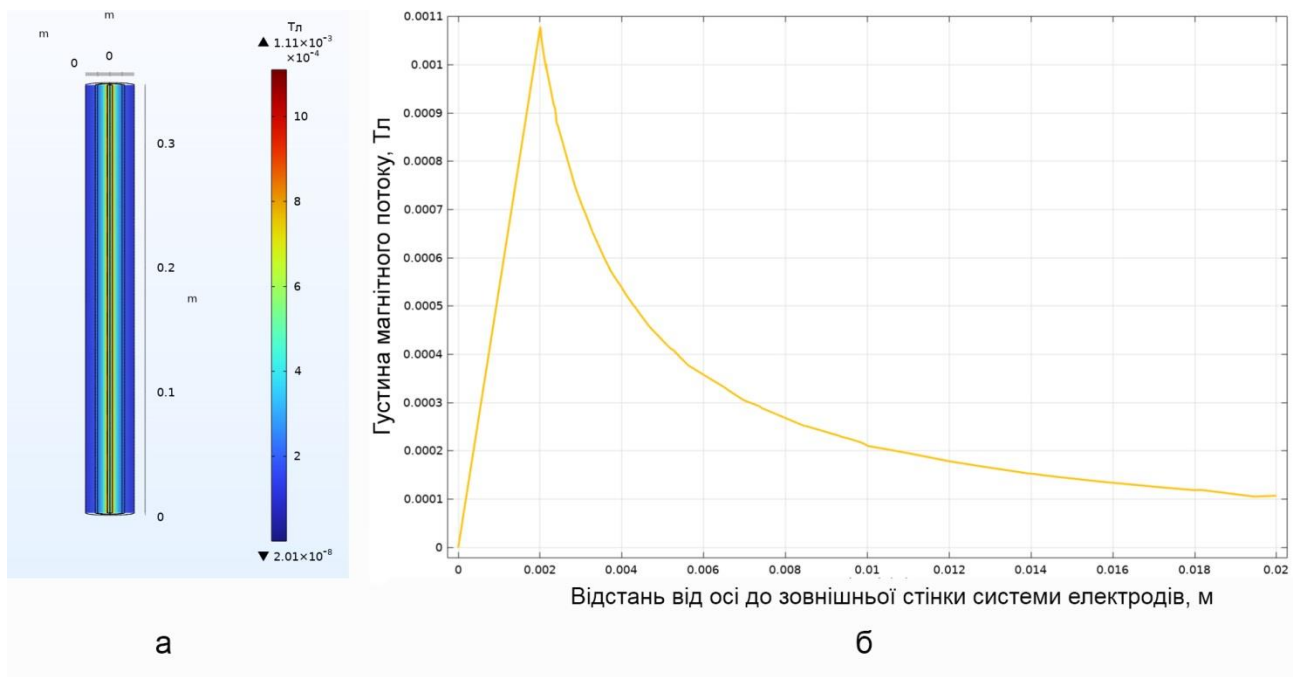


Рисунок 4.5 – Розподіл густини магнітного потоку для струму на аноді 18.5 А: профіль розподілу у системі у площині xz (а) і графік розподілу від осі симетрії до зовнішньої стінки системи електродів (б)

Ліва гілка кривої на Рисунку 4.5а (від 0 до 0.002 м) показує розподіл магнітної індукції всередині аноду, права – у міжелектродному та за катодному просторі. Як видно з графіку, при проходженні через анод струму такої сили створюється індукція величиною порядку 0.1-1 мТл. За таких значень індукції, її вплив на іони плазми є мінімальним.

На Рисунках 4.6 і 4.7 показано профілі і графіки розподілу густини заряджених частинок в міжелектродному просторі.

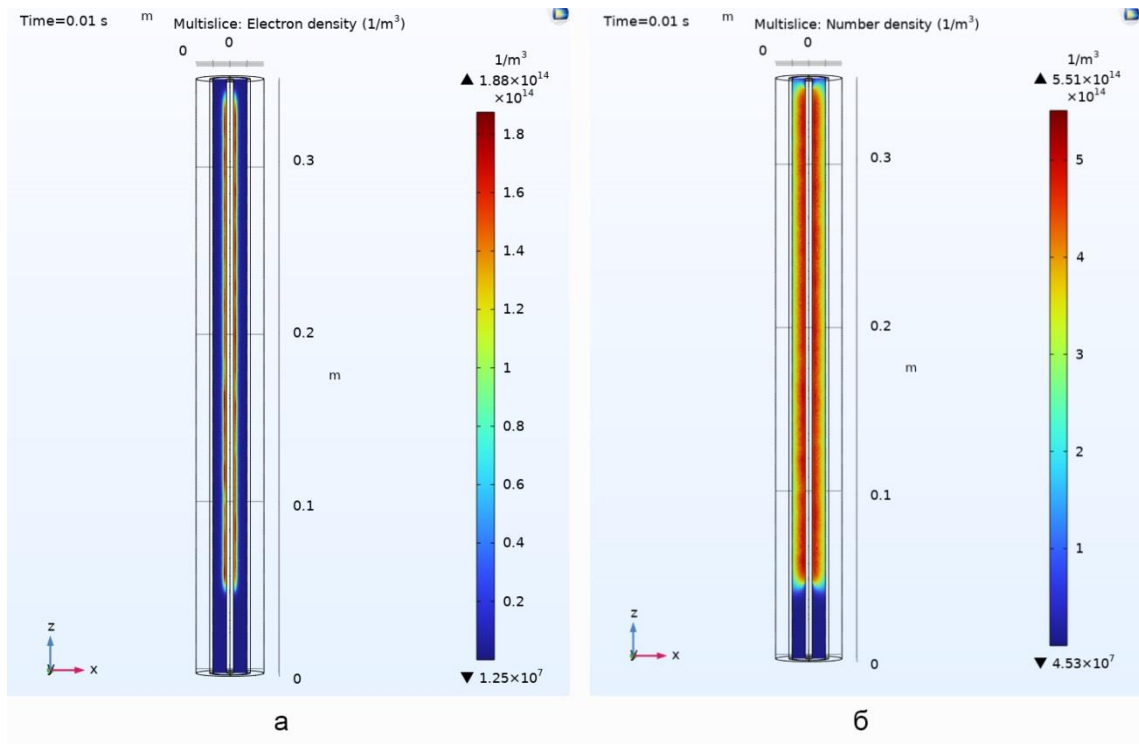


Рисунок 4.6 – Профілі розподілу густини заряджених частинок (а – електронів, б – іонів) у площині xz

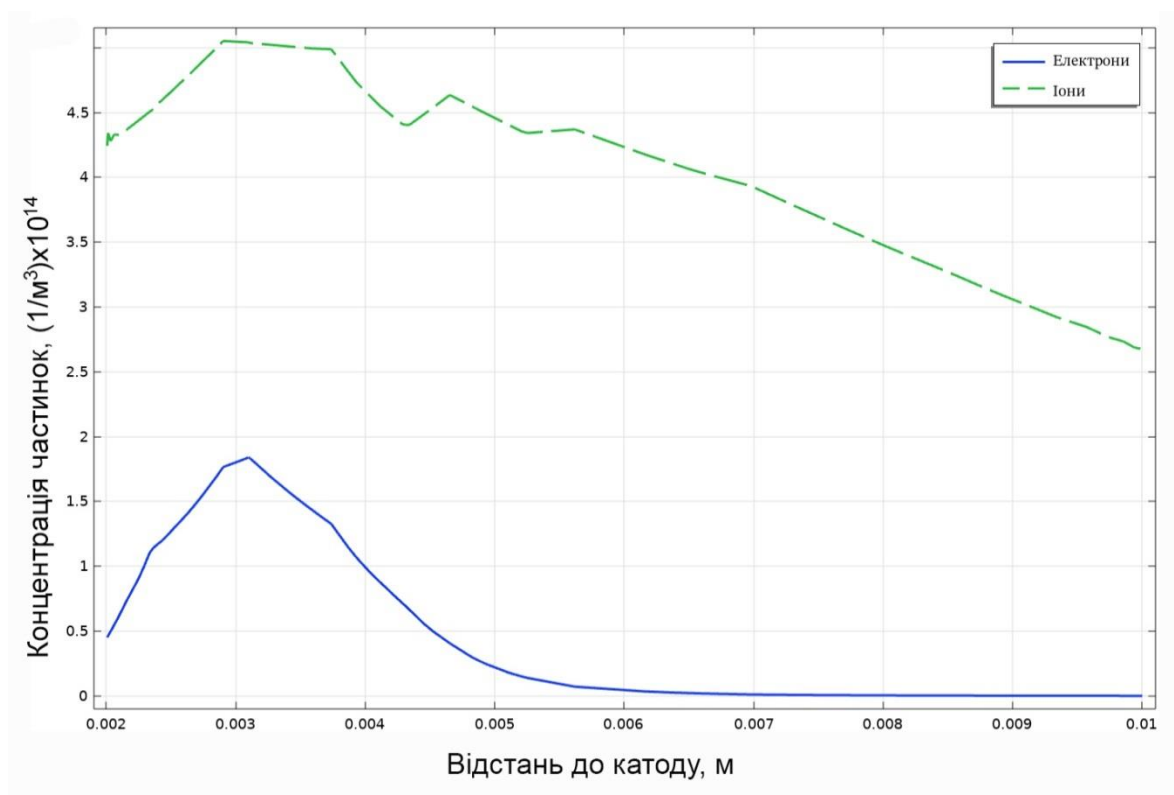


Рисунок 4.7 – Графіки розподілу густини заряджених частинок (суцільна лінія – електрони, штрихова – іони) вздовж радіусу системи у міжелектродному просторі

З Рисунку 4.6 видно, що, як і в попередньому випадку, ТР горить в нормальному режимі, а зона його локалізації помітно збільшилася зі зменшенням величини баластного опору, а також була зміщена вгору впливом АМП, створюваного струмом на аноді. Графік на Рисунку 4.7 показує, що густина електронів трохи збільшилася, але все ще залишається приблизно втричі меншою за густину іонів. Збільшення густини електронів свідчить про те, що зі зменшенням величини баластного опору плазма розряду поступово стає більш насиченою та рівноважною.

На Рисунку 4.8 представлено профіль (а) і графік (б) розподілу потенціалу в міжелектродному просторі. Катодне падіння напруги залишається таким самим, як і у попередньому випадку, що цілком співпадає з теоретичними викладками. Ця властивість ТР давно відома, і часто використовується в приладах стабілізації напруги.

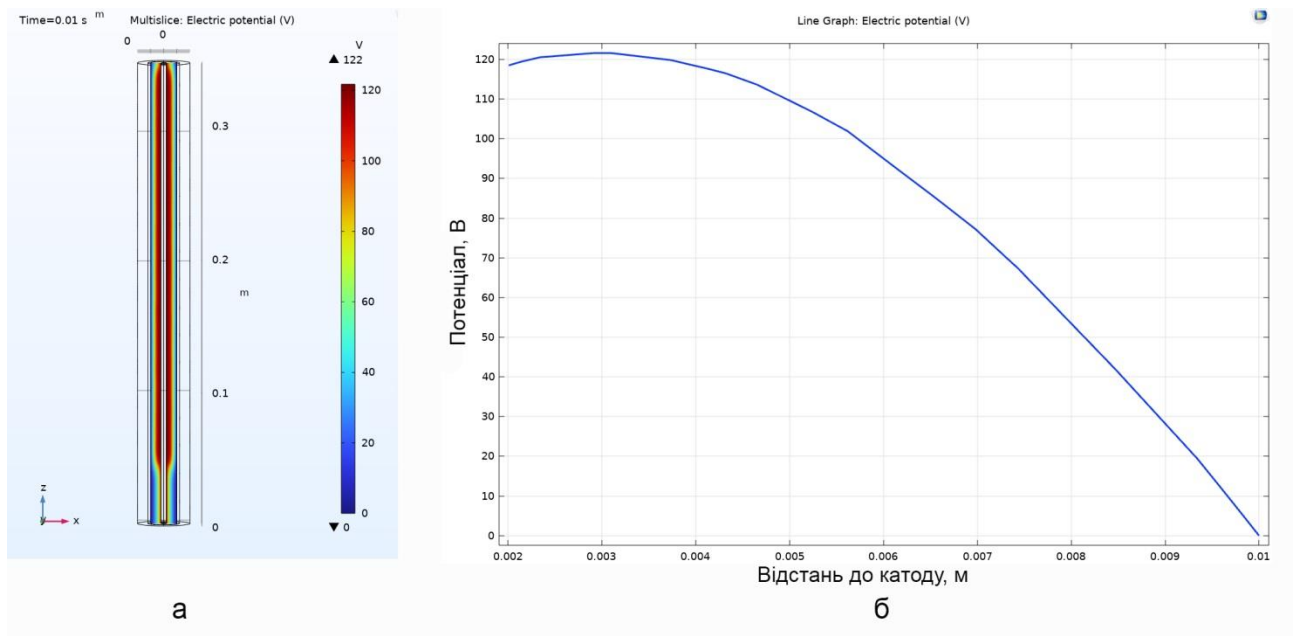


Рисунок 4.8 – Профіль (а) і графік (б) розподілу потенціалу в міжелектродному проміжку

На Рисунку 4.9 показано розподіл густини електронного та іонного струмів вздовж катода.

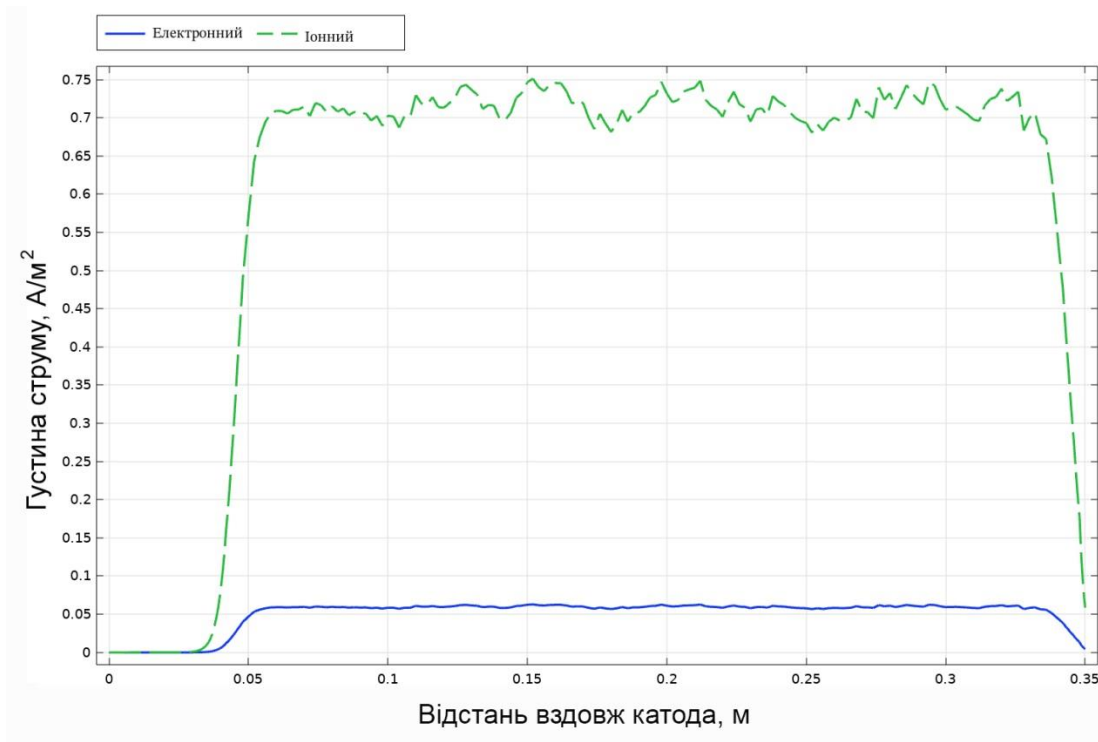


Рисунок 4.9 – Графік розподілу густин електронного (суцільна лінія) і іонного (штрихова лінія) струмів вздовж катода

З Рисунку 4.9 видно, що площа катодної струмової плями стала більшою у порівнянні з результатами в попередній моделі (Рисунок 4.4), але величини електронного і іонного струму залишилися приблизно однаковими, як це і передбачається теорією НТР. Це підтверджує коректність отриманих результатів і, відповідно, адекватність розробленої моделі.

#### 4.1.3 Аномальний тліючий розряд за наявності азимутального магнітного поля

Для переходу в аномальний режим ТР баластний опір було зменшено до 9 кОм. Для створення АМП використовувалися дві величини струму, що пропускався через анод: 18.5 і 75 А.

### 4.1.3.1 АТР зі струмом через анод величиною 18.5 А

Розподіл магнітної індукції для струму  $I_1 = 18.5$  А було наведено раніше на Рисунку 4.5.

На Рисунках 4.10 і 4.11 показано профілі і графіки розподілу густини заряджених частинок по радіусу в міжелектродному просторі.

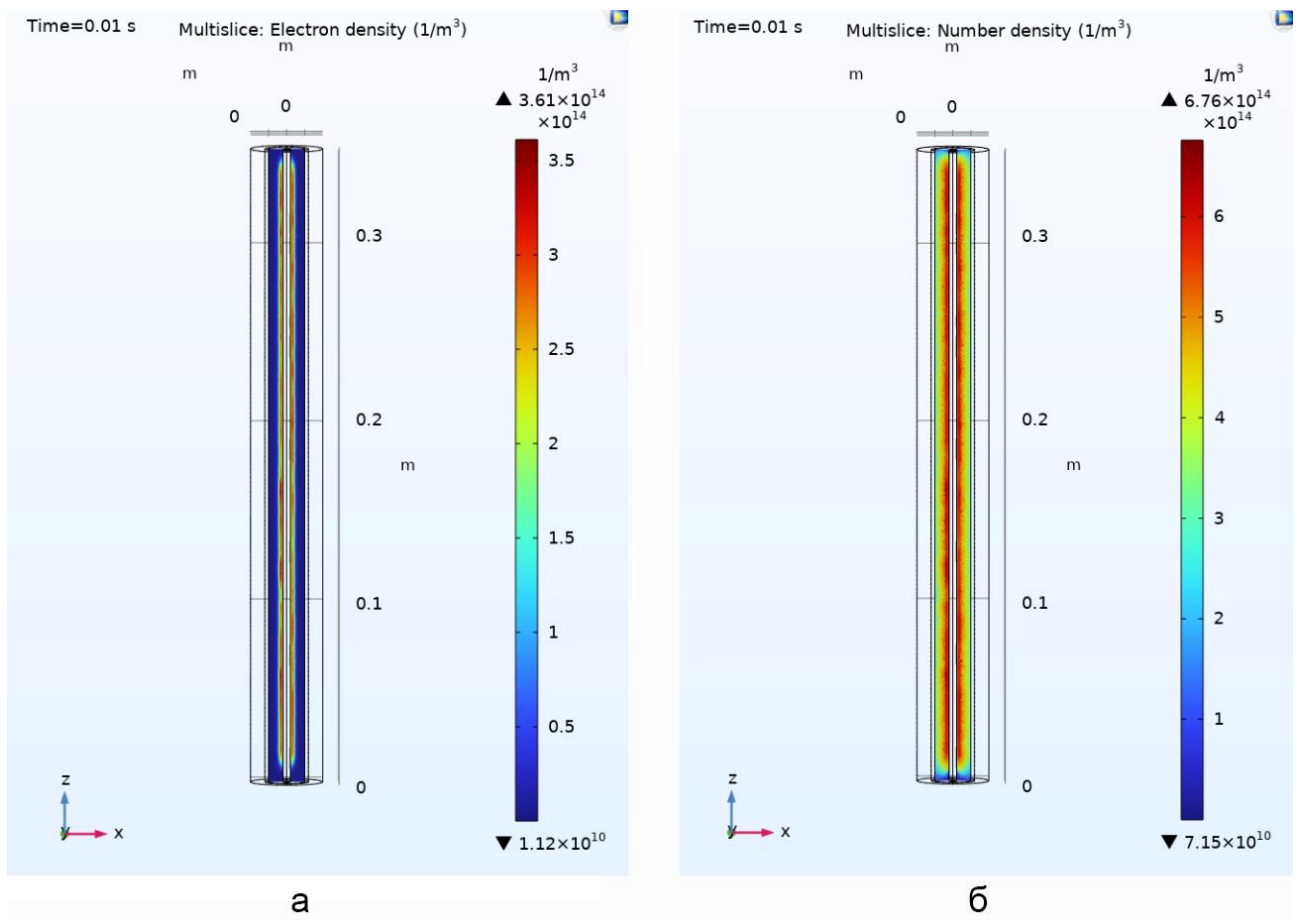


Рисунок 4.10 – Профілі розподілу густини заряджених частинок (а – електронів, б – іонів) у площині xz



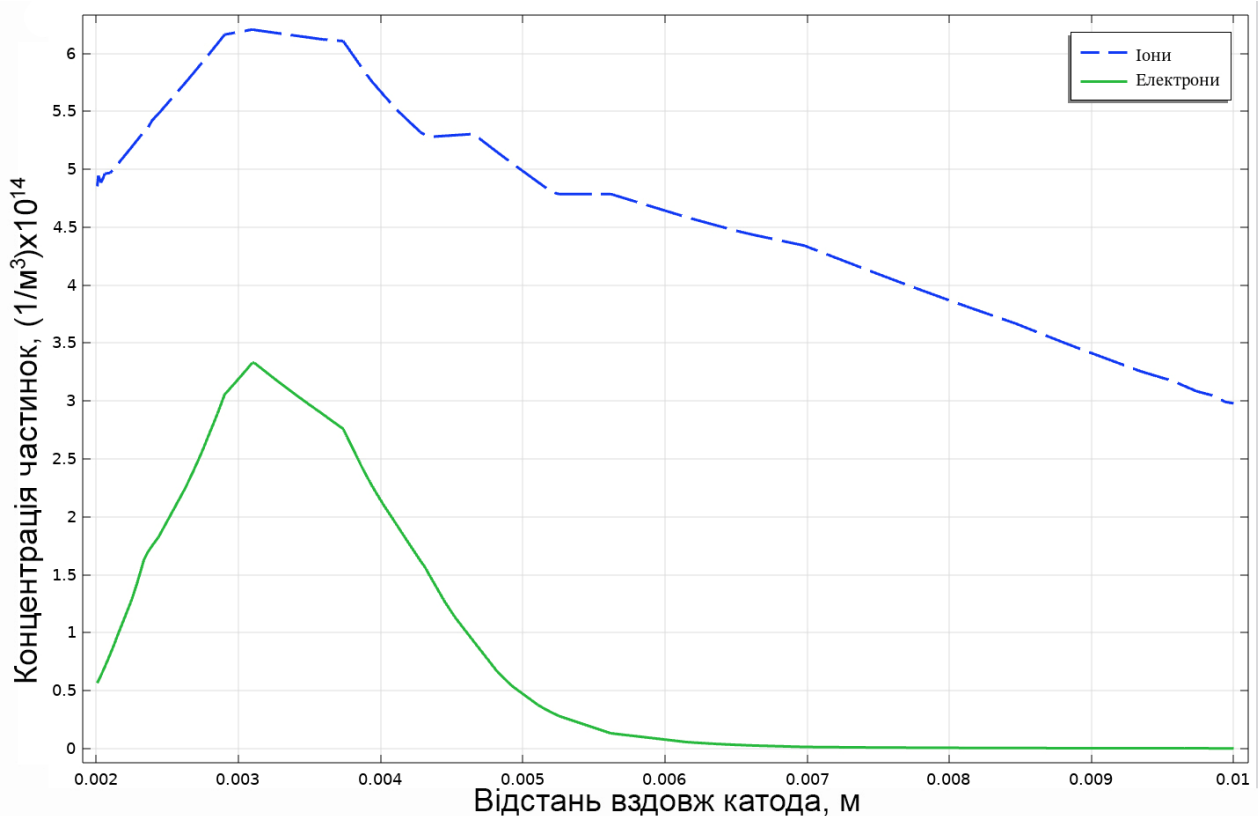


Рисунок 4.11 – Графіки розподілу густини заряджених частинок (суцільна лінія – електрони, штрихова – іони) вздовж радіуса системи у міжелектродному просторі

З Рисунку 4.10 видно, що зі зменшенням величини баластного опору ТР перейшов в аномальний режим горіння і зона його локалізації тепер займає всю довжину системи. З графіку на Рисунку 4.11 видно, що густина електронів збільшилася у порівнянні з попередніми описаними випадками НТР (Рисунки 4.2 і 4.7), і тепер приблизно вдвічі менша за густину іонів. Збільшення густини електронів свідчить про те, що зі зменшенням величини баластного опору плазма розряду поступово стає більш насиченою та рівноважною. Задля повного насичення плазми (відношення густини електронів до густини іонів дорівнює 1) необхідно або збільшити прикладену напругу, або ще зменшити величину баластного опору.

З розподілу потенціалу (Рисунок 4.12) видно, що при баластному опорі в 9 кОм перехід в АТР тільки відбувся, і катодне падіння потенціалу не сильно відрізняється від результатів у двох попередніх випадках. Задля отримання

більших значень падінь катодного потенціалу потрібно зменшити величину баласного опору або збільшити прикладену напругу. Однак ми мали на меті дослідити вплив АМП на АТР, і тому отримані при даному баластному опорі результати нас задовільнили.

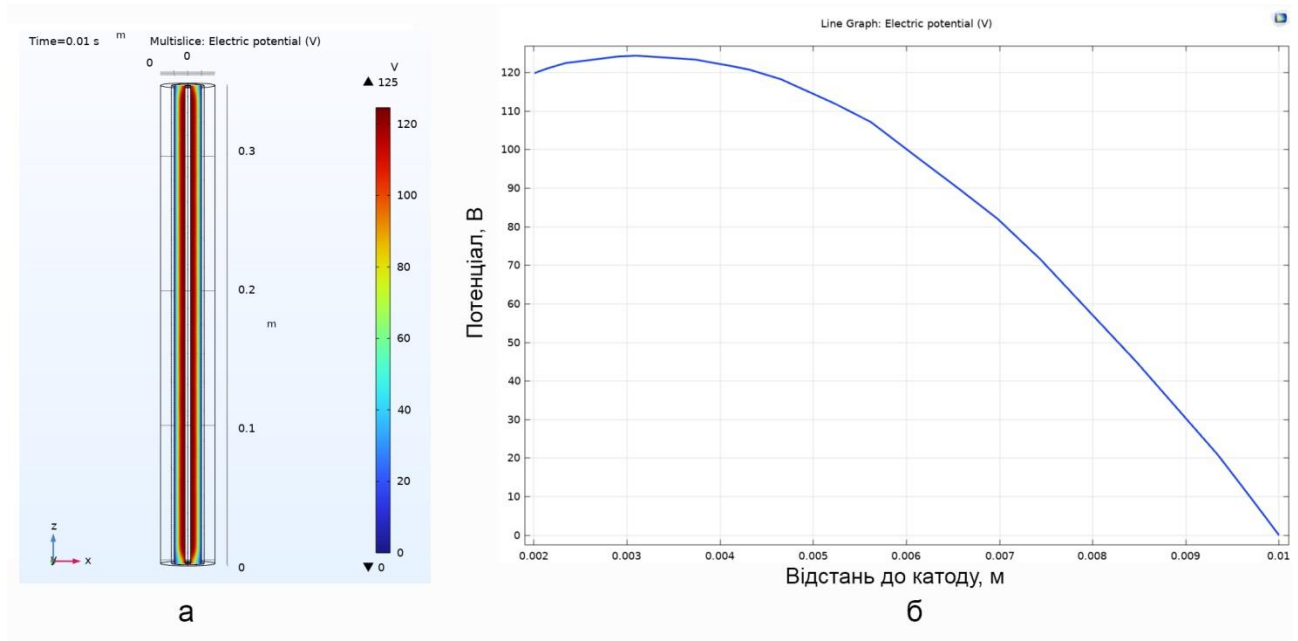


Рисунок 4.12 – Профіль (а) і графік (б) розподілу потенціалу в міжелектродному проміжку

Припускалося, що АМП, створюване струмом на аноді, змістить частину заряджених частинок вгору. При цьому струмова пляма мала залишитися на всій площі катоду, але густина електронного і іонного струмів ближче до верхнього краю системи електродів мали збільшитися. Однак дослідження виявили, що при струмі в 18.5 А плазма розряду зазнає дуже незначного впливу від створюваного АМП, і розподіл густин струмів на катоді виглядає так, як показано на Рисунку 4.13.

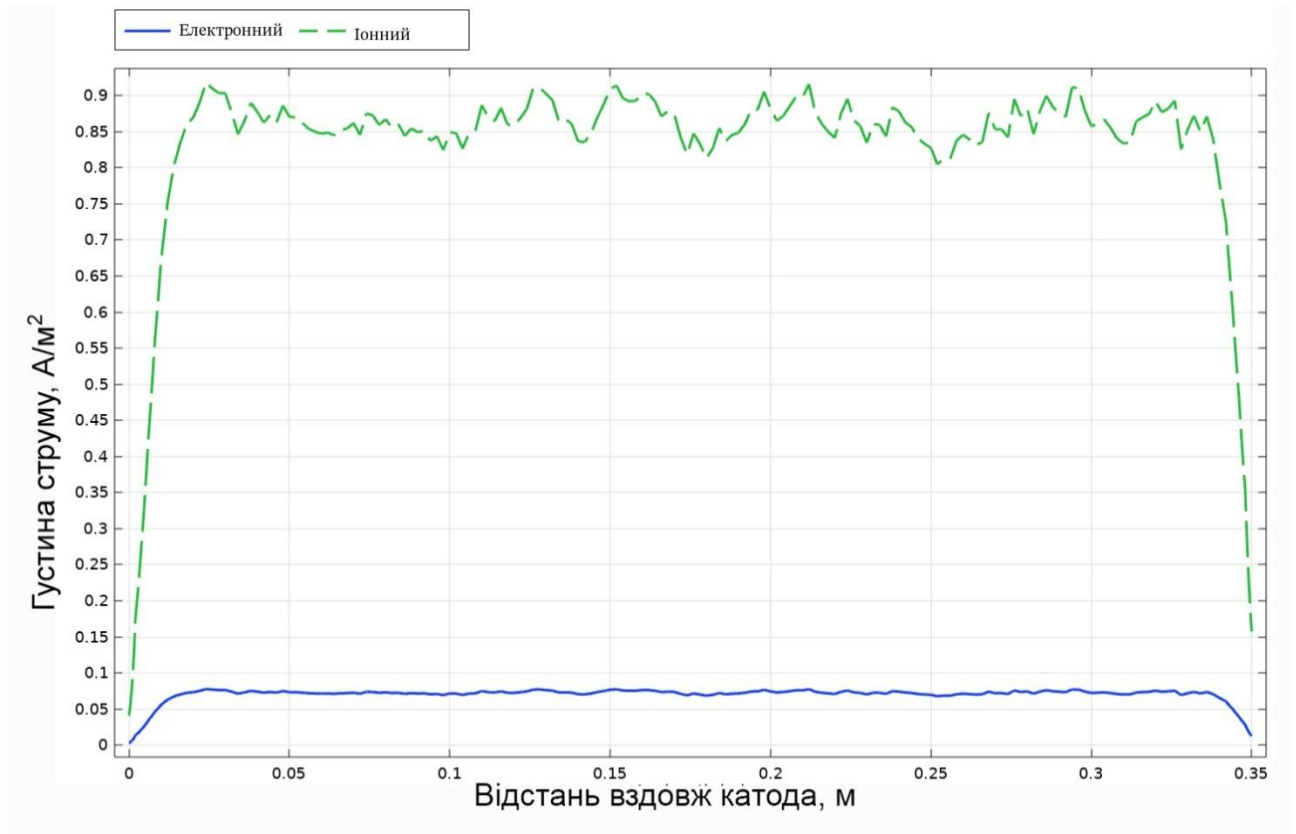


Рисунок 4.13 – Графік розподілу густин електронного (суцільна лінія) і іонного (штрихова лінія) струмів вздовж катода

Значення густини струму передбачувано збільшилися у порівнянні з результатами моделювання з більшими баластними опорами, однак помітного збільшення густини струмів біля краю системи не спостерігається. Тому у наступному розділі розглянемо модель з більшим значенням струму через анод і, відповідно, більшою магнітною індукцією створюваного АМП.

#### 4.1.3.2 АТР зі струмом через анод величиною 75 А

Розподіл магнітної індукції при струмі через анод  $I_2 = 75$  А представлено на Рисунку 4.14.

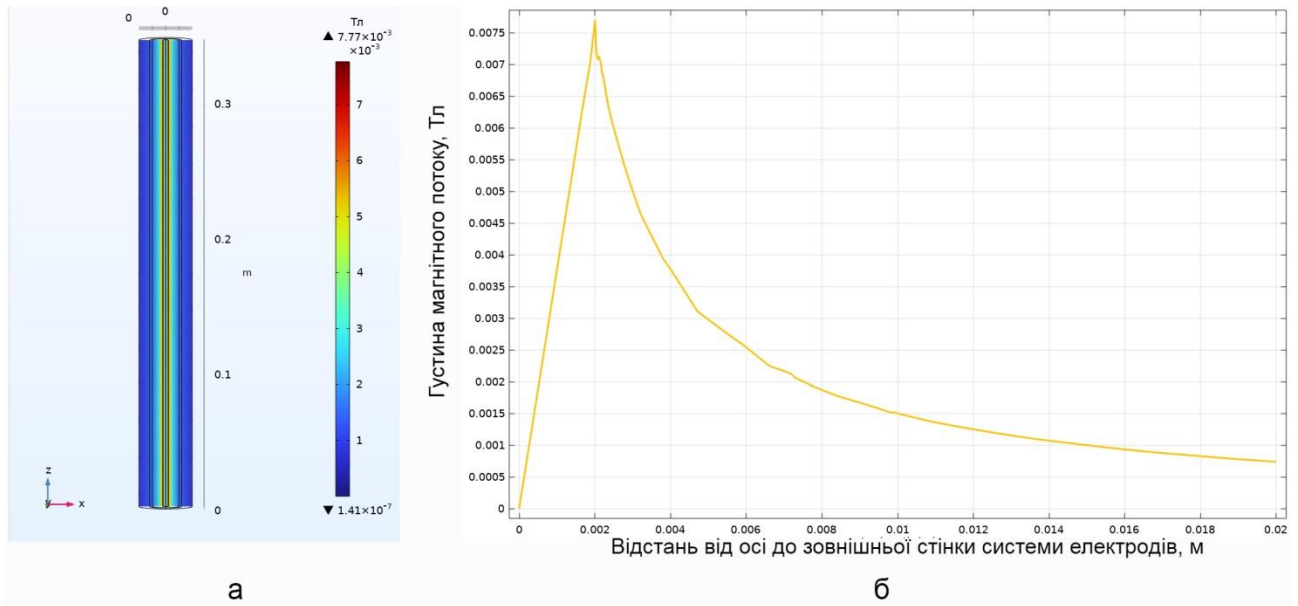


Рисунок 4.14 – Розподіл густини магнітного потоку для струму на аноді 75 А: профіль розподілу у системі у площині xz (а) і графік розподілу від осі симетрії до зовнішньої стінки системи електродів (б)

В попередніх випадках розглядалися результати для останнього розрахованого значення часу ( $t = 0.01$  с), так як інших моментів часу результати обчислень відрізнялися несуттєво. Однак у даному випадку з плином часу спостерігалось цікаве явище, тому розглядатимемо результати для трьох значень часу:  $t_1 = 0.0011$  с,  $t_2 = 0.0039$  с і  $t_3 = 0.01$  с.

На Рисунку 4.15 показано профілі розподілу заряджених частинок в зазначені моменти часу. На а-в представлено розподіл електронів, на г-е – іонів. Видно, що спочатку частинки має характерний для АТР розподіл в системі електродів, але з плином часу під впливом АМП, створюваного струмом на аноді достатньої сили, зона локалізації частинок зменшується до верхнього торця системи, і густина частинок в цьому місці суттєво зростає.

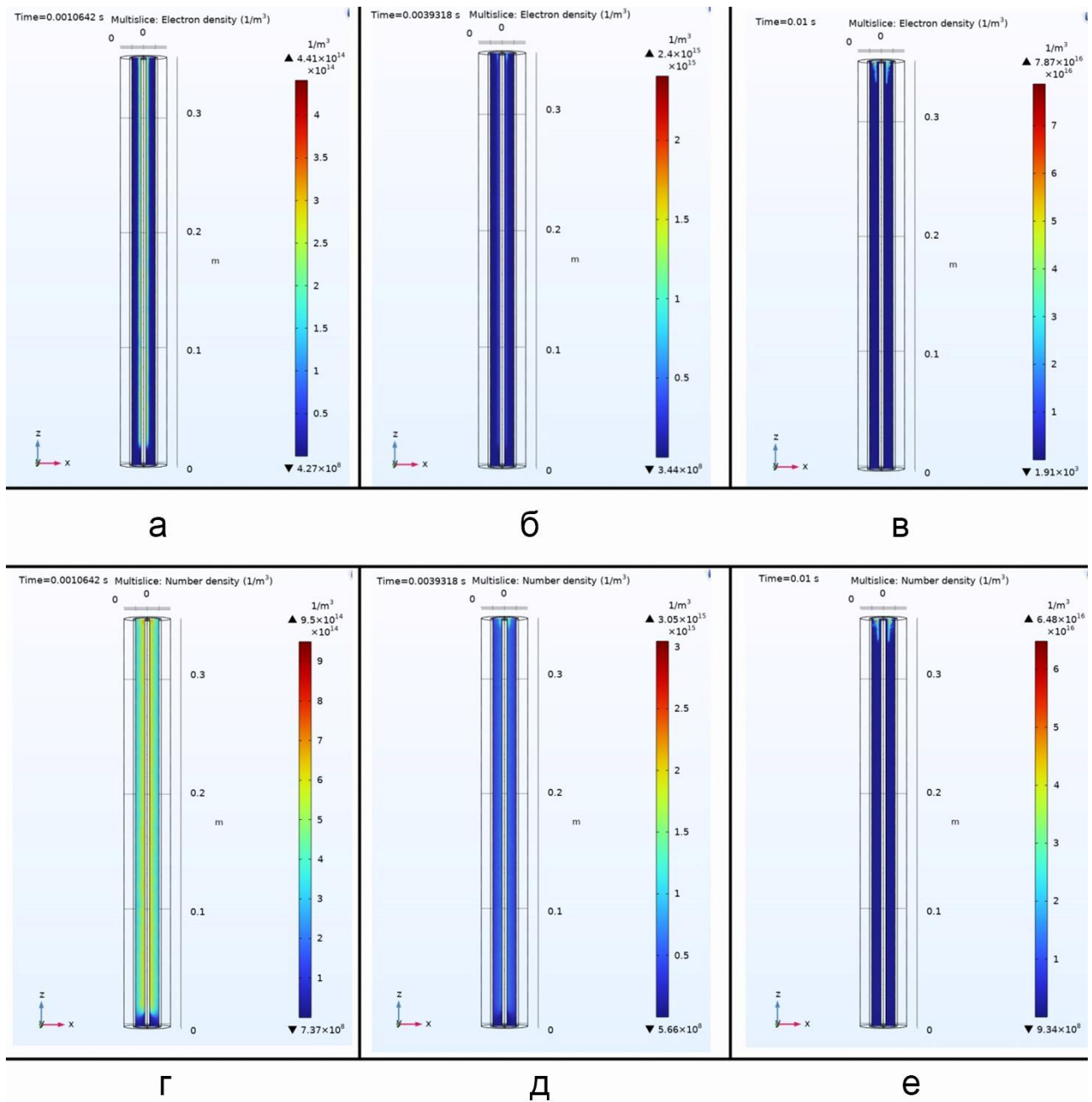


Рисунок 4.15 – Профілі розподілу густини заряджених частинок (а – електронів, б – іонів) у площині xz

На Рисунках 4.16 і 4.17 представлено графіки розподілу густини заряджених частинок (суцільна лінія – електрони, штрихова – іони) в зазначені моменти часу вздовж радіусу системи на висоті в 35 см, а на Рисунку 4.18 – на висоті 20 см.

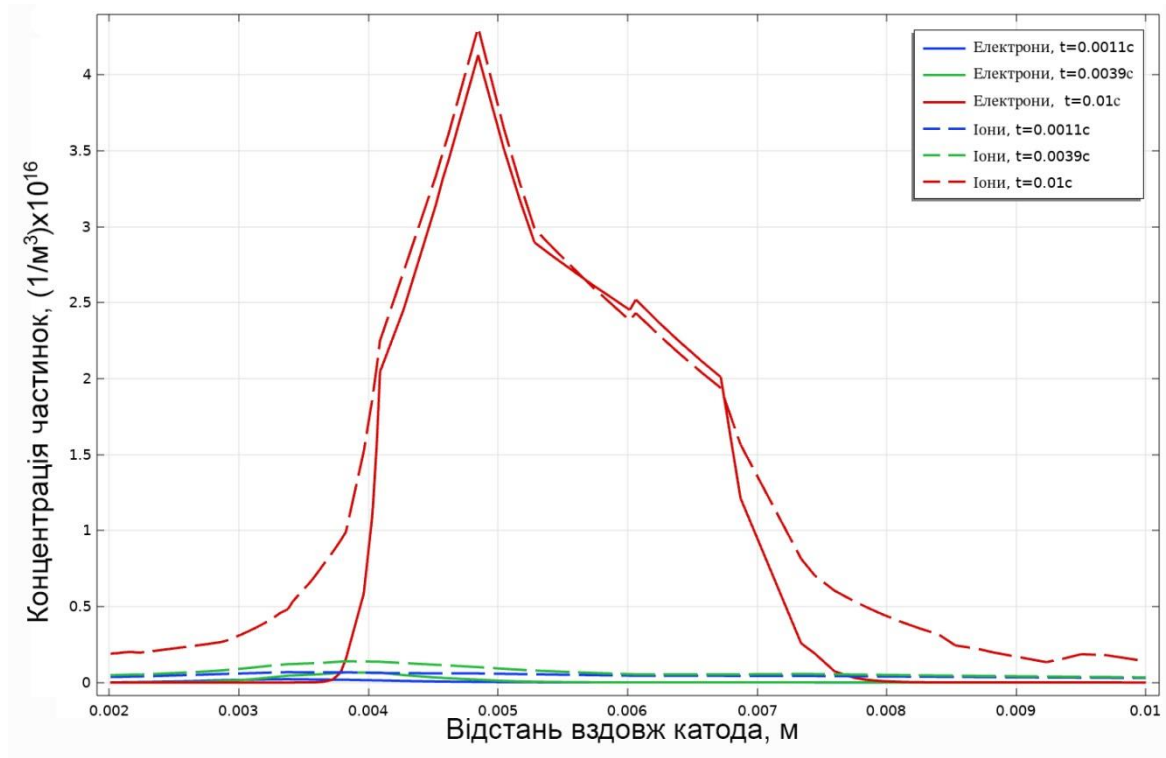


Рисунок 4.16 – Графіки розподілу густини заряджених частинок (суцільна лінія – електрони, штрихова – іони) вздовж радіуса системи в різні моменти часу в міжелектродному просторі на висоті 35 см

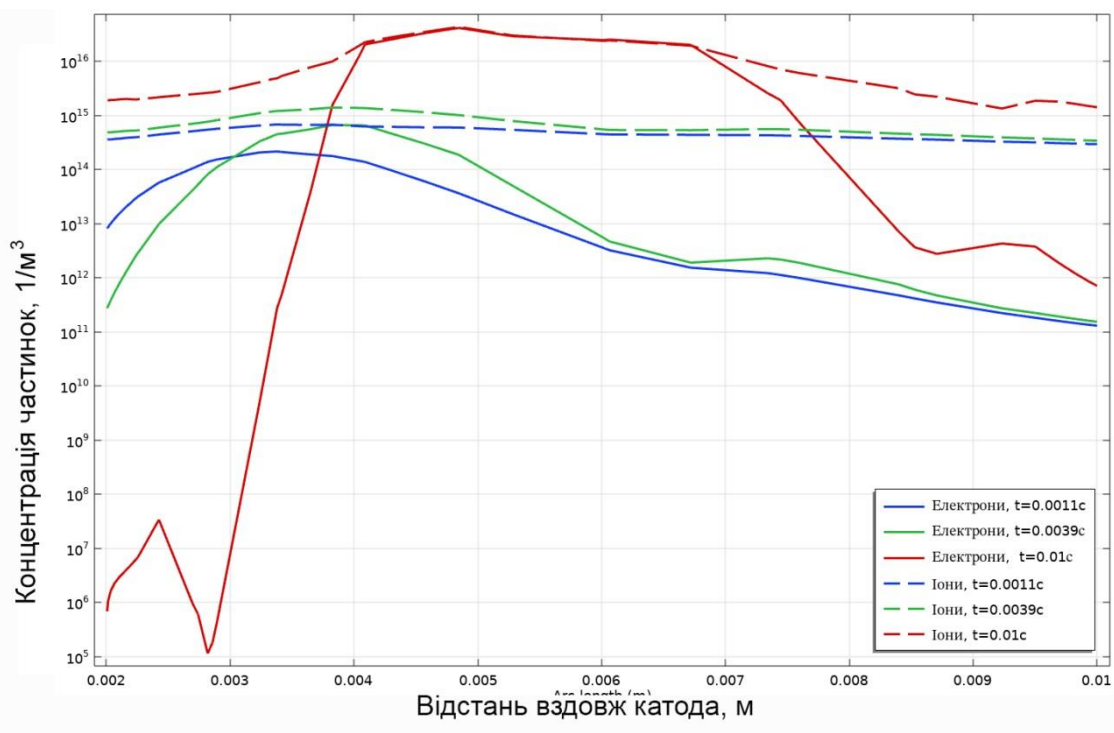


Рисунок 4.17 – Графіки розподілу густини заряджених частинок (суцільна лінія – електрони, штрихова – іони) вздовж радіуса системи в різні моменти часу в міжелектродному просторі на висоті 35 см. Логарифмічна шкала

На логарфімічній шкалі (Рисунок 4.17) краще видно характер зміни концентрації в кінцевий момент часу розрахунків  $t_3$  у порівнянні з часами  $t_1$  і  $t_2$ . Також можна побачити, що відношення густин заряджених частинок у час  $t_3$  приблизно дорівнює 1, а отже, можна сказати, що у верхній частині системи електродів на відстані в 2 мм від аноду плазма стає насиченою і рівноважною.

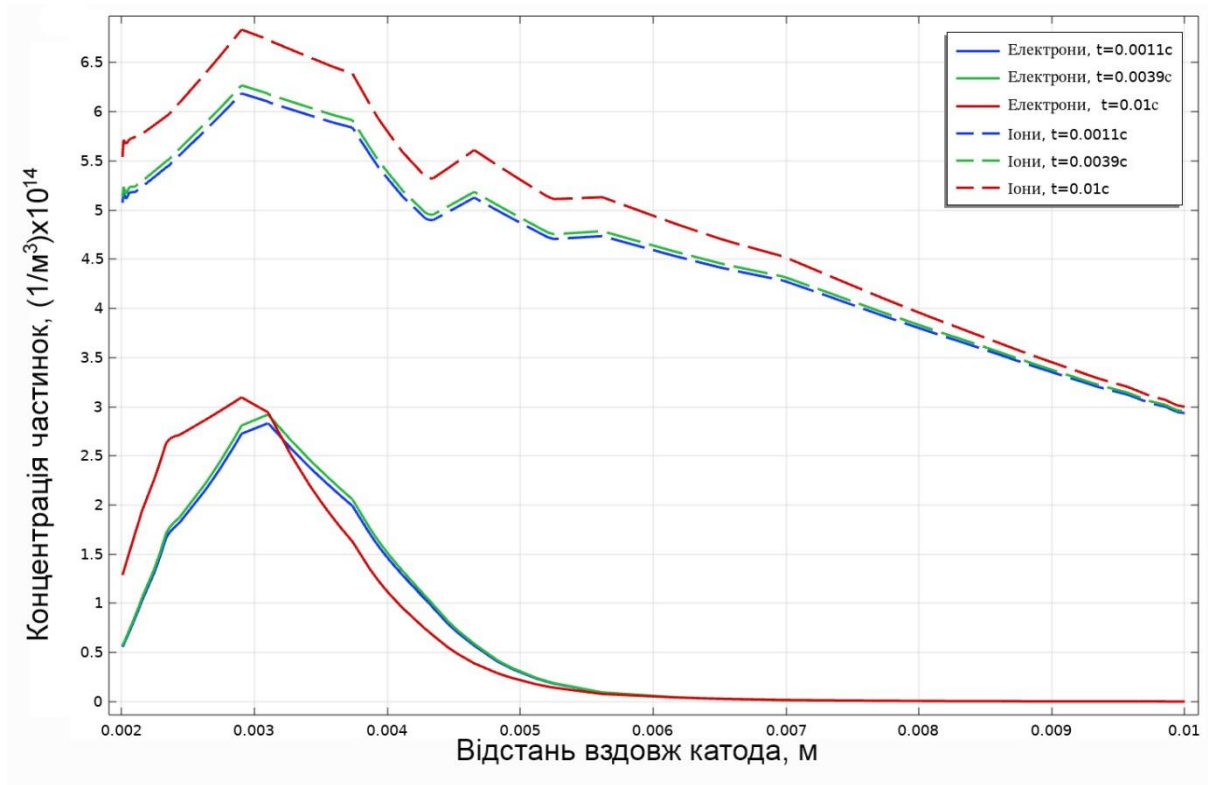


Рисунок 4.18 – Графіки розподілу густини заряджених частинок (суцільна лінія – електрони, штрихова – іони) вздовж радіуса системи в різні моменти часу в міжелектродному просторі на висоті 20 см

На Рисунку 4.18 можна побачити, що характер розподілу густин заряджених частинок в інших частинах системи (на графіку показано розподіл для висоти 20 см) залишається таким самим, як і у випадку струму 18.5 А (Рисунок 4.11), а зміни величин густин частинок є незначними.

На Рисунку 4.19 наведено профілі розподілу потенціалу між електродами в зазначені моменти часу.

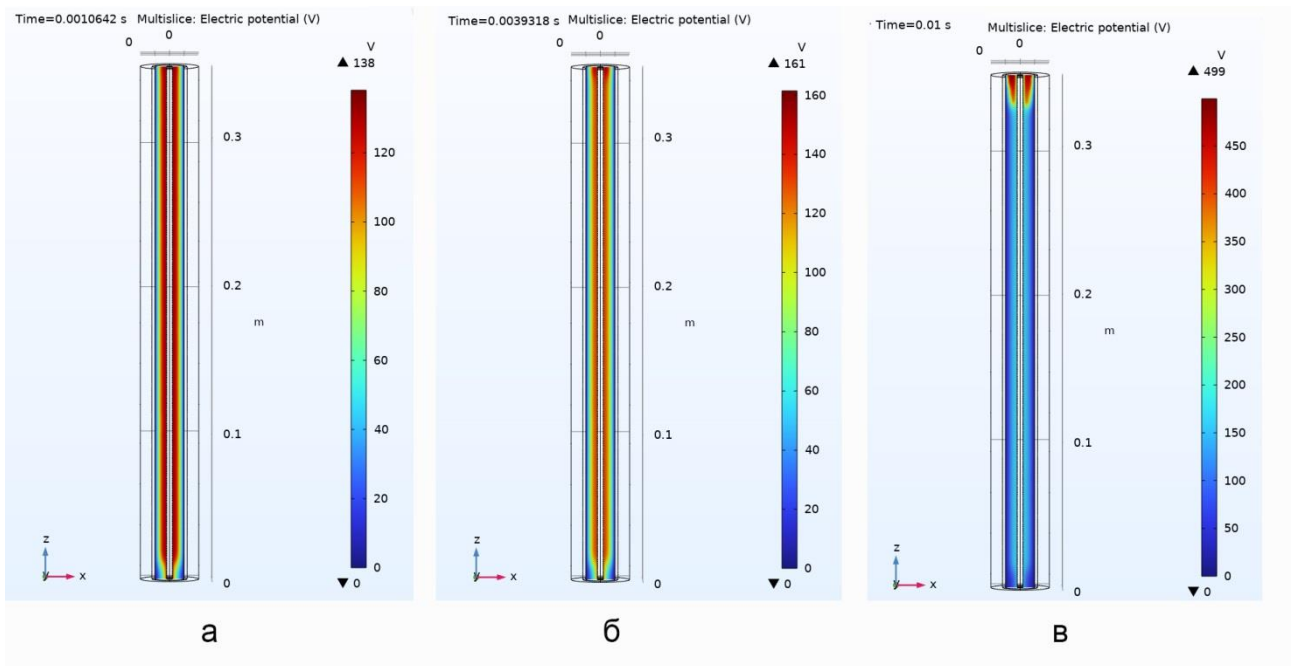


Рисунок 4.19 – Профілі розподілу потенціалу в міжелектродному проміжку у різні моменти часу

На Рисунку 4.20 представлено графіки розподілу потенціалу між електродами на висоті в 35 см (суцільні) і 20 см (штрихові).

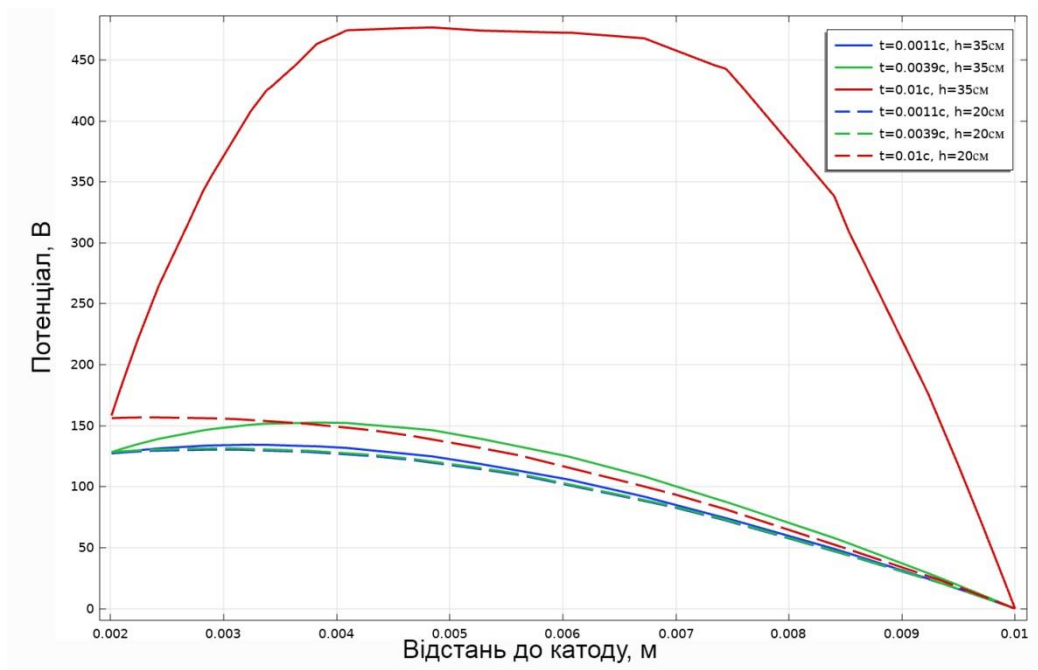


Рисунок 4.20 – Графіки розподілу потенціалу в міжелектродному проміжку в різні моменти часу на висоті в 35 см (суцільні) і 20 см (штрихові)



На Рисунках 4.19 і 4.20 видно, що спочатку розподіл потенціалу набуває типового вигляду для АТР, але з плином часу суттєво зростає у верхнього края системи електродів на відстані 2 мм від аноду. В інших частинах системи, зокрема на висоті в 20 см при цьому розподіл потенціалу зберігає характерний для АТР вигляд.

На Рисунку 4.21 представлено графіки розподілу густини електронного (суцільні криві) і іонного (штрихові криві) струмів вздовж катода у різні моменти часу.

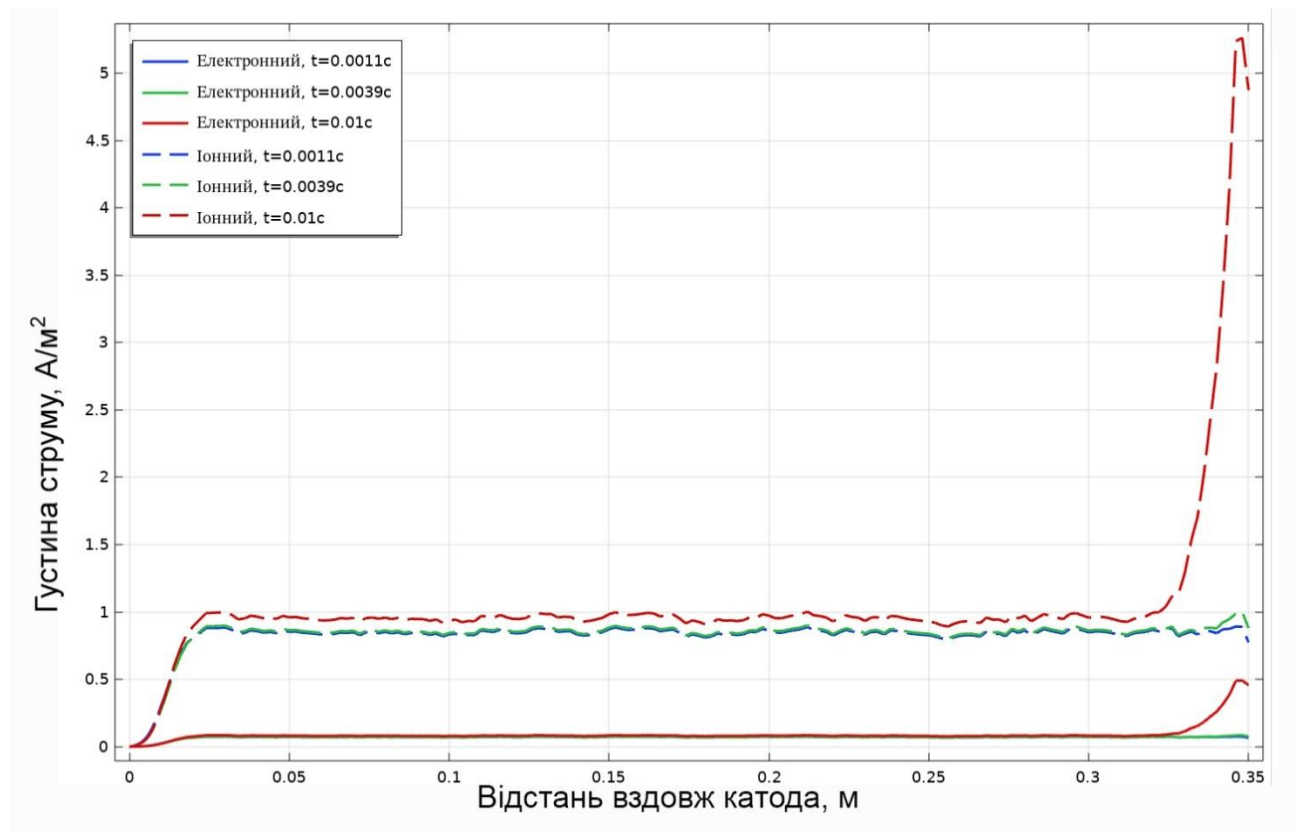


Рисунок 4.21 – Графік розподілу густин електронного (суцільна лінія) і іонного (штрихова лінія) струмів вздовж катода в різні моменти часу

Графіки розподілу в момент часу  $t_1$  є характерними для звичайного АТР, в момент часу  $t_2$  вже спостерігається вплив АМП на розряд – праворуч густини струму стають трохи більшими. В кінцевий час  $t_3$  можна побачити суттєве збільшення густин струму в правій частині графіку, що відповідає верхньої частині катода. Густина струмів в цьому місці збільшується приблизно в 5

разів. Ширину струмової плями з підвищеною густиною, а також її зміщення вздовж системи можна регулювати за допомоги зміни струму, який протікає через анод. З даними параметрами більш інтенсивний вплив здійснюється на довжину приблизно 2 мм від краю трубки.

В реальних умовах це сприяло би інтенсифікації обробки тонкої трубки біля краю без втрат для якості обробки внутрішньої поверхні трубки на інших її ділянках у порівнянні з обробкою без МП.

## 4.2 Експериментальні результати дослідження тліючого розряду

На Рисунку 4.22 представлено загальний вигляд тліючого результату, зафіксований за допомоги відео- (а) та фотозйомки (б).

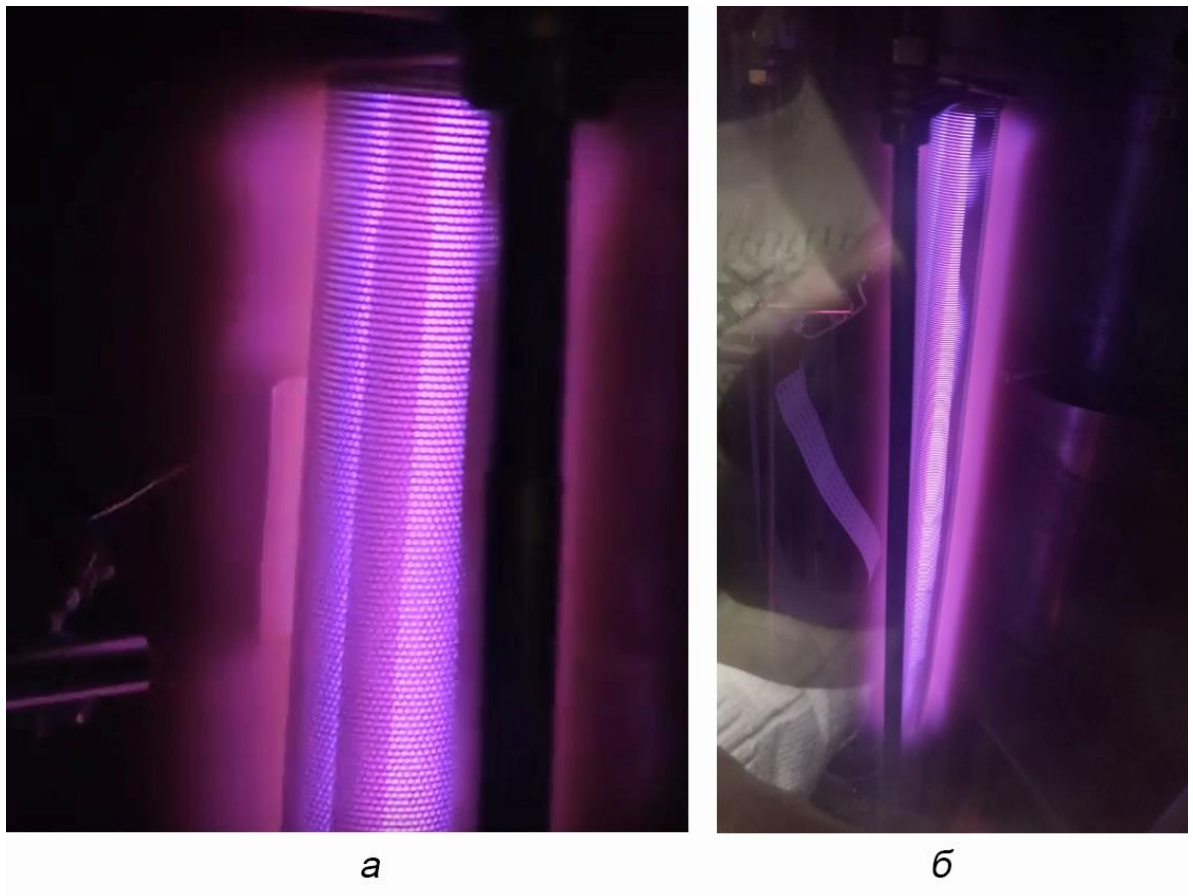


Рисунок 4.22 – Вигляд ТР в ході експерименту: а – верхня частина КСЕ, б – загальний вигляд

Типові результати візуальних та осцилографічних спостережень впливу АМП на НТР показані на Рисунках 4.23 та 4.24.

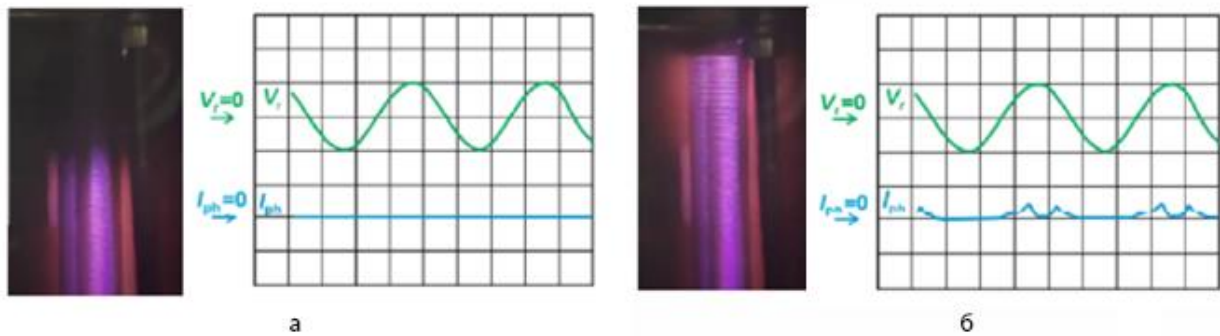


Рисунок 4.23 – Фотографії ТР в КСЕ з сітчастим катодом при тиску 45 Па і потужності 2,6 Вт і осцилограми. Масштаби: 5 В/под. для  $V_r$  і 5 мВ/под. для  $I_{ph}$ ; часовий масштаб – 5 мс/под.

На нижніх графіках двоканального осцилоскопа на Рисунку 4.23 відображено зміну у часі сигналів фотодіода, який розташований поблизу верхньої частини КСЕ. Синусоїдальні криві на графіках на Рисунку 4.23 синхронізовані з напругою джерела змінного струму через анод і вказують на зміну МП в міжелектродному проміжку з плином часу.

На Рисунку 4.23а представлено зображення свічення розряду при відсутності АМП ( $I_{M.F} = 0$ ), що показує локалізацію зони розряду, характерну для НТР.

На Рисунку 4.23б надано зображення свічення розряду за наявності АМП ( $I_{M.F} = +120$  А), де індукція змінювалася синусоїдально відповідно до верхньої опорної осцилограми ( $V_r$ ). На фотографії видно світіння протягом усього періоду зміни МП, і можна помітити, що розряд підтримувався на всіх ділянках міжелектродного простору системи. За рахунок інерції людського зору візуально виявити рух розрядної зони неможливо, проте високошвидкісна відеозйомка з уповільненим відтворенням кадрів показує, що в позитивній півхвилі змінного струму через анод і, відповідно, магнітної індукції, зона розряду піднімається до верхнього кінця КСЕ. Таким чином, осцилограма сигналу фотодіода та відеозапис узгоджуються між собою.

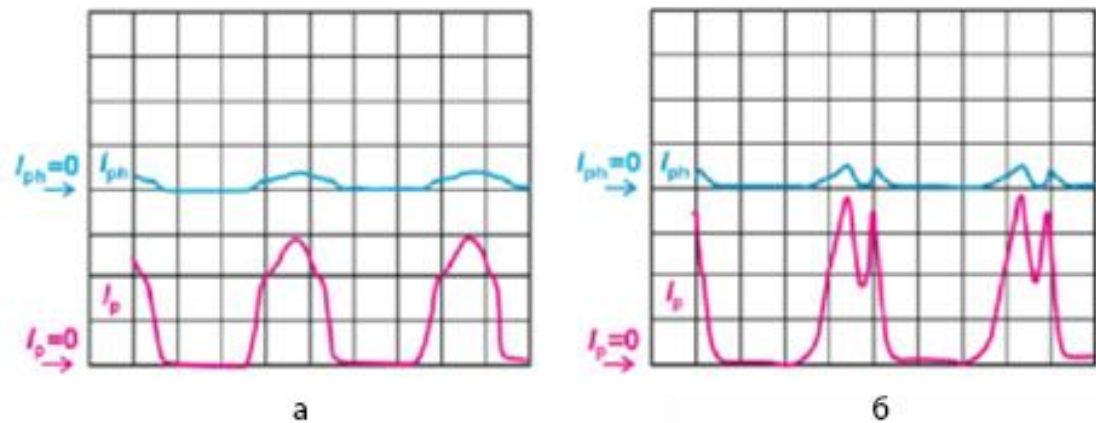


Рисунок 4.24 – Осцилограми іонного струму зонда ( $I_p$ , нижні хвилі) та сигналу від фотодіода ( $I_{ph}$ , верхні хвилі) при тиску 45 Па та потужності 2,6 Вт.  $I_{M.F}$ : а – 90А, б – 120А. Масштаби сигналів: 5мВ/под.; тимчасовий масштаб – 5мс/под.

Осцилограми на Рисунку 4.24 показують, як змінюються з часом сигнали фотодіода та електричного зонда при різних значеннях змінного струму  $I_{M.F}$  через анод.

Спостерігається, що сигнали однозначно вказують на зсув локалізації зони ТР вгору в додатній півхвилі АМП та повернення його вниз у наступній півхвилі. Напрямок зміщення локалізації НТР в АМП відповідає напрямку руху заряджених частинок в полях, що перетинаються  $[\vec{E}, \vec{B}]$  ( $\vec{E}$  – напруженість електричного поля,  $\vec{B}$  – магнітна індукція).

Важливо відзначити, що збільшення АМП не лише переміщує зону розряду вздовж міжелектродного простору, але й стискає її, зумовлюючи фокусування. Цей висновок базується на тому, що зі зростанням змінного струму через анод ширина імпульсів сигналів фотодіода та електричного зонда зменшується, як показано на Рисунку 4.24а для  $I_{M.F} = 90$  А та Рисунку 4.3xxxб для  $I_{M.F} = 120$  А.

Вимірювання виявило особливість сигналів фотодіода та електричного зонда при підвищеному АМП ( $I_{M.F} \sim 120$  А і вище): виникнення провалу на осцилограмах цих сигналів (Рисунок 4.24) у моменти часу, близькі до

максимуму додатної півхвилі змінного струму через анод. Це може бути пов'язано з ефектом притискання ТР зростаючим АМП, вектор індукції якого ортогональний напрямку виходу електронів вторинної  $\gamma$ -емісії з катода та густині розрядного струму в проміжку. Збільшення втрат заряджених частинок на верхній поверхні КСЕ, до якої зона розряду притиснута зростаючим АМП, також може впливати на це. Крім того, поява цього провалу може бути пояснена тим, що сильне МП зміщує зону розряду вище фотодіода та електричного зонда, що призводить до зменшення їхніх сигналів. При зменшенні М зона розряду опускається, спочатку збільшуючи ці сигнали, коли зона розряду проходить повз фотодіод і зонд, а потім знову спадає до нуля, коли зона розряду повертається до нижнього кінця електродної системи.

Таблиці і графіки з результатами експерименту більш детально наведені в Додатку Б.

### 4.3 Верифікація модельних даних тліючого розряду

Для дослідження теоретичних характеристик заданого тліючого розряду, що працює у нормальному та аномальному режимах, потрібно створити та апробувати фізико-математичну модель, і дослідити умови існування розряду коаксіальній системі з катодом у вигляді трубки та анодом у вигляді товстого дроту діаметром до кількох міліметрів. Анод розміщено вздовж вісі катода і він рівний йому по довжині.

Геометрія моделі, створеної у програмному забезпечення для моделювання показана на Рисунку 4.25, а. А на Рисунках 4.25, б та 4.25, в зображено креслення електродних систем з внутрішніми діаметрами катодів у 10 та 13 мм, відповідно.

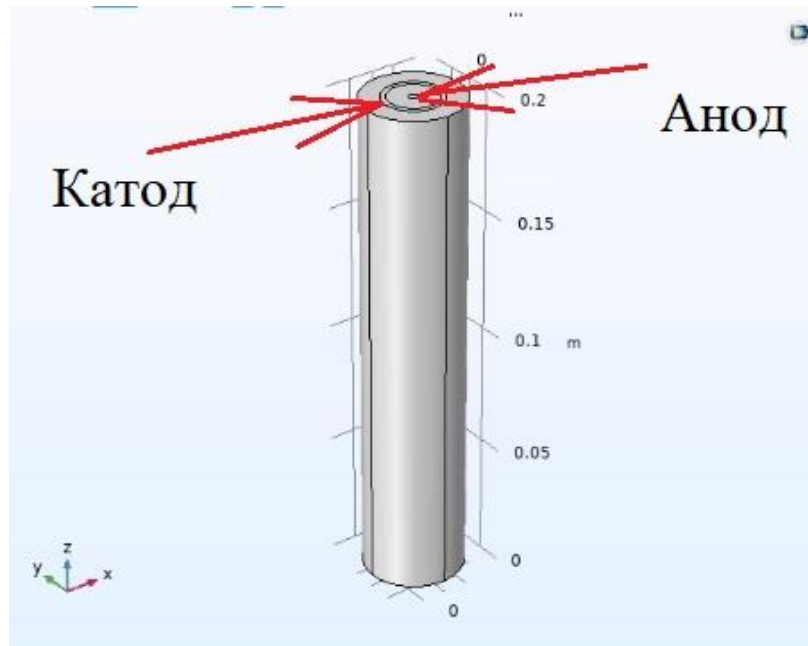
Для моделювання бралися наступні граничні умови:

- коефіцієнт вторинної іонно-електронної емісії катода – 0,1;
- робочий газ - аргон при тиску 0,5-2 Торр (66,7 - 267,3 Па);
- електричне живлення розряду – від джерела постійної напруги 2800 В через активний баластний опір.

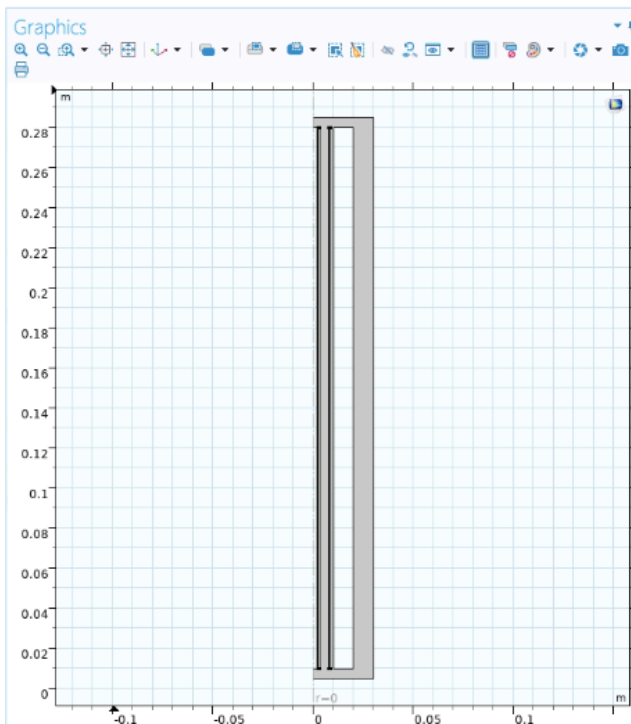
Створена фізико-математична модель відноситься до класу розподілених фізико-топологічних з циліндричною системою координат. Базується на основі рівнянь у дрейф-дифузійному наближенні.

Нижче, у підрозділах 4.4.1 та 4.4.2, наведено деякі результати розрахунків розподілів потенціалу та концентрації заряджених частинок у міжелектродному проміжку і густини струму іонів на катоді, при різних значеннях тиску аргону та величинах баластного опору:

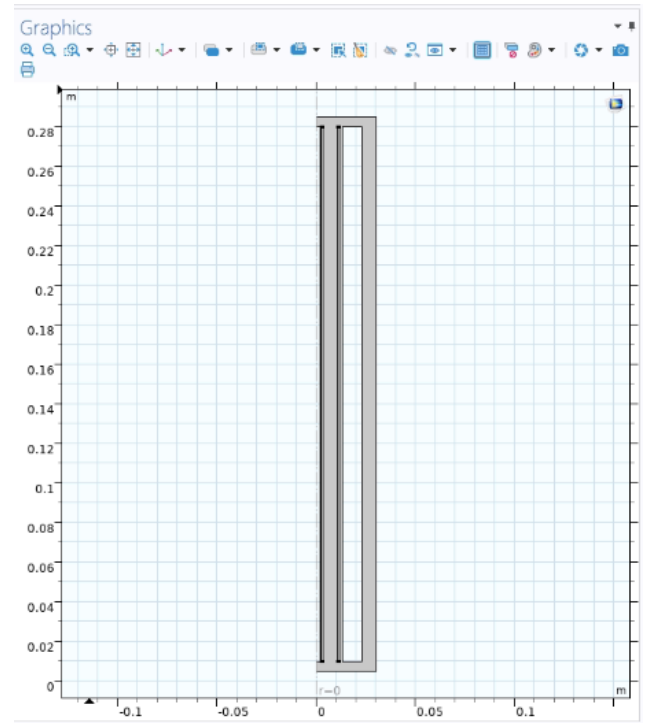
- для тиску  $p = 1$  торр,  $R_{\text{кат}}=10$  мм,  $R_{\text{ан}}=2$  мм наведені на Рисунках 4.26 – 4.31, дані густини електронного та іонного струму наведені в Таблиці 4.1;
- для тиску  $p = 1$  торр,  $R_{\text{кат}}=13$  мм  $R_{\text{ан}}=2$  мм наведені на Рисунках 4.32 – 4.39, дані густини електронного та іонного струму наведені в Таблиці 4.5.



а



б



в

Рисунок 4.25 – Електродні системи: а – розташування катоду та аноду, б – креслення системи з внутрішнім радіусом катоду 10 мм, в – системи з радіусом катоду 13 мм



#### 4.4.1 Дані для тиску $p = 1$ торр, $R_{\text{кат}}=10$ мм, $R_{\text{ан}}=2$ мм

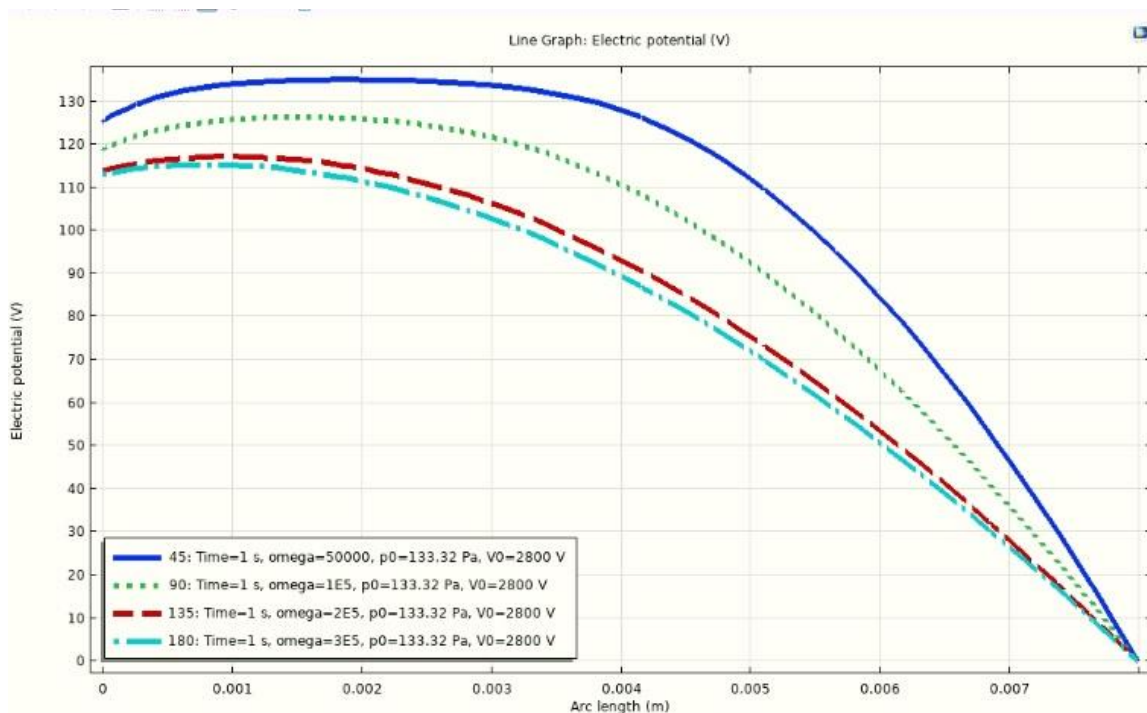


Рисунок 4.26 – Розподіл потенціалу вздовж середнього проміжку системи від аноду до катоду. Баласт зверху-вниз: 50, 100, 200, 300 кОм

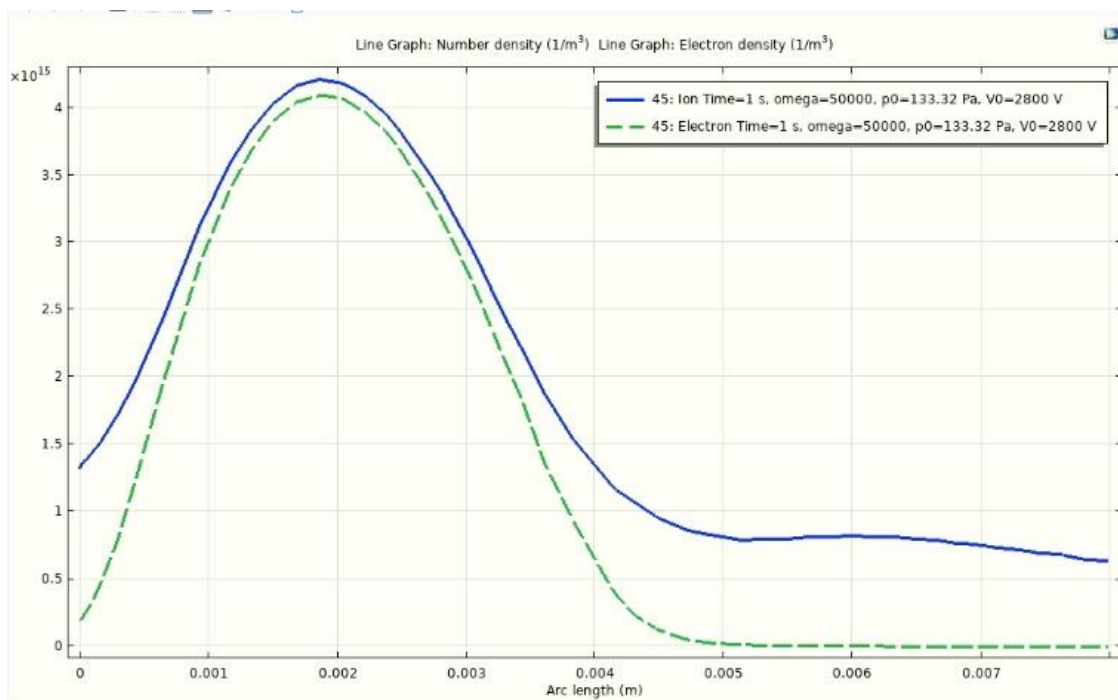


Рисунок 4.27 – Розподіл густини іонів (синя суцільна лінія) та електронів (зелена штрихова лінія) для баластного опору 50 кОм

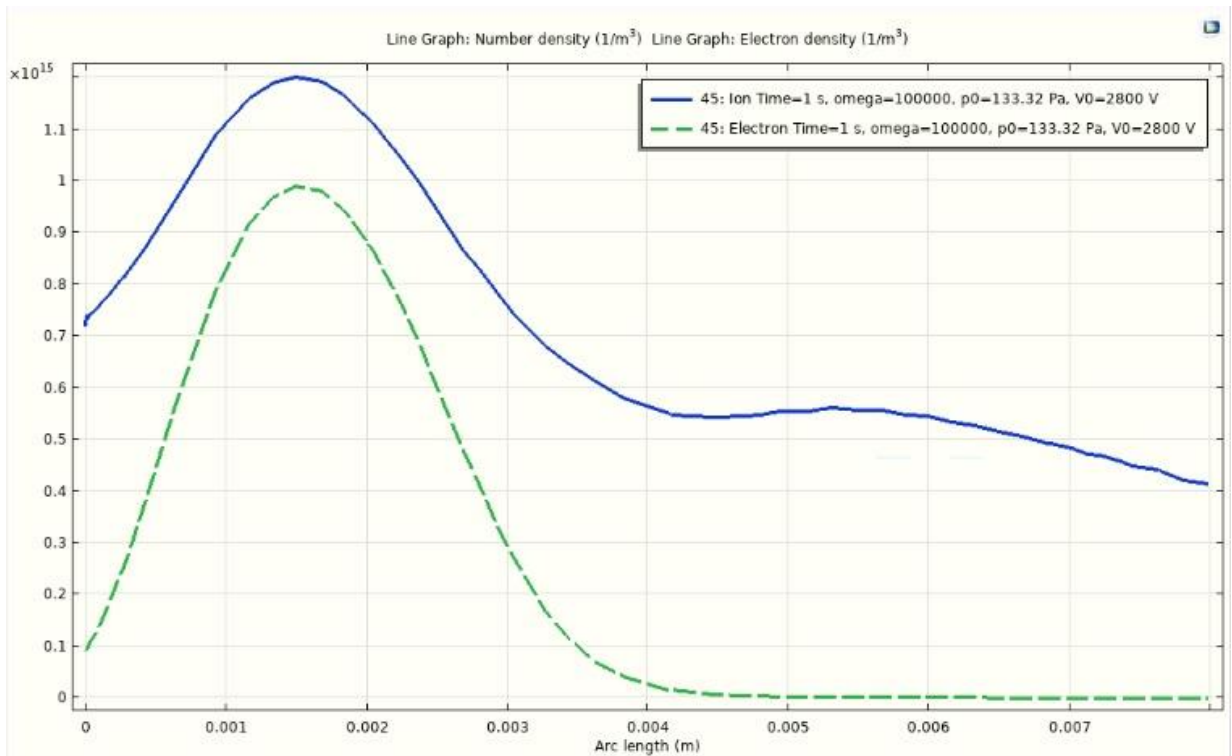


Рисунок 4.28 – Розподіл густини іонів (синя суцільна лінія) та електронів (зелена штрихова лінія) для баластного опору 100 кОм

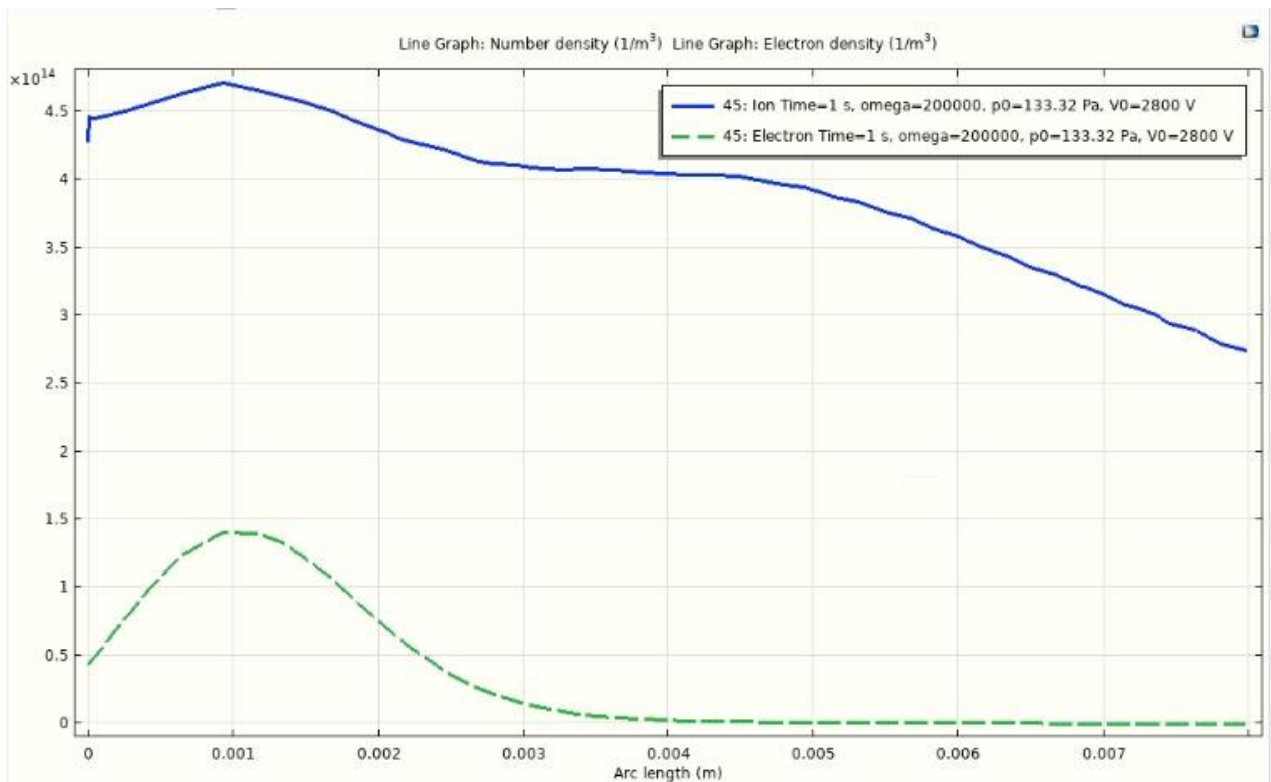


Рисунок 4.29 – Розподіл густини іонів (синя суцільна лінія) та електронів (зелена штрихова лінія) для баластного опору 200 кОм

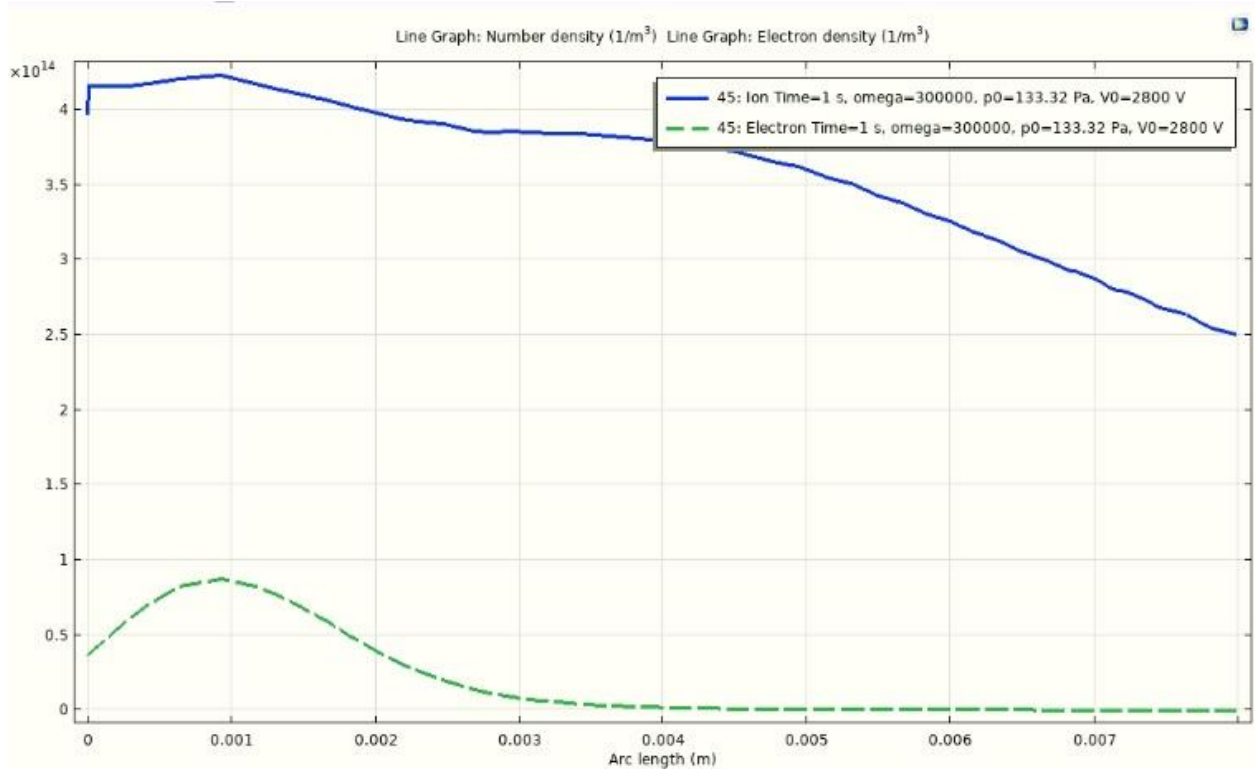


Рисунок 4.30 – Розподіл густини іонів (синя суцільна лінія) та електронів (зелена штрихова лінія) для баластного опору 300 кОм

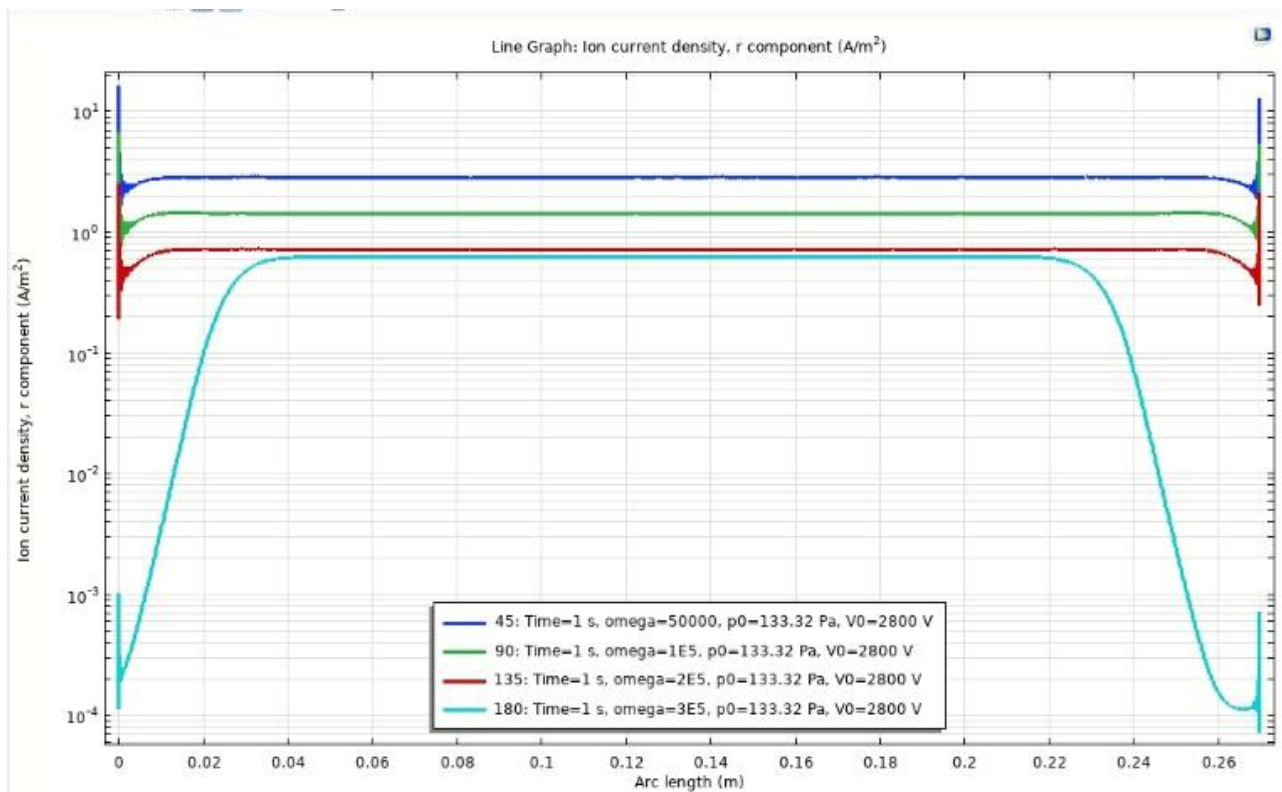


Рисунок 4.31 – Графік розподілу густини іонного струму вздовж поверхні катоду. Значення баластного опору зверху вниз, кОм: 50, 100, 200, 300

Таблиця 4.1 – Дані густини електронного та іонного струму на катоді та аноді і їх інтегральні значення (дані для тиску  $p=1$  торр,  $R_{кат}=10$  мм,  $R_{ан}=2$  мм)

Баластний опір	Густина електронного струму		Густина іонного струму		Електронний струм		Іонний струм	
	На катоді, А/м <sup>2</sup>	На аноді, А/м <sup>2</sup>	На катоді, А/м <sup>2</sup>	На аноді, А/м <sup>2</sup>	На катоді, мА	На аноді, мА	На катоді, мА	На аноді, мА
50кОм	0,265	17,500	2,900	-2,320	4,400	59,240	48,430	-7,740
100кОм	0,130	8,600	1,420	-0,900	2,220	29,110	24,330	-3,040
200кОм	0,067	4,250	0,750	-0,310	1,110	14,210	12,220	-1,000
300кОм	0,057	3,620	0,650	-0,220	0,740	9,430	8,190	-0,550

По змодельованим характеристикам можна визначити:

- формування чітко вираженого плазмового аноду відбувається при баластному опорі 50 кОм (Рисунок 4.26);
- концентрація електронів у 5 разі менша за концентрацію електронів при баластному опорі 300 кОм (Рисунок 4.30), і є рівною на відстані 2-3 мм від аноду при 50 кОм опорі (Рисунок 4.27), тоді ж відбувається насичення плазми;
- перехід від НТР до АТР відбувається при баластному опорі нижче за 300 кОм (Рисунок 4.31).

Верифікувати дані розрахунків можна трьома доступними способами:

1. Струм катоду має бути рівним струму аноду (Таблиця 4.2).

Таблиця 4.2 – Похибки розрахунків по сумарним струмам на катоді і аноді

Баластний опір	Електронний струм		Іонний струм		Сумарний струм на катоді, мА	Сумарний струм на аноді, мА	Похибка розрахунку струму, відносно катоду, %
	На катоді, мА	На аноді, мА	На катоді, мА	На аноді, мА			
50кОм	4,400	59,240	48,430	-7,740	52.83	51.5	2.6
100кОм	2,220	29,110	24,330	-3,040	26.53	26.07	1.76
200кОм	1,110	14,210	12,220	-1,000	13.32	13.21	0.8
300кОм	0,740	9,430	8,190	-0,550	8.93	8.88	5.6

2. Сума напруг, що спадає на розряді і баластному опорі має дорівнювати нарузі джерела живлення (Таблиця 4.3).

Таблиця 4.3 – Похибки розрахунків по сумі напруг

Загальна напруга джерела живлення, В	Баластний опір, кОм	Спад напруги на розряді, В	Струм по катоду, мА	Напруга на баластному опорі, В	Різниця спаду напруг по відношенню до джерела живлення, по модулю, В	Похибка розрахунку, %
2800	50	125	52.83	2641.5	33.5	12
	100	119	26.53	2653	28	10
	200	115	13.32	2664	21	7.5
	300	115	8.93	2679	6	2.1

3. Відношення електронного струму до іонного на катоді повинно дорівнювати коефіцієнту вторинної емісії (Таблиця 4.4).

Таблиця 4.4 – Похибка розрахунків по коефіцієнту вторинної емісії

Баластний опір, кОм	Коефіцієнт вторинно-електронної емісії на катоді, у.о.	Електронний струм на катоді, мА	Іонний струм на катоді, мА	Фактичний коефіцієнт вторинно-електронної емісії на катоді, у.о	Похибка розрахунку струму, відносно катоду, %
50	0.1	4,400	48,430	0.09	10
100		2,220	24,330	0.091	10
200		1,110	12,220	0.091	10
300		0,740	8,190	0.09	10

Максимальна похибка складає 12% по розрахунку сумарного спаду напруги у колі живлення, а по іншим критеріям не перевищує 10%.

#### 4.4.2 Дані для тиску $p = 1$ торр, $R_{\text{кат}} = 13$ мм, $R_{\text{ан}} = 2$ мм

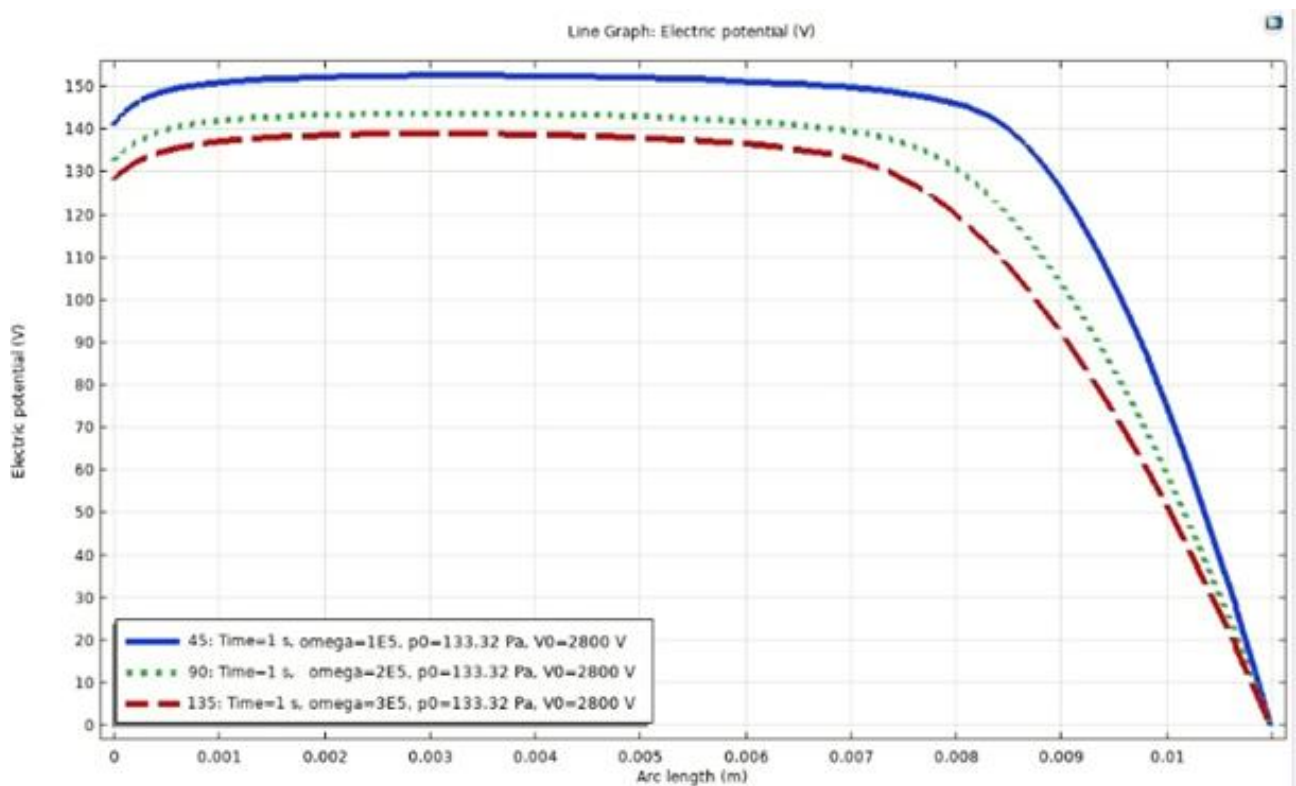


Рисунок 4.32 – Розподіл потенціалу вздовж середнього проміжку системи від аноду до катоду. Баласт зверху-вниз: 100, 200, 300 кОм

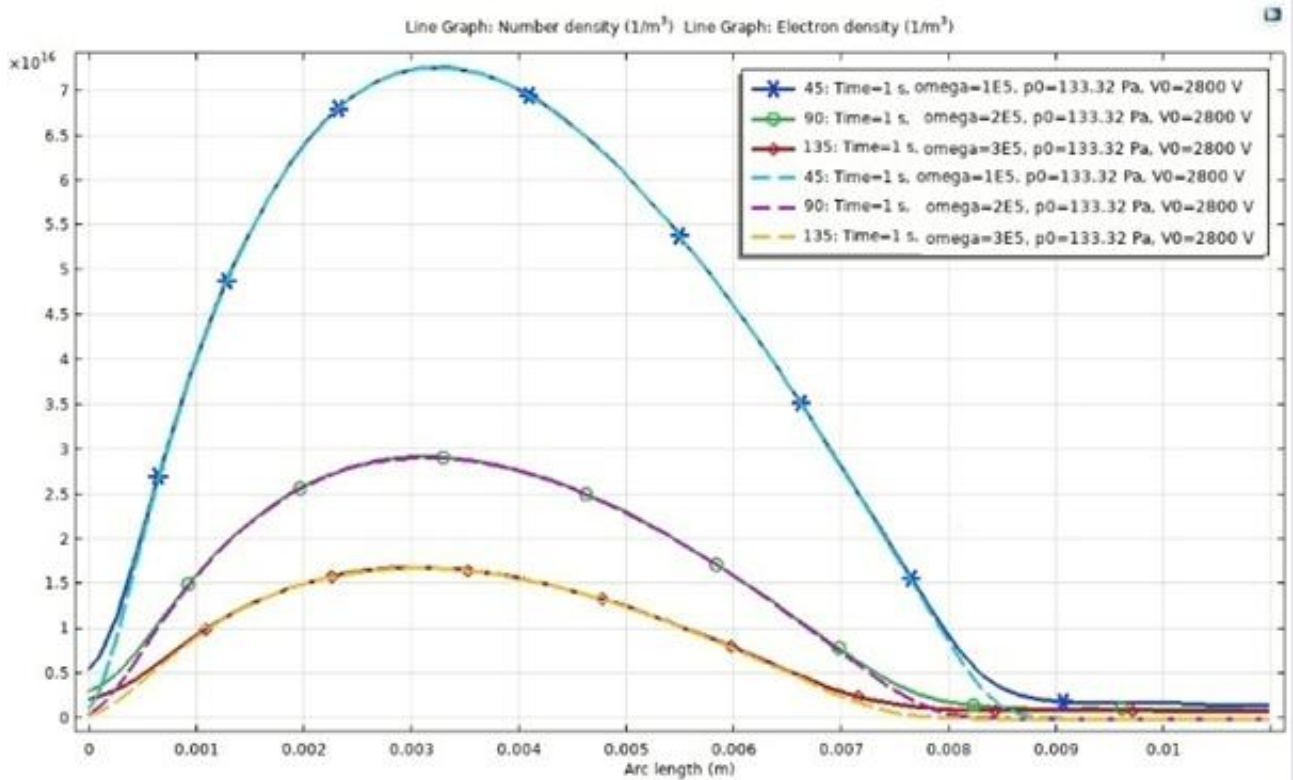


Рисунок 4.33 – Розподіл густини іонів (суцільна лінія) та електронів (штрихова лінія) для баластних опорів 100, 200 та 300 кОм (позначення на графіку)

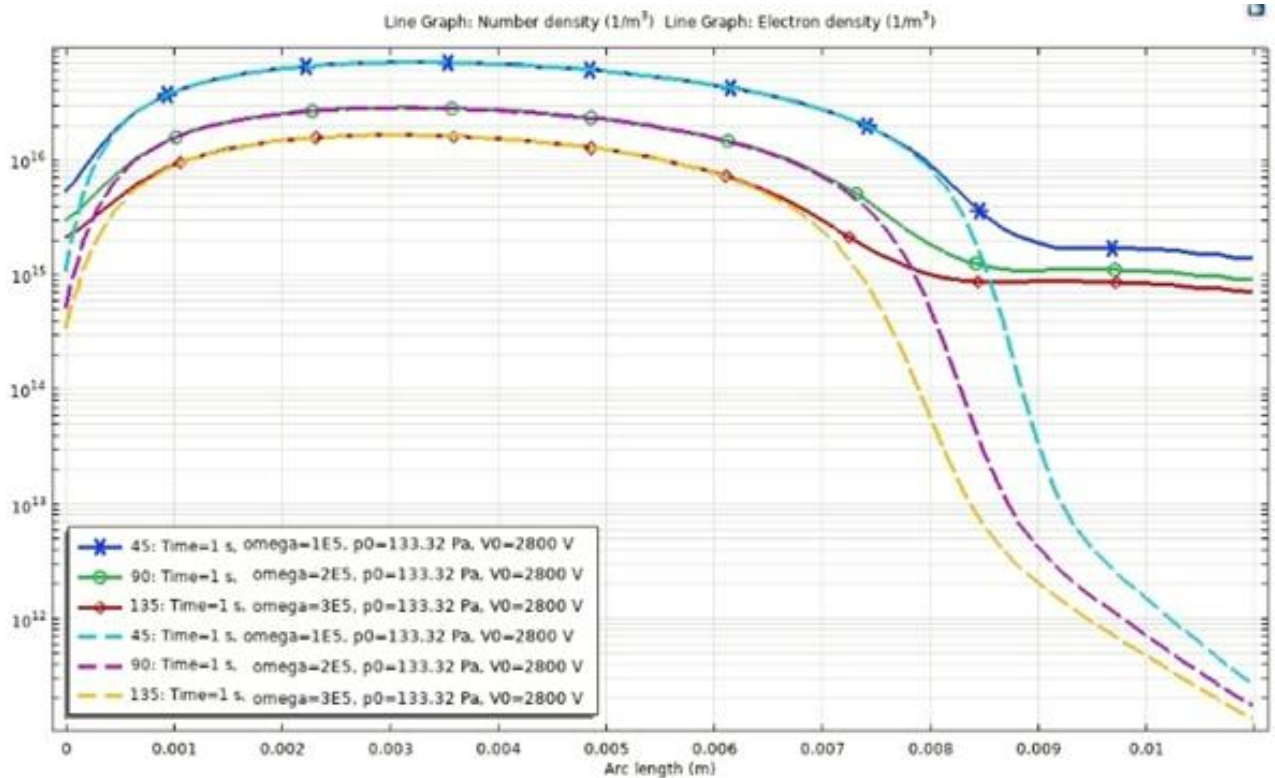


Рисунок 4.34 – Розподіл густини іонів (суцільна лінія) та електронів (штрихова лінія) для баластних опорів 100, 200 та 300 кОм (позначення на графіку). Логарифмічна шкала

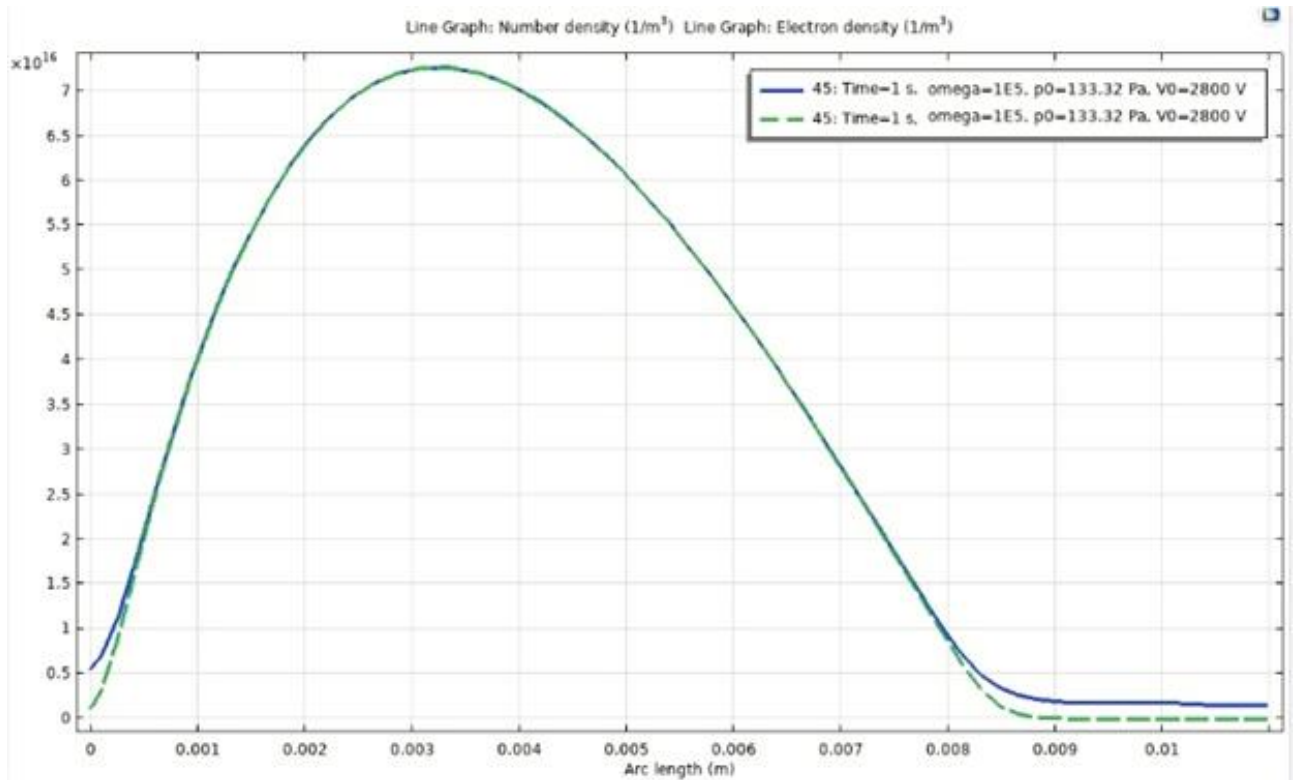


Рисунок 4.35 – Розподіл густини іонів (суцільна лінія) та електронів (штрихова лінія) для баластних опорів 100 кОм (позначення на графіку)

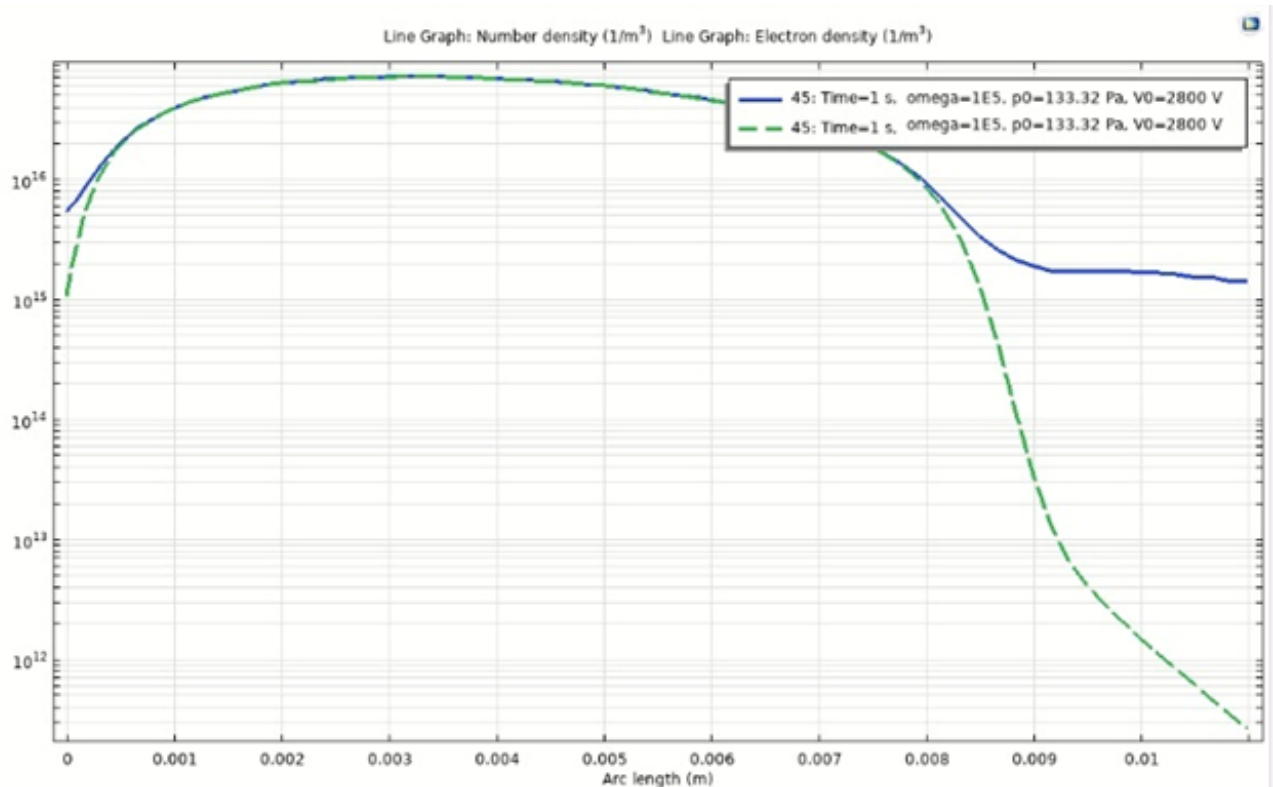


Рисунок 4.36 – Розподіл густини іонів (суцільна лінія) та електронів (штрихова лінія) для баластних опорів 100 кОм (позначення на графіку).  
 Логарифмічна шкала



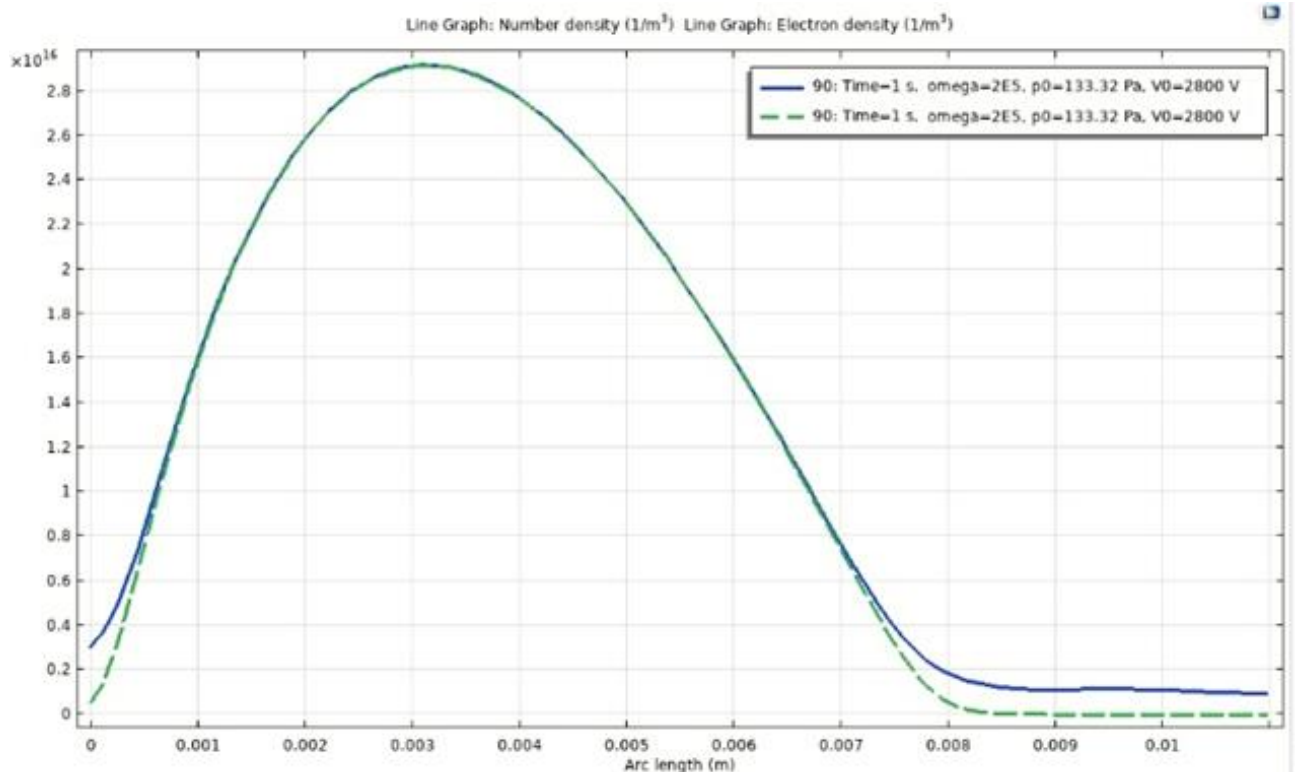


Рисунок 4.37 – Розподіл густини іонів (суцільна лінія) та електронів (штрихова лінія) для баластних опорів 200 кОм (позначення на графіку)

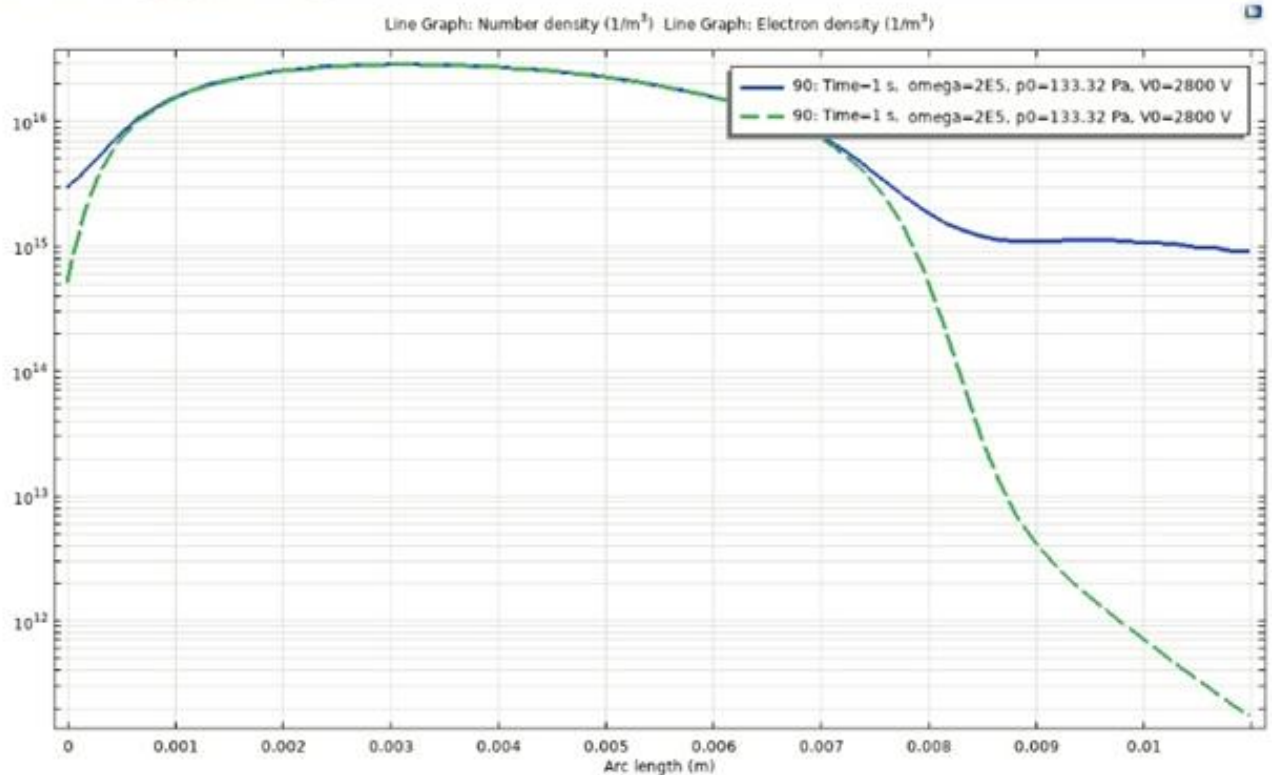


Рисунок 4.38 – Розподіл густини іонів (суцільна лінія) та електронів (штрихова лінія) для баластних опору 200 кОм (позначення на графіку).  
 Логарифмічна шкала

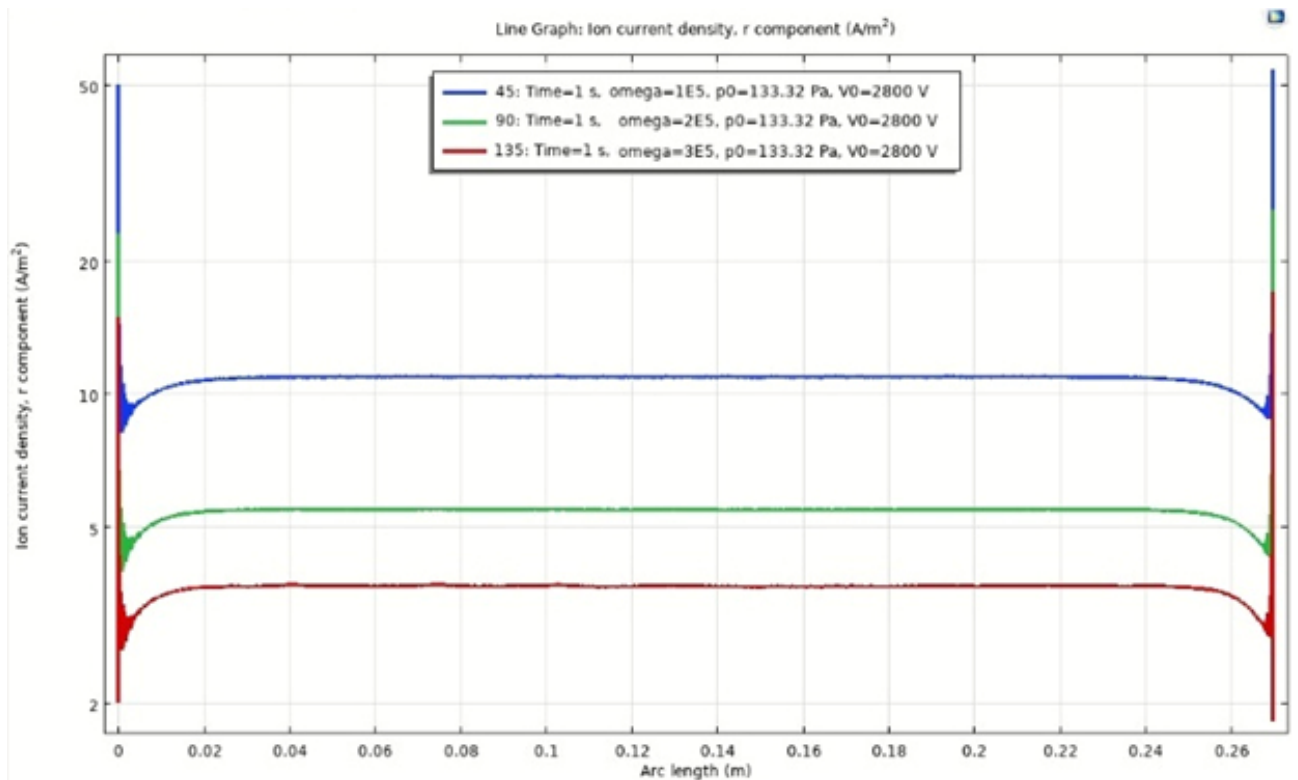


Рисунок 4.39 – Графік розподілу густини іонного струму вздовж поверхні катоду. Значення баластного опору з гори до низу, кОм

Таблиця 4.5 – Дані густини електронного та іонного струму на катоді та аноді і їх інтегральні значення (дані для тиску  $p = 1$  торр,  $R_{\text{кат}}=13$  мм,  $R_{\text{ан}}=2$  мм)

Баластний опір	Густина електронного струму		Густина іонного струму		Електронний струм		Іонний струм	
	На катоді, $\text{A}/\text{m}^2$	На аноді, $\text{A}/\text{m}^2$	На катоді, $\text{A}/\text{m}^2$	На аноді, $\text{A}/\text{m}^2$	На катоді, мА	На аноді, мА	На катоді, мА	На аноді, мА
100кОм	0,128	8,470	1,450	-0,780	2,150	28,390	24,520	-2,620
200кОм	0,064	4,220	0,740	-0,310	1,060	14,070	12,310	-0,990
300кОм	0,056	3,680	0,650	-0,245	0,710	9,370	8,230	-0,610

По змодельованим характеристикам можна визначити:

- формування чітко вираженого плазмового аноду відбувається при баластному опорі 300 кОм (Рисунок 4.32);

- концентрація електронів та іонів є рівною на відстані 1-7 мм від аноду при баластному опорі 100, 200 та 300 кОм (Рисунки 4.33-4.38), і плазма є насиченою;
- АТР має місце для усіх вибраних баластних опорів (Рисунок 4.39).

Верифікувати дані розрахунків можна трьома доступними способами:

1. Струм катоду має бути рівним струму аноду (Таблиця 4.6).

Таблиця 4.6 – Похибки розрахунків по сумарним струмам на катоді і аноді

Баластний опір, кОм	Електронний струм		Іонний струм		Сумарний струм на катоді, мА	Сумарний струм на аноді, мА	Похибка розрахунку струму, відносно катоду, %
	На катоді, мА	На аноді, мА	На катоді, мА	На аноді, мА			
100	2,150	28,390	24,520	-2,620	26.67	25.77	3.4
200	1,060	14,070	12,310	-0,990	13.37	13.08	2.1
300	0,710	9,370	8,230	-0,610	8.94	8.76	2.0

2. Сума напруг, що спадає на розряді і баластному опорі має дорівнювати нарузі джерела живлення (Таблиця 4.7).

Таблиця 4.7 – Похибки розрахунків по напругах

Загальна напруга джерела живлення, В	Баластний опір, кОм	Спад напруги на розряді, В	Струм по катоду, мА	Напруга на баластному опорі, В	Різниця спаду напруг по відношенню до джерела живлення, по модулю, В	Похибка розрахунку, %
2800	100	140	26.67	2667	7	2.5
	200	132	13.37	2674	6	2.1
	300	128	8.94	2682	10	3.5

3. Відношення електронного струму до іонного на катоді повинно дорівнювати коефіцієнту вторинної емісії (Таблиця 4.8).

Таблиця 4.8 – Похибки розрахунків по коефіцієнту вторинної емісії

Баластний опір, кОм	Коефіцієнт вторинно-електронної емісії на катоді, у.о.	Електронний струм на катоді, мА	Іонний струм на катоді, мА	Фактичний коефіцієнт вторинно-електронної емісії на катоді, у.о	Похибка розрахунку струму, відносно катоду, %
100	0,1	2,150	24,520	0.088	12
200	0,1	1,060	12,310	0.086	14
300	0,1	0,710	8,230	0.086	14

Максимальна похибка складає 14% по розрахунку сумарного спаду напруги у колі живлення, а по іншим критеріям не перевищує 2.5%.

## Висновки до Розділу 4

1. Проведено моделювання нормального тліючого розряду без азимутального магнітного поля та за його наявності і моделювання аномального тліючого розряду з азимутальним магнітним полем, створюваним струмами різної величини, що протікають через анод. Встановлено, що:
  - Азимутальне магнітне поле у нормальному тліючому розряді зміщує зону його локалізації ближче до кінця системи електродів;
  - Азимутальне магнітне поле в аномальному розряді завдає впливу на плазму розряду за більших значень магнітної індукції, ніж в нормальному тліючому розряді;
  - В аномальному тліючому розряді азимутальне магнітне поле дозволяє створити зону підвищеної інтенсивності розряду, в якій плазма стає насиченою і рівноважною. Ця зона з'являється біля краю системи електродів, при чому, в інших місцях системи розряд зберігає характеристики, що властиві звичайному аномальному розряду без магнітного поля.
2. Проведено експеримент по дослідженню нормального тліючого розряду в азимутальному магнітному полі. Результати експерименту підтвердили результати моделювання для нормального тліючого розряду.
3. Здійснено верифікацію розробленої моделі у 3 різні способи (через розрахунок струмів на катоді і аноді, через суми напруг і через коефіцієнт вторинної емісії) в двох конфігураціях електродів. Максимальна похибка розрахунків по одному з критеріїв склала 14%, але в інших випадках не перевищувала 2.5%.

## ВИСНОВКИ

1. Проведено огляд історії дослідження газових розрядів, розглянуто ключові процеси у плазмі розряду та класифікацію газових розрядів. Історія дослідження газових розрядів відзначається внесками багатьох вчених і має широке застосування в електроніці, освітленні та плазмових технологіях. Вивчення пружних та непружних зіткнень, дисоціації молекул та збудження електронних станів є ключовими для розуміння газових розрядів та їх впливу на хімічні процеси. Різні види газових розрядів використовуються у різноманітних сферах науки і техніки.
2. Вивчено тліючий розряд і його властивості. Тліючий розряд характеризується складною структурою, що включає катодну та анодну області. Явище катодного розпилення при аномальних розрядах має практичне значення для наплення металевих плівок та очищення поверхонь у вакуумних установках. Розрахунки розподілу потенціалу міжелектродного простору відрізняються у випадках системі електродів з коаксіальними циліндрами та плоскими паралельними електродами. Магнітне поле здійснює вплив на рух частинок у плазмі через гідродинамічні рівняння з силою Лоренца, що може бути корисним при розв'язку задач іонної обробки поверхонь у тонких трубках.
3. Встановлено, що тліючий розряд в коаксіальній системі електродів використовується при плазмохімічній обробці поверхонь, в плазменних прискорювачах, а також знаходить інші застосування. Актуальність досліджень тліючого розряду підтверджується великою кількістю проведених досліджень, хоча відсутні роботи, присвячені аномальним тліючим розрядам в коаксіальній системі електродів з

азимутальним магнітним полем. Проведено експеримент по вивченню тліючого розряду з використанням вакуумної установки УВН-2М-1 з використанням системи електродів з коаксіальним сітчастим катодом. Обґрунтовано вибір програмного пакету COMSOL Multiphysics для проведення моделювання тліючого розряду.

4. Проведено комплексне моделювання різних типів тліючого розряду, включаючи нормальний розряд без азимутального магнітного поля, розряд з впливом азимутального магнітного поля в нормальних умовах та аномальний розряд з азимутальним магнітним полем, створеним струмами різної сили через анод. Результати вказують на те, що азимутальне магнітне поле в нормальному розряді зміщує його локалізацію ближче до кінця системи електродів, а в аномальному розряді формує зону підвищеної інтенсивності розряду, де плазма стає насиченою і рівноважною, поблизу краю системи електродів. Проведено експеримент, який підтвердив відповідність результатів моделювання для нормального тліючого розряду. Верифікація розробленої моделі була проведена у три різних способа в двох конфігураціях електродів. Максимальна похибка розрахунків не перевищувала 14% за одним з критеріїв і за іншими не перевищувала 2.5%.

## ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Raizer Y. P. Gas Discharge Physics / ed. by J. E. Allen. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1991. URL: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-61247-3> (date of access: 07.11.2023).
2. Rosenberger F. Die Geschichte der Physik in Grundzügen. Braunschweig : Fr. Vieweg Und Sohn, 1884. Bd. 2 : Geschichte der physik in der neueren zeit. 601 S.
3. Таннери П. Исторический очерк развития естествознания в Европе (1300-1900) / пер. з фр. С. Васильев. Москва - Ленинград : ГТТИ, 1934. 312 с.
4. Лебедев В. И. Электричество, магнетизм и электротехника в их историческом развитии (Дофарадеевский период). Москва ; Ленинград, 1937. 176 с.
5. Ломоносов М. Полное собрание сочинений Михайла Васильевича Ломоносова, с приобщением жизни сочинителя и с прибавлением многих его нигде еще не напечатанных творений. Санкт-Петербург : Императорская академия наук, 1803. Т. 3 : О явлениях воздушных от электрической силы происходящих. 224 с.
6. Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. Москва ; Ленинград, 1947. 808 с.
7. Академик В. В. Петров. 1761-1834. К истории физики и химии в России в начале XIX в. / ред. С. И. Вавилов. Москва - Ленинград : АН СССР, 1940. 210 с.
8. Faraday M. Experimental Researches In Electricity. 2nd ed. London : Richard And John Edward Taylor, 1849. Vol. 1. § 1417
9. Faraday M. Experimental Researches In Electricity. 2nd ed. London : Richard And John Edward Taylor, 1849. Vol. 1. § 1480



10. Brown S. C. A Short History of Gaseous Electronics. *Gaseous Electronics*. 1978. P. 1–18. URL: <https://doi.org/10.1016/b978-0-12-349701-7.50006-7> (date of access: 09.12.2023).
11. Thomson J. J. On a theory of the electric discharge in gases. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1883. Vol. 15, no. 96. P. 427–434. URL: <https://doi.org/10.1080/14786448308627378> (date of access: 22.09.2023).
12. Thomson J. J. Cathode Rays. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1897. Vol. 44, no. 269. P. 293–316. URL: <https://doi.org/10.1080/14786449708621070> (date of access: 22.09.2023).
13. Thomson J. J. The Effect of Röntgen Rays on Liquid and Solid Insulators. *Nature*. 1897. Vol. 55, no. 1435. P. 606. URL: <https://doi.org/10.1038/055606a0> (date of access: 22.09.2023).
14. Thomson J. J. Cathode Rays. *The Electrician*. 1897. Vol. 39. P. 104–109.
15. Thomson J. J. On the masses of the ions in gases at low pressures. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1899. Vol. 48, no. 295. P. 547–567. URL: <https://doi.org/10.1080/14786449908621447> (date of access: 22.09.2023).
16. Thomson J. J. The genesis of the ions in the discharge of electricity through Gases. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1900. Vol. 50, no. 304. P. 278–283. URL: <https://doi.org/10.1080/14786440009463914> (date of access: 09.12.2023).
17. Thomson J. J. On the Existence of Masses Smaller than the Atoms. *Report of the British Association for advancement of science*. London, 1900. P. 637.
18. Townsend J. The theory of ionization of gases by collision. London : Constable & Company, ltd., 1910. 88 p.
19. Townsend J. S. Electricity in gases. Oxford : Clarendon Press, 1915. 496 p.

20. Townsend J. Die Ionisation der Gase. Leipzig : Akademische Verlagsgesellschaft, 1924. Bd. 2. 473 S.
21. Richardson O. W., Nicol J., Parnell T. I. The diffusion of hydrogen through hot platinum. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1904. Vol. 8, no. 43. P. 1–29. URL: <https://doi.org/10.1080/14786440409463168> (date of access: 09.12.2023).
22. Richardson O. W. The electron theory of contact electromotive force and thermoelectricity. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1912. Vol. 23, no. 134. P. 263–278. URL: <https://doi.org/10.1080/14786440208637220> (date of access: 09.12.2023).
23. Richardson O. W. The theory of photoelectric action. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1912. Vol. 24, no. 142. P. 570–574. URL: <https://doi.org/10.1080/14786441008637360> (date of access: 09.12.2023).
24. Richardson O. W. The distribution of the molecules of gas in a field of force, with applications to the theory of electrons. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1914. Vol. 28, no. 167. P. 633–647. URL: <https://doi.org/10.1080/14786441108635246> (date of access: 09.12.2023).
25. Richardson O. W. The emission of electricity from hot bodies. 2nd ed. London : Longmans, Green and co., 1921.
26. Franck J., Jordan P. Anregung von Quantensprüngen durch Stöße. *Quanten*. Berlin, Heidelberg, 1926. S. 641–775. URL: [https://doi.org/10.1007/978-3-642-99593-4\\_7](https://doi.org/10.1007/978-3-642-99593-4_7) (Zugriff am: 09.12.2023).
27. Franck J., Hertz G. Messung der Ionisierungsspannung in verschiedenen Gasen. *Verhandlungen der Deutschen physikalischen Gesellschaft*. 1913. Bd. 15. S. 34–44.
28. Franck J., Hertz G. Über die Erregung der 2536-Å-Quecksilberresonanzlinie durch Elektronenstöße und die

- Ionisierungsspannung derselben. *Verhandlungen der Deutschen physikalischen Gesellschaft*. 1914. Bd. 16. S. 512–517.
29. Langmuir I. The Effect of Space Charge and Initial Velocities on the Potential Distribution and Thermionic Current between Parallel Plane Electrodes. *Physical Review*. 1923. Vol. 21, no. 4. P. 419–435. URL: <https://doi.org/10.1103/physrev.21.419> (date of access: 21.09.2023).
30. Langmuir I. The Electron Emission from Thoriated Tungsten Filaments. *Physical Review*. 1923. Vol. 22, no. 4. P. 357–398. URL: <https://doi.org/10.1103/physrev.22.357> (date of access: 21.09.2023).
31. Langmuir I. Kinetic Theory and Electric Conduction through Gases. *Nature*. 1929. Vol. 123, no. 3105. P. 675–676. URL: <https://doi.org/10.1038/123675a0> (date of access: 21.09.2023).
32. Langmuir I. The Interaction of Electron and Positive Ion Space Charges in Cathode Sheaths. *Physical Review*. 1929. Vol. 33, no. 6. P. 954–989. URL: <https://doi.org/10.1103/physrev.33.954> (date of access: 21.09.2023).
33. Loeb L. B., Kip A. F. Electrical Discharges in Air at Atmospheric Pressure The Nature of the Positive and Negative Point-to-Plane Coronas and the Mechanism of Spark Propagation. *Journal of Applied Physics*. 1939. Vol. 10, no. 3. P. 142–160. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1707290> (date of access: 09.12.2023).
34. Светцов В. И. Вакуумная и плазменная электроника : Учебное пособие. Иваново : Ивановс. государственный химико-технологичес. университет, 2003. 172 с.
35. Шишкин Г. Г., Шишкин А. Г. Электроника : Учебник для ВУЗов. Москва : Дрофа, 2009. 703 с.
36. Капцов Н. А. Электрические разряды в газах и их применение в технике. Москва, 1949. 24 с.
37. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. Москва : Наука, 1971. 490 с.

38. Чистяков П. Н. Конспект лекций по физической электронике – Часть 2. Москва : МИФИ, 1977. 92 с.
39. G. Francis. The Glow Discharge at Low Pressure. *Encyclopedia of physics*. 1956, v. 22, p. 53-208.
40. Бобровников Л. З. Электроника : Учебник для вузов. 5-е изд. Санкт-Петербург : Питер, 2004. 560 с.
41. Engel A. Ionized gases. 2nd ed. Oxford : Clarendon Press, 1965. 325 p.
42. Chaudhri R. M. Distribution of Energy among the Cathode Rays of a Glow Discharge. *Nature*. 1941. Vol. 148, no. 3763. P. 727–728. URL: <https://doi.org/10.1038/148727c0> (date of access: 07.11.2023).
43. The effect of the interelectrode gap on some characteristics of the cathode and anode regions of the glow discharge in gases at low pressures / R. M. Chaudhri et al. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1984. Vol. 17, no. 4. P. 769–773. URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/17/4/015> (date of access: 07.11.2023).
44. Арцимович Л. А. Что каждый физик должен знать о плазме. Москва : Атомиздат, 1976. 112 с.
45. Von Engel A., Steenbeck M. The Physics and Technique of Electrical Discharge in Gases. Washington : University of Washington, 1950. 382 p.
46. Little P. F., Engel A. The hollow-cathode effect and the theory of glow discharges. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*. 1954. Vol. 224, no. 1157. P. 209–227. URL: <https://doi.org/10.1098/rspa.1954.0152> (date of access: 07.11.2023).
47. Engel A. Ionized gases. 2nd ed. Oxford : Clarendon Press, 1965. 325 p.
48. Neu H. Theorie der Strom-Spannungs-Charakteristik der stationären Glimmentladung. *Zeitschrift für Physik*. 1959. Bd. 154, Nr. 4. S. 423–441. URL: <https://doi.org/10.1007/bf01328963> (Zugriff am: 07.11.2023).
49. Neu H. Theorie der Strom-Spannungs-Charakteristik der stationären Glimmentladung. *Zeitschrift für Physik*. 1959. Bd. 155, Nr. 1. S. 77–100. URL: <https://doi.org/10.1007/bf01326072> (Zugriff am: 07.11.2023).

50. Güntherschulze A. Zusammenhang zwischen Stromdichte und Kathodenfall der Glimmentladung bei Verwendung einer Schutzringkathode und Korrektur der Temperaturerhöhung des Gases. *Zeitschrift für Physik*. 1928. Bd. 49, Nr. 5-6. S. 358–379. URL: <https://doi.org/10.1007/bf01337924> (Zugriff am: 07.11.2023).
51. Güntherschulze A. Der Kathodenfall der Glimmentladung in Abhängigkeit von der Stromdichte bei Spannungen bis 3000 Volt. *Zeitschrift für Physik*. 1930. Bd. 59, Nr. 7-8. S. 433–445. URL: <https://doi.org/10.1007/bf01336952> (Zugriff am: 07.11.2023).
52. Badareu E., Wächter F. Über den Beitrag der Photonen zur Elektronenauslösung aus der Kathode in Glimmentladungen in Hg-Dämpfen. *Annalen der Physik*. 1961. Bd. 462, Nr. 7-8. S. 418–424. URL: <https://doi.org/10.1002/andp.19614620709> (Zugriff am: 07.11.2023).
53. Hantzsch E. Theory of Cathode Falls. *Beiträge aus der Plasmaphysik*. 1960. No. 1. P. 179–201.
54. Badareu E., Popescu I., Iova I. Vorgänge in den Kathodenteilen von anomalen Glimmentladungen in Helium. *Rev. Phys. Acad. RPR*. 1960. T. 5. №. 3-4. C. 287-293.
55. Seeliger R. Die Diffusionstheorie der positiven Säule in elektronegativen Gasen. *Annalen der Physik*. 1950. Bd. 441, Nr. 1. S. 93–96. URL: <https://doi.org/10.1002/andp.19494410113> (Zugriff am: 07.11.2023).
56. Rose D. J., Clark M., Motz H. Plasmas and Controlled Fusion. *Journal of Applied Mechanics*. 1962. Vol. 29, no. 1. P. 221. URL: <https://doi.org/10.1115/1.3636483> (date of access: 07.11.2023).
57. Langmuir I. Thermionenströme im hohen Vakuum. *Physikalische Zeitschrift*. 1914. T. 15. C. 348-353.
58. Schottky W. Über den Einfluss von Strukturwirkungen, besonders der Thomsonschen Bildkraft, auf die Elektronenemission der Metalle. *Physikalische Zeitschrift*. 1914. T. 15. C. 872-878.

59. Magnetron Sputtering System for Deposition of Multinanolayered Coatings With Reactive Gas Activation in Microwave Discharge / A. I. Kuzmichev et al. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2016. Vol. 44, no. 12. P. 3028–3031. URL: <https://doi.org/10.1109/tps.2016.2607285> (date of access: 06.11.2023).
60. Influence of the magnetic field of the current passing through the anode on a glow discharge in a coaxial system / M. S. Melnichenko et al. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2022. P. 107–110. URL: <https://doi.org/10.46813/2022-142-107> (date of access: 07.11.2023).
61. Khusainov Y. G., Ramazanov K. N. Local ion nitriding of martensitic structural steel in plasma of glow discharge with hollow cathode. *Physics and Chemistry of Materials Treatment*. 2018. No. 2. P. 74–80. URL: <https://doi.org/10.30791/0015-3214-2018-2-74-80> (date of access: 18.11.2023).
62. Effect of plasma pretreatment on adhesion and mechanical properties of UV-curable coatings on plastics / T. Gururaj et al. *Applied Surface Science*. 2011. Vol. 257, no. 9. P. 4360–4364. URL: <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2010.12.060> (date of access: 18.11.2023).
63. The Types of Plasma Reactors in Wastewater Treatment / Y. Cui et al. *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*. 2018. Vol. 208. P. 012002. URL: <https://doi.org/10.1088/1755-1315/208/1/012002> (date of access: 18.11.2023).
64. Chen F. F. Industrial applications of low-temperature plasma physics. *Physics of Plasmas*. 1995. Vol. 2, no. 6. P. 2164–2175. URL: <https://doi.org/10.1063/1.871477> (date of access: 18.11.2023).
65. Sterilization of medical products in low-pressure glow discharges / I. A. Soloshenko et al. *Plasma Physics Reports*. 2000. Vol. 26, no. 9. P. 792–800. URL: <https://doi.org/10.1134/1.1309476> (date of access: 18.11.2023).

66. Biological surface modification of titanium surfaces using glow discharge plasma / H.-M. Huang et al. *Medical & Biological Engineering & Computing*. 2011. Vol. 49, no. 6. P. 701–706. URL: <https://doi.org/10.1007/s11517-011-0742-2> (date of access: 18.11.2023).
67. Den Hartog E. A., Doughty D. A., Lawler J. E. Laser optogalvanic and fluorescence studies of the cathode region of a glow discharge. *Physical Review A*. 1988. Vol. 38, no. 5. P. 2471–2491. URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.38.2471> (date of access: 18.11.2023).
68. Den Hartog E. A., O'Brian T. R., Lawler J. E. Electron temperature and density diagnostics in a helium glow discharge. *Physical Review Letters*. 1989. Vol. 62, no. 13. P. 1500–1503. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.62.1500> (date of access: 18.11.2023).
69. Lawler J. E., Den Hartog E. A., Hitchon W. N. G. Power balance of negative-glow electrons. *Physical Review A*. 1991. Vol. 43, no. 8. P. 4427–4437. URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.43.4427> (date of access: 18.11.2023).
70. Rózsa K., Gallagher A., Donkó Z. Excitation of Ar lines in the cathode region of a dc discharge. *Physical Review E*. 1995. Vol. 52, no. 1. P. 913–918. URL: <https://doi.org/10.1103/physreve.52.913> (date of access: 18.11.2023).
71. Investigations on the effect of constriction in the cathode region of argon glow discharges / Z. Donkó et al. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1999. Vol. 32, no. 18. P. 2416–2425. URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/32/18/313> (date of access: 18.11.2023).
72. Comparison of calculated and measured optical emission intensities in a direct current argon–copper glow discharge / A. Bogaerts et al. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*. 2000. Vol. 55, no. 9. P. 1465–1479. URL: [https://doi.org/10.1016/s0584-8547\(00\)00253-6](https://doi.org/10.1016/s0584-8547(00)00253-6) (date of access: 18.11.2023).

73. Donkó Z., Hartmann P., Kutasi K. On the reliability of low-pressure dc glow discharge modelling. *Plasma Sources Science and Technology*. 2006. Vol. 15, no. 2. P. 178–186. URL: <https://doi.org/10.1088/0963-0252/15/2/002> (date of access: 18.11.2023).
74. Combined Langmuir probe, electrical and hybrid modelling characterization of helium glow discharges / G. Bánó et al. *Plasma Sources Science and Technology*. 2007. Vol. 16, no. 3. P. 492–500. URL: <https://doi.org/10.1088/0963-0252/16/3/008> (date of access: 18.11.2023).
75. On the accuracy and limitations of fluid models of the cathode region of dc glow discharges / A. Derzsi et al. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2009. Vol. 42, no. 22. P. 225204. URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/22/225204> (date of access: 18.11.2023).
76. Axial emission profiles and apparent secondary electron yield in abnormal glow discharges in argon / D. Marić et al. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2002. Vol. 21, no. 1. P. 73–81. URL: <https://doi.org/10.1140/epjd/e2002-00179-x> (date of access: 18.11.2023).
77. Measurements and modelling of axial emission profiles in abnormal glow discharges in argon: heavy-particle processes / D. Marić et al. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2003. Vol. 36, no. 21. P. 2639–2648. URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/36/21/007> (date of access: 18.11.2023).
78. Schoenbach K. H., Moselhy M., Shi W. Self-organization in cathode boundary layer microdischarges. *Plasma Sources Science and Technology*. 2004. Vol. 13, no. 1. P. 177–185. URL: <https://doi.org/10.1088/0963-0252/13/1/023> (date of access: 18.11.2023).
79. Kudryavtsev A. A., Stefanova M. S., Pramatarov P. M. Use of dc Ar microdischarge with nonlocal plasma for identification of metal samples. *Journal of Applied Physics*. 2015. Vol. 117, no. 13. P. 133303. URL: <https://doi.org/10.1063/1.4916332> (date of access: 18.11.2023).



80. Measurement of plasma parameters in He microdischarge by means of additional sensor electrode / A. A. Kudryavtsev et al. *Physics of Plasmas*. 2017. Vol. 24, no. 5. P. 054507. URL: <https://doi.org/10.1063/1.4983620> (date of access: 18.11.2023).
81. Meyyappan M., Kreskovsky J. P. Glow discharge simulation through solutions to the moments of the Boltzmann transport equation. *Journal of Applied Physics*. 1990. Vol. 68, no. 4. P. 1506–1512. URL: <https://doi.org/10.1063/1.346652> (date of access: 18.11.2023).
82. Fiala A., Pitchford L. C., Boeuf J. P. Two-dimensional, hybrid model of low-pressure glow discharges. *Physical Review E*. 1994. Vol. 49, no. 6. P. 5607–5622. URL: <https://doi.org/10.1103/physreve.49.5607> (date of access: 18.11.2023).
83. Bogaerts A., Gijbels R. Modeling of metastable argon atoms in a direct-current glow discharge. *Physical Review A*. 1995. Vol. 52, no. 5. P. 3743–3751. URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.52.3743> (date of access: 18.11.2023).
84. Bogaerts A., Gijbels R., Goedheer W. J. Hybrid Monte Carlo-fluid model of a direct current glow discharge. *Journal of Applied Physics*. 1995. Vol. 78, no. 4. P. 2233–2241. URL: <https://doi.org/10.1063/1.360139> (date of access: 18.11.2023).
85. Bogaerts A., Gijbels R. Two-Dimensional Model of a Direct Current Glow Discharge: Description of the Argon Metastable Atoms, Sputtered Atoms, and Ions. *Analytical Chemistry*. 1996. Vol. 68, no. 15. P. 2676–2685. URL: <https://doi.org/10.1021/ac951206z> (date of access: 18.11.2023).
86. Boeuf J. P., Pitchford L. C. Pseudospark discharges via computer simulation. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1991. Vol. 19, no. 2. P. 286–296. URL: <https://doi.org/10.1109/27.106826> (date of access: 18.11.2023).
87. Space and time dependence of the electric field and plasma induced emission in transient and steady-state hollow cathode discharges /

- M. P. Alberta et al. *Physical Review E*. 1994. Vol. 50, no. 3. P. 2239–2252.  
URL: <https://doi.org/10.1103/physreve.50.2239> (date of access: 18.11.2023).
88. Measurements and modelling of axial emission profiles in abnormal glow discharges in argon: heavy-particle processes / D. Marić et al. *Journal of physics D: applied physics*. 2003. Vol. 36. P. 2639–2648. URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/36/21/007>.
89. Computer simulation of abnormal glow discharge processes in crossed electric and magnetic fields / A.V. Isakov et al. *Problems of atomic science and technology*. 2014. Vol. 6. P. 171—174.
90. Vikhrev V. V., Dodulad E. I. On plasma sheath motion in coaxial electrode system. *Journal of Physics: Conference Series*. 2017. Vol. 941. P. 012015. URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/941/1/012015> (date of access: 18.11.2023).
91. Abu-Hashem A., Hassouba M. A., Masoud M. M. Investigations of Ion Confinement by Direct Current Coaxial Glow Discharge. *Journal of Modern Physics*. 2012. Vol. 03, no. 01. P. 48–56. URL: <https://doi.org/10.4236/jmp.2012.31007> (date of access: 18.11.2023).
92. Методичні вказівки до лабораторних робіт з курсу — Плазмова та імпульсна електроніка для студентів спеціальності «Електронні прилади та пристрої» / Уклад.: А.І. Кузьмичев, С.Б. Сидоренко, О.М. Бевза. Київ: НТУУ «КПІ», 2013. 84 с.
93. Цибульский Л. Ю. Физико-топологическое моделирование индукционного испарителя металлов. *Вісник Національного технічного університету України «КПІ» Серія – Радіотехніка. Радіоапаратобудування*. 2015. № 63. С. 107–118.
94. Майкут С. О. Фізико-топологічне моделювання приладів з ВЧ концентрацією електромагнітного поля : дис. д-ра філософії : 171. Київ, 2020. 175 с.

- 95.COMSOL: Multiphysics Software for Optimizing Designs. *COMSOL*.  
URL: <https://www.comsol.com/> (date of access: 22.09.2023).
- 96.Колпаков В. А., Колпаков А. И., Подлипов В. В. Исследование особенностей формирования внеэлектродной плазмы высоковольтным газовым разрядом. *Журнал технической физики*. 2013. Т. 83, № 4. С. 41–46.

## ДОДАТОК А

В Таблиці А.1 наведено значення функції  $\beta^2$  в законі Ленгмюра для електродів у вигляді двох коаксіальних циліндрів, що розглядалися в Розділі 2.3 (сторінка 56) і були використані у формулах (2.21) і (2.22).

Таблиця А.1 – Значення функції  $\beta^2$  в законі Ленгмюра для електродів у вигляді двох коаксіальних циліндрів

$\frac{r}{r_0}$ при $r > r_0$	$\frac{r_0}{r}$ при $r < r_0$	$\beta^2$		$\frac{r}{r_0}$ при $r > r_0$	$\frac{r_0}{r}$ при $r < r_0$	$\beta^2$	
		при $r > r_0$	при $r < r_0$			при $r > r_0$	при $r < r_0$
1,00		0,00000	0,00000	2,9		0,4980	2,7214
1,01		0,00010	0,00010	3,0		0,5170	2,9814
1,02		0,00039	0,00040	3,2		0,5526	3,5293
1,04		0,00149	0,00159	3,4		0,5851	4,1126
1,06		0,00324	0,00356	3,6		0,6148	4,7298
1,08		0,00557	0,00630	3,8		0,6420	5,3795
1,10		0,00842	0,00980	4,0		0,6671	6,0601
1,15		0,01747	0,02186	4,2		0,6902	6,7705
1,2		0,02875	0,03849	4,4		0,7115	7,5096
1,3		0,05589	0,08504	4,6		0,7313	8,2763
1,4		0,08672	0,14856	4,8		0,7496	9,0696
1,5		0,11934	0,2282	5,0		0,7666	9,8887
1,6		0,1525	0,3233	5,2		0,7825	10,733
1,7		0,1854	0,432	5,4		0,7973	11,601
1,8		0,2177	0,5572	5,6		0,8111	12,493
1,9		0,2491	0,6947	5,8		0,8241	13,407
2,0		0,2793	0,8454	6,0		0,8362	14,343
2,1		0,3083	1,0086	6,5		0,8635	16,777
2,2		0,3361	1,1840	7,0		0,8870	19,337
2,3		0,3626	1,3712	7,5		0,9074	22,015
2,4		0,3879	1,5697	8,0		0,9253	24,805
2,5		0,4121	1,7792	8,5		0,9410	27,701
2,6		0,4351	1,9995	9,0		0,9548	30,698
2,7		0,4571	2,2301	9,5		0,9672	33,791
2,8		0,4780	2,4708	10,0		0,9782	36,976

Кінець Таблиці А.1

$\frac{r}{r_0}$ при $r > r_0$	$\frac{r_0}{r}$ при $r < r_0$	$\beta^2$		$\frac{r}{r_0}$ при $r > r_0$	$\frac{r_0}{r}$ при $r < r_0$	$\beta^2$	
		при $r > r_0$	при $r < r_0$				
12		1,0122	50,559	180		1,0596	2567,3
14		1,0352	65,352	200		1,0562	2946,1
16		1,0513	81,203	250		1,0494	3934,4
18		1,0630	97,997	300		1,0440	4973,0
20		1,0715	115,64	350		1,0397	6054,1
30		1,0908	214,42	400		1,0362	7172,1
40		1,0946	327,01	500		1,0397	9502,2
50		1,0936	450,23	600		1,0266	-
60		1,0910	582,14	800		1,0209	-
70		1,0878	721,43	1000		1,0171	-
80		1,0845	867,11	1500		1,0114	-
90		1,0813	1018,5	2000		1,0082	-
100		1,0782	1174,9	5000		1,0020	-
120		1,0726	1501,4	10000		0,9999	-
140		1,0677	1843,5	30000		0,990	-
160		1,0634	2199,4	$\rightarrow \infty$		1,0000	$\rightarrow \infty$

## ДОДАТОК Б

В Таблиці Б.1 наведено значення напруги ( $U_{\text{розр}}$ ) і струму розряду ( $I_{\text{розр}}$ ), що були отримані під час експерименту при різних тисках ( $p$ ), а також розраховану за отриманими даними потужність ( $P$ ).

Таблиця Б.1 – Експериментальні значення напруги, струму і потужності розряду при різних тисках

$p$ , Па	$U_{\text{розр}}$ , В	$I_{\text{розр}}$ , мА	$P$ , Вт
50 Па	600	0	0
	250	40	10
	325	55	17,875
	325	60	19,5
	325	65	21,125
	325	70	22,75
	330	75	24,75
	335	80	26,8
	335	85	28,475
	340	90	30,6
	340	95	32,3
	345	100	34,5
	345	105	36,225
70 Па	465	0	0
	265	25	6,625
	285	30	8,55
	280	35	9,8
	285	40	11,4
	290	45	13,05
	290	50	14,5
	295	55	16,225
	300	60	18
	300	65	19,5
	300	70	21
	305	75	22,875
	305	80	24,4

Продовження Таблиці Б.1

70 Па	312	85	26,52
	312	90	28,08
	315	95	29,925
	315	100	31,5
	315	105	33,075
	315	110	34,65
100 Па	340	0	0
	260	60	15,6
	265	65	17,225
	265	70	18,55
	265	75	19,875
	265	80	21,2
	265	85	22,525
	265	90	23,85
	265	95	25,175
	265	100	26,5
	265	105	27,825
	265	110	29,15
	265	115	30,475
200 Па	342	0	0
	260	45	11,7
	260	50	13
	260	55	14,3
	260	60	15,6
	260	65	16,9
	260	70	18,2
	260	75	19,5
	260	80	20,8
	260	85	22,1
	260	90	23,4
	260	95	24,7
	260	100	26
	260	105	27,3
	260	110	28,6
260	115	29,9	
300 Па	380	0	0
	270	20	5,4
	220	30	6,6
	262	35	9,17

Кінець Таблиці Б.1

300 Па	262	40	10,48
	262	45	11,79
	262	50	13,1
	262	55	14,41
	262	60	15,72
	262	65	17,03
	262	70	18,34
	262	75	19,65
	262	80	20,96
	262	85	22,27
	262	90	23,58
	262	95	24,89
	265	100	26,5
	265	105	27,825
	265	110	29,15
265	115	30,475	

На Рисунку Б.1 представлено ВАХ, побудовані за даними з Таблиці Б.1.

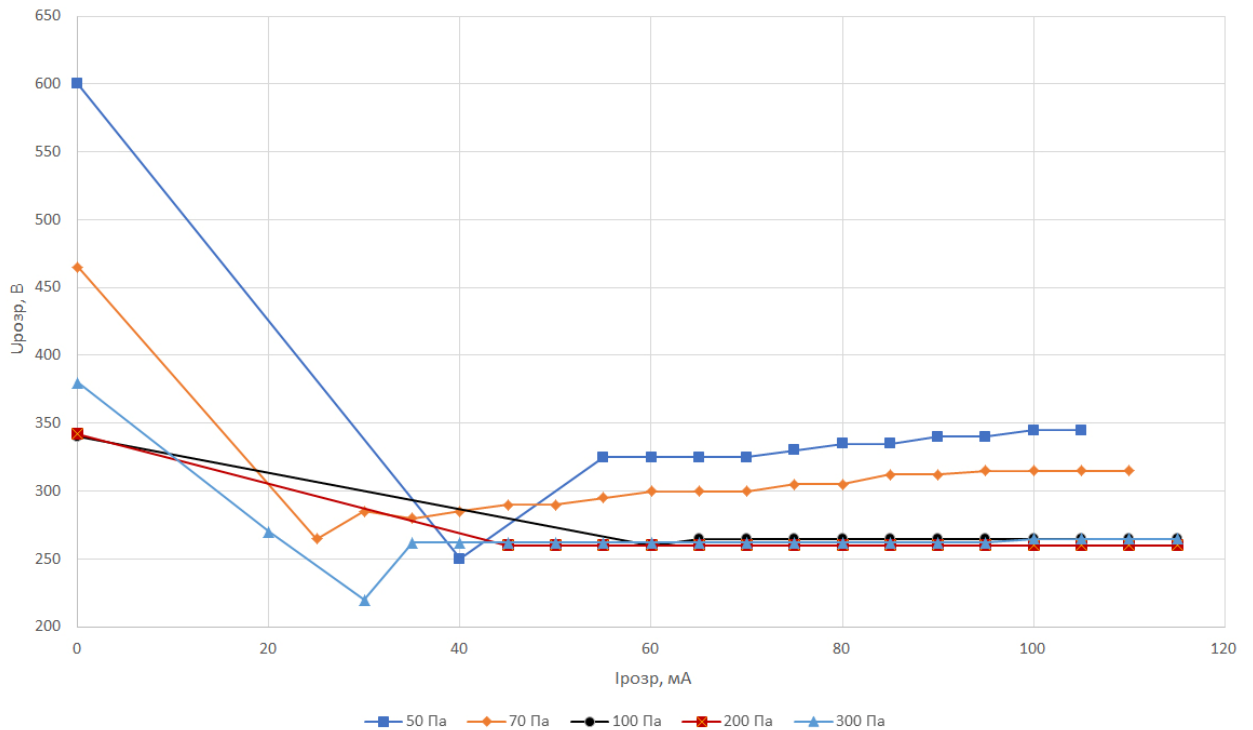


Рисунок Б.1 – ВАХ розряду при різних тисках



Спочатку напруга зростає до рівня, необхідного для виникнення розряду, а потім стабілізується на рівні напруги, достатньої для підтримання розряду. Ця напруга практично не змінюється при подальшому збільшенні струму. Згідно з ВАХ, видно, що експеримент спочатку протікає в умовах НТР, і при досягненні струму приблизно 80 мА переходить в початкову фазу АТР.

Отримані зондові характеристики колектору Наведено на Рисунках Б.2 і Б.3.

Характеристики зонда для колектора заряджених частинок виявляють неоднорідні переходи (скачки), які пояснюються режимом системи в нижній частині кривої Пашена. Це призводить до переходу розряду з одного режиму в інший при невеликих змінах тиску або струму розряду.

При використанні сітчастого катода плазма виходить за межі комірок сітки, і споживана розрядом потужність достатня для іонізації по всьому об'єму вакуумної камери. Важливо уникати подібних ситуацій (горіння плазми в несанкціонованих областях), оскільки іонізовані частинки можуть взаємодіяти з поверхнею камери та оснастки, що призводить до забруднення області обробки.

Зондові дослідження свідчать, що струми на колекторі присутні навіть при відсутності самого розряду. Це свідчить про те, що колектор також виступає як електрод і може генерувати та утримувати розряд.

За допомоги зонду також проводилася оцінка однорідності горіння розряду вздовж трубчастого сітчастого катода (Рисунок Б.4). Нерівномірність струму на зонді спостерігається в зоні нижче розташування сітчастого катода, що пов'язано з розповсюдженням плазми за межі сітчастого катода при наданих умовах. Однак вздовж самого сітчастого катода спостерігається однорідний потік як іонів, так і електронів на колектор, що свідчить про рівномірне горіння плазми в усьому об'ємі всередині катода.

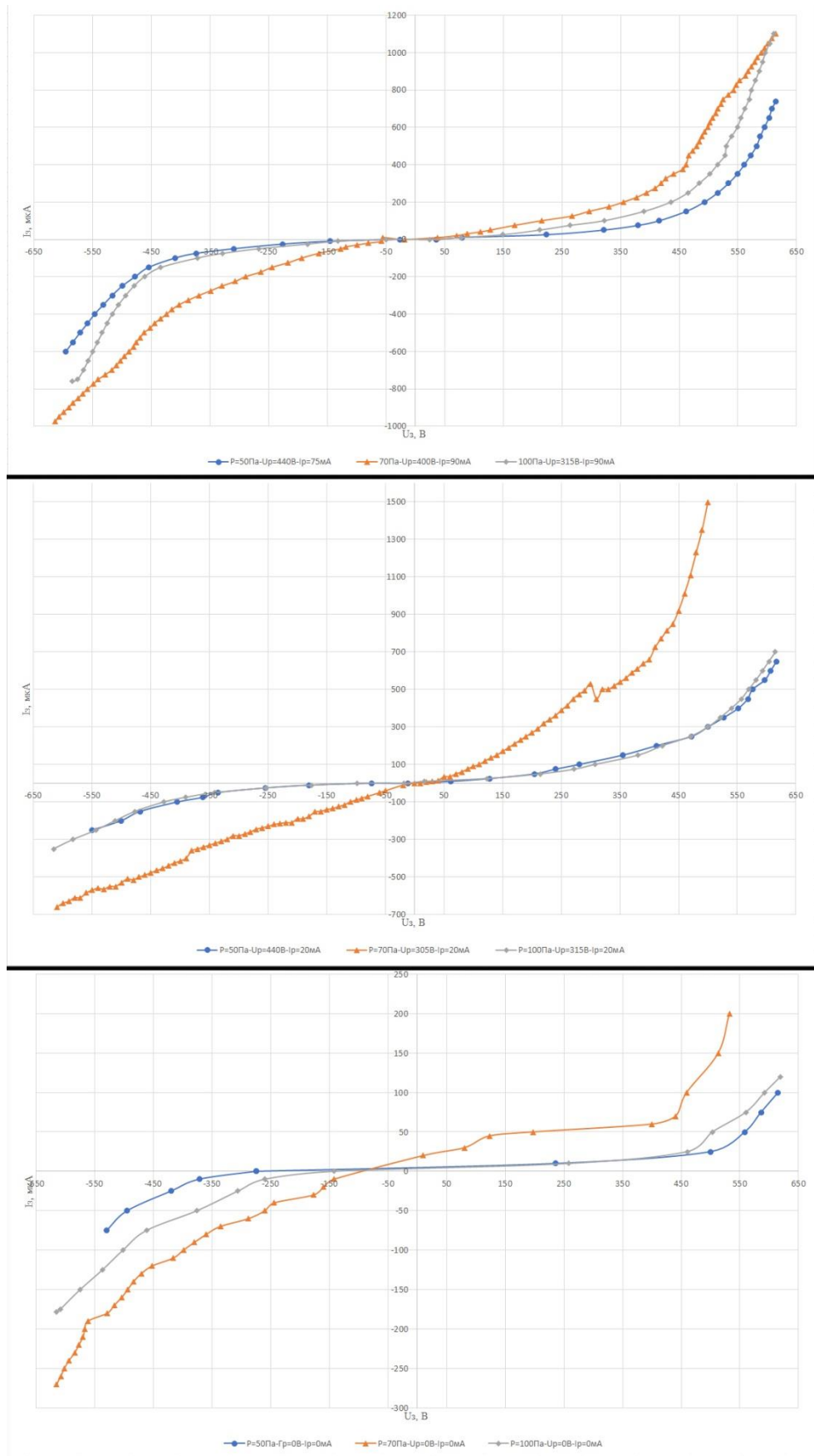


Рисунок Б.2 – Зондові характеристики при фіксованому струмі для різних значень тисків

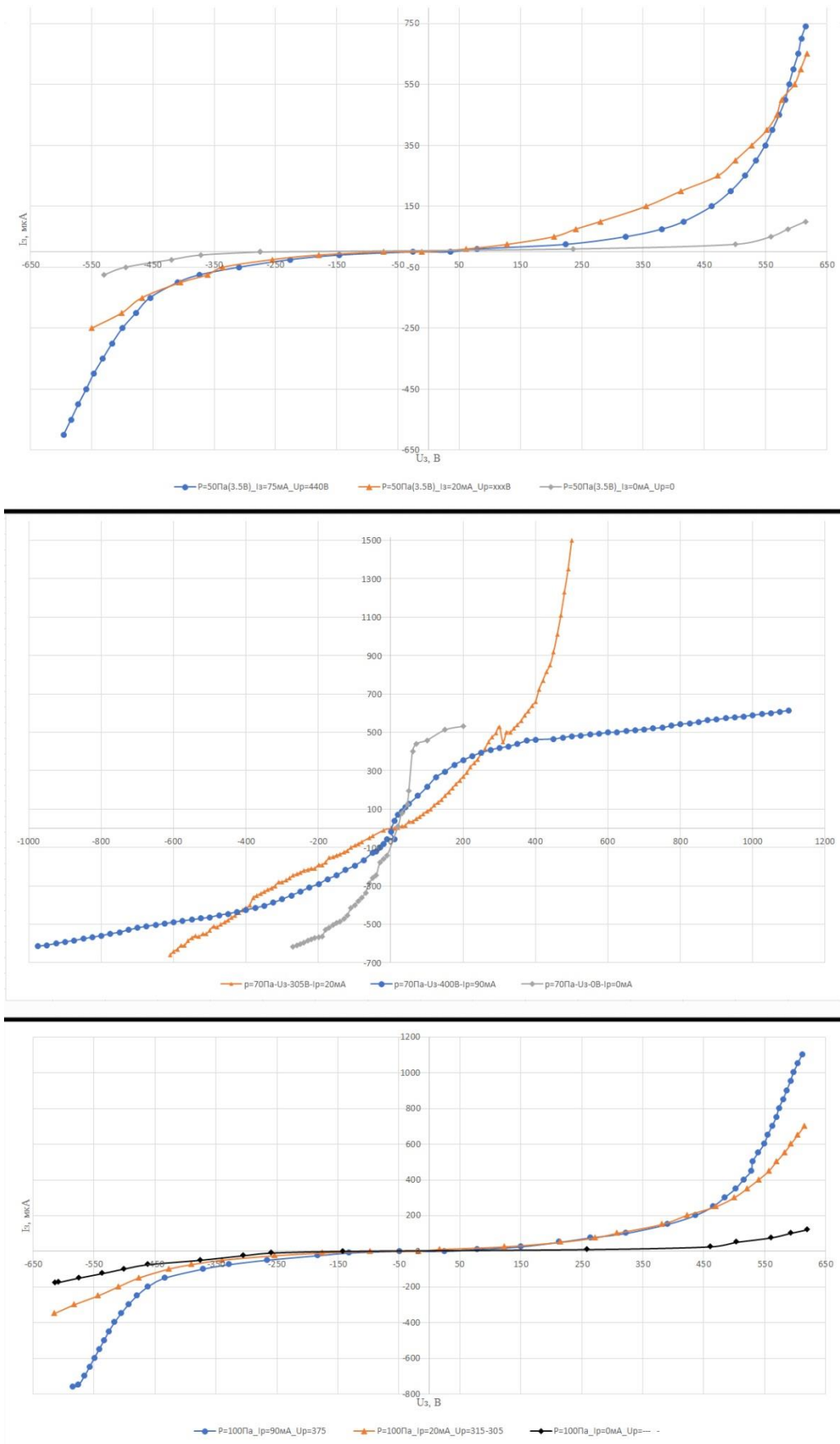


Рисунок Б.3 – Зондові характеристики при фіксованому тиску для різних струмів розряду

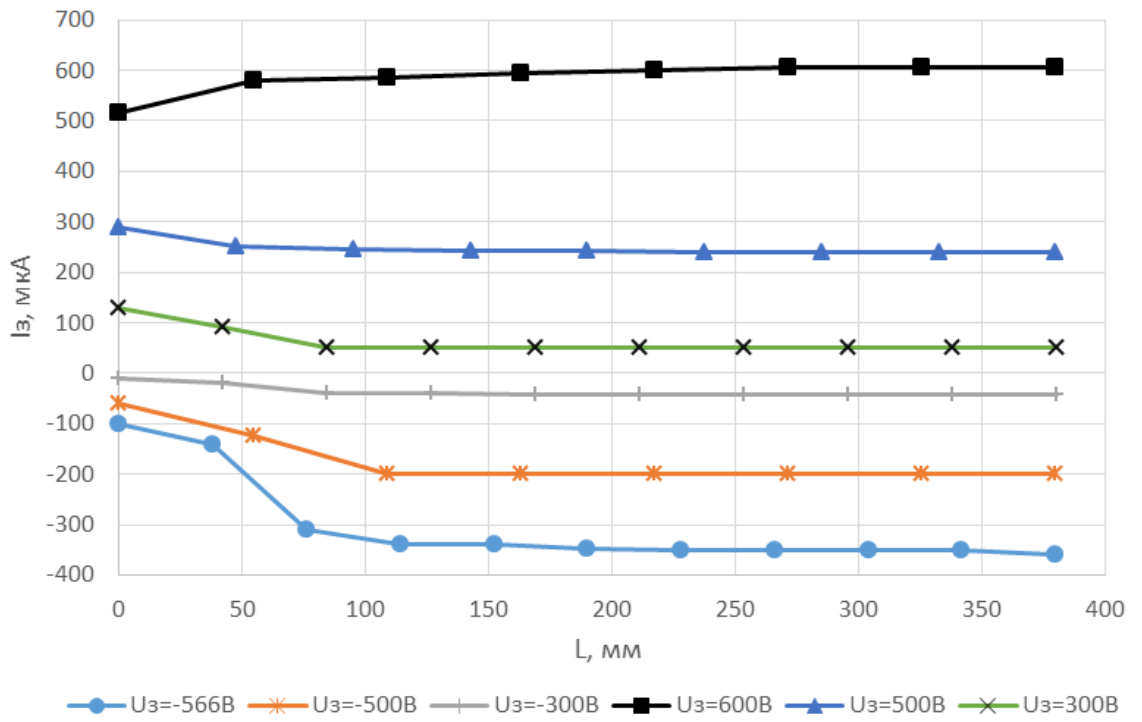


Рисунок Б.4 – Розподіл струму колектору вздовж сітчатого катоду (струм анода 90 мА, напруга анода 425 В,  $p = 70$  Па, газ - повітря)

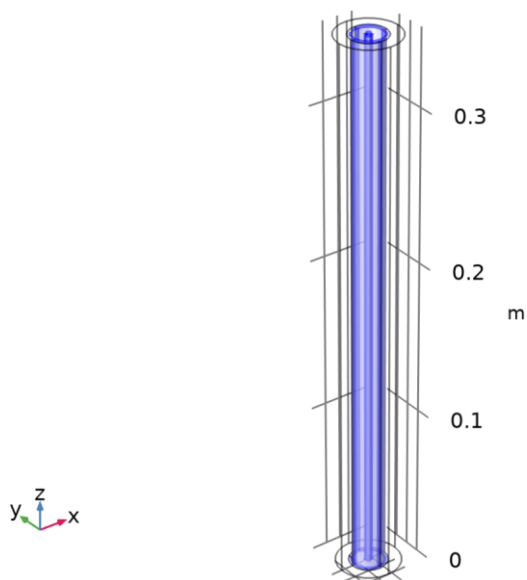
## ДОДАТОК В

В додатку представлено частину автоматично згенерованого звіту з програми COMSOL Multiphysics.

### В.1 Plasma

Used products

COMSOL Multiphysics
Plasma Module



Plasma

Selection

Geometric entity level	Domain
Selection	Geometry geom1: Dimension 3: Domain 3

Equations

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e = R_e - (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_e$$

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_\varepsilon + \mathbf{E} \cdot \Gamma_e = S_{en} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_\varepsilon + (Q + Q_{gen})/q$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_q$$

$$\mathbf{E} = -\nabla V$$

$$f(\epsilon) = \phi^{3/2} \beta_1 \exp(-(\epsilon \beta_2 / \phi))$$

$$\beta_1 = \Gamma(5/2)^{(3/2)} \Gamma(3/2)^{(-5/2)}$$

$$\beta_2 = \Gamma(5/2) \Gamma(3/2)^{-1}$$

## B.1.1 Interface Settings

Discretization

Settings

Description	Value
Formulation	Finite element, log formulation (linear shape function)

Settings

Description	Value
Equation form	Study controlled

Stabilization

Settings

Description	Value
Source stabilization	On
Tuning parameter	1
Reaction source stabilization	On
Tuning parameter	1

Inconsistent Stabilization

Settings

Description	Value
Isotropic diffusion for electrons	Off
Isotropic diffusion for ions	Off

Settings

Description	Value
Diffusion model	Mixture-averaged

## Transport Settings

### Settings

Description	Value
Calculate thermodynamic properties	Off
Full expression for diffusivity	Off
Mixture diffusion correction	Off
Migration in electric field	On
Convection	Off
Compute tensor ion transport properties	Off

### Settings

Description	Value
Use reduced electron transport properties	On
Compute tensor electron transport properties	On
Include thermal diffusion	Off
Mean electron energy	Local energy approximation

## Electron Energy Distribution Function Settings

### Settings

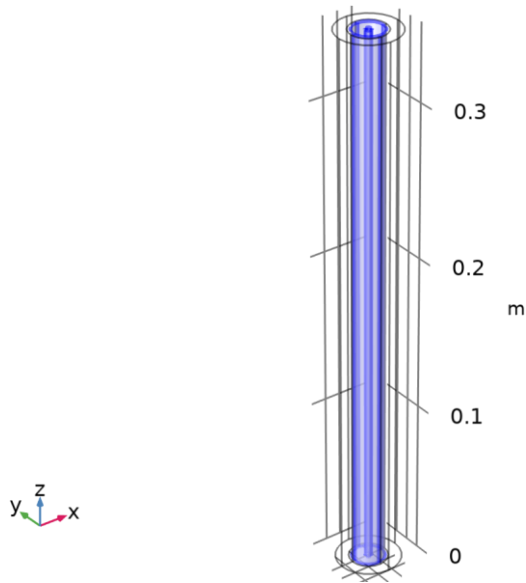
Description	Value
Electron energy distribution function	Maxwellian

## Surface Chemistry

### Settings

Description	Value	Unit
Total surface site concentration	2.25E-5	mol/m <sup>2</sup>

## B.1.2 Рівняння 1: e+Ar=>e+Ar



1: e+Ar=>e+Ar

Selection

Geometric entity level	Domain
Selection	Geometry geom1: Dimension 3: All domains

Equations

$$r = k^f \prod_{k=1}^Q c_k^{\nu_k}$$

$$k^f = \gamma \int_0^{\infty} \epsilon \sigma_k(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon$$

Reaction Formula

Settings

Description	Value
Formula	e+Ar=>e+Ar
Reaction type	Irreversible

Collision Type

Settings

Description	Value
Collision type	Elastic
Electron mass ratio	1.36E-5



Collision

Settings

Description	Value
Specify reaction using	Cross - section data

Reaction Parameters

Settings

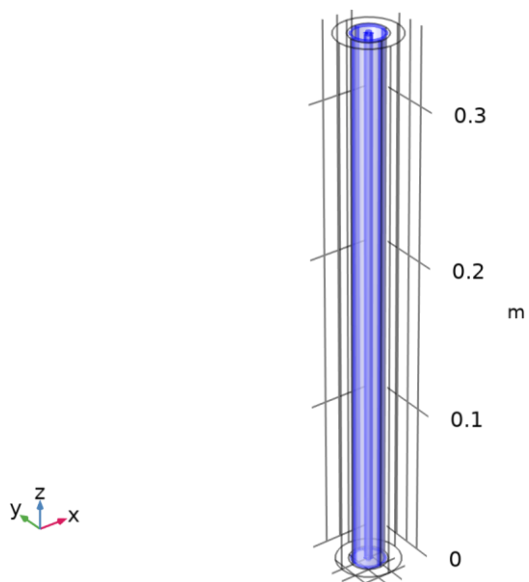
Description	Value
Electron energy distribution function	From physics interface property

Electron energy	Collision cross section data
0	7.5E-20
0.001	7.5E-20
0.002	7.1E-20
0.003	6.7E-20
0.005	6.1E-20
0.007	5.4E-20
0.0085	5.05E-20
0.01	4.6E-20
0.015	3.75E-20
0.02	3.25E-20
0.03	2.5E-20
0.04	2.05E-20
0.05	1.73E-20
0.07	1.13E-20
0.1	5.9E-21
0.12	4E-21
0.15	2.3E-21
0.17	1.6E-21
0.2	1.03E-21
0.25	9.1E-22
0.3	1.53E-21
0.35	2.35E-21

<b>Electron energy</b>	<b>Collision cross section data</b>
0.4	3.3E-21
0.5	5.1E-21
0.7	8.6E-21
1	1.38E-20
1.2	1.66E-20
1.3	1.82E-20
1.5	2.1E-20
1.7	2.3E-20
1.9	2.5E-20
2.1	2.8E-20
2.2	2.9E-20
2.5	3.3E-20
2.8	3.8E-20
3	4.1E-20
3.3	4.5E-20
3.6	4.9E-20
4	5.4E-20
4.5	6.1E-20
5	6.7E-20
6	8.1E-20
7	9.6E-20
8	1.17E-19
10	1.5E-19
12	1.45E-19
15	1.37E-19
17	1.1E-19
20	9.2E-20
25	6.8E-20
30	5.5E-20
50	3.2E-20
75	2.15E-20

Electron energy	Collision cross section data
100	1.6E-20
150	1.1E-20
200	8.8E-21
300	6E-21
500	3.7E-21
700	2.6E-21
1000	1.7E-21
1500	9.8E-22
2000	6.6E-22
3000	3.5E-22
5000	1.5E-22
7000	8.8E-23
10000	4.9E-23
1E6	4.9E-23

### В.1.3 Рівняння 2: $e+Ar \Rightarrow e+Ar_s$



2:  $e+Ar \Rightarrow e+Ar_s$

Selection

Geometric entity level	Domain
Selection	Geometry geom1: Dimension 3: All domains

Equations

$$r = \alpha \Gamma_a \prod_{k=1}^Q c_k^{\nu_k}$$

Reaction Formula

Settings

Description	Value
Formula	e+Ar=>e+Ar
Reaction type	Irreversible

Collision Type

Settings

Description	Value	Unit
Collision type	Excitation	
Energy loss	11.5	V

Collision

Settings

Description	Value
Specify reaction using	Use lookup table

Reaction Parameters

Settings

Description	Value
Rate constant form	Townsend coefficient

Mean electron energy	Townsend coefficient data
0	0
0.1	3.8628E-45
0.10599	4.6864E-45
0.11233	5.979E-45
0.11906	8.0317E-45
0.12619	1.1361E-44
0.13374	1.6907E-44

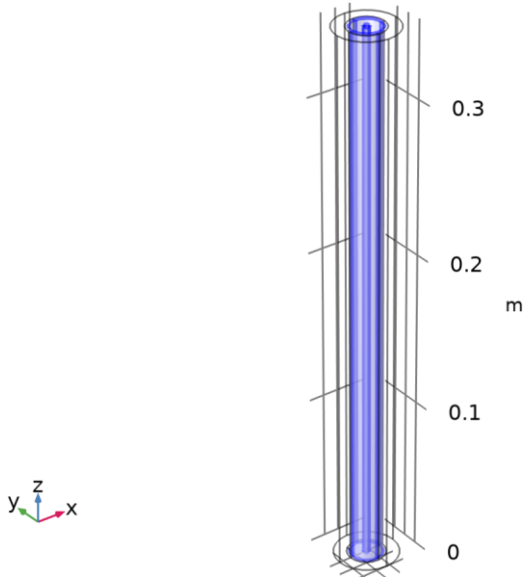
<b>Mean electron energy</b>	<b>Townsend coefficient data</b>
0.14175	2.6425E-44
0.15023	4.3284E-44
0.15923	7.4113E-44
0.16876	1.323E-43
0.17886	2.4558E-43
0.18957	4.7277E-43
0.20092	9.4161E-43
0.21295	1.9358E-42
0.2257	4.0993E-42
0.23921	8.9233E-42
0.25354	1.9931E-41
0.26872	4.5604E-41
0.2848	1.0677E-40
0.30185	2.5594E-40
0.31993	6.332E-40
0.33908	1.6987E-39
0.35938	6.0954E-39
0.3809	3.9986E-38
0.4037	3.9701E-37
0.42787	4.1316E-36
0.45349	3.9383E-35
0.48064	3.3458E-34
0.50941	2.5299E-33
0.53991	1.7102E-32
0.57224	1.0394E-31
0.6065	5.7138E-31
0.64281	2.8568E-30
0.68129	1.3063E-29
0.72208	5.4902E-29
0.76531	2.1314E-28
0.81113	7.6779E-28

Mean electron energy	Townsend coefficient data
0.85969	2.5773E-27
0.91116	8.0939E-27
0.96571	2.3862E-26
1.0235	6.6225E-26
1.0848	1.7333E-25
1.1498	4.2782E-25
1.2186	9.9359E-25
1.2915	2.1604E-24
1.3689	4.3703E-24
1.4508	8.1887E-24
1.5377	1.4235E-23
1.6298	2.3155E-23
1.7273	3.5686E-23
1.8307	5.2745E-23
1.9403	7.5492E-23
2.0565	1.0535E-22
2.1796	1.4399E-22
2.3101	1.9339E-22
2.4484	2.5577E-22
2.595	3.3364E-22
2.7504	4.2979E-22
2.9151	5.4726E-22
3.0896	6.8938E-22
3.2745	8.5967E-22
3.4706	1.0619E-21
3.6784	1.3E-21
3.8986	1.5779E-21
4.132	1.8999E-21
4.3794	2.2698E-21
4.6416	2.6916E-21
4.9195	3.1689E-21

<b>Mean electron energy</b>	<b>Townsend coefficient data</b>
5.214	3.7051E-21
5.5262	4.303E-21
5.857	4.9647E-21
6.2077	5.6915E-21
6.5793	6.4841E-21
6.9732	7.3418E-21
7.3907	8.2631E-21
7.8332	9.2451E-21
8.3022	1.0284E-20
8.7992	1.1374E-20
9.326	1.2509E-20
9.8844	1.3682E-20
10.476	1.4885E-20
11.103	1.6109E-20
11.768	1.7343E-20
12.473	1.858E-20
13.219	1.981E-20
14.011	2.1023E-20
14.85	2.2211E-20
15.739	2.3366E-20
16.681	2.4481E-20
17.68	2.5551E-20
18.738	2.657E-20
19.86	2.7535E-20
21.049	2.8443E-20
22.309	2.9294E-20
23.645	3.0085E-20
25.061	3.0818E-20
26.561	3.1493E-20
28.151	3.2113E-20
29.836	3.268E-20

Mean electron energy	Townsend coefficient data
31.623	3.3196E-20

### В.1.4 Рівняння 3: e+Ars=>e+Ar



3: e+Ars=>e+Ar

Selection

Geometric entity level	Domain
Selection	Geometry geom1: Dimension 3: All domains

Equations

$$r = k^f \prod_{k=1}^Q c_k^{\nu_k}$$

$$k^f = \gamma \int_0^{\infty} \epsilon \sigma_k(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon$$

Reaction Formula

Settings

Description	Value
Formula	e+Ars=>e+Ar
Reaction type	Irreversible

Collision Type

Settings

Description	Value	Unit
-------------	-------	------



Description	Value	Unit
Collision type	Excitation	
Energy loss	-11.5	V

Collision

Settings

Description	Value
Specify reaction using	Cross - section data

Reaction Parameters

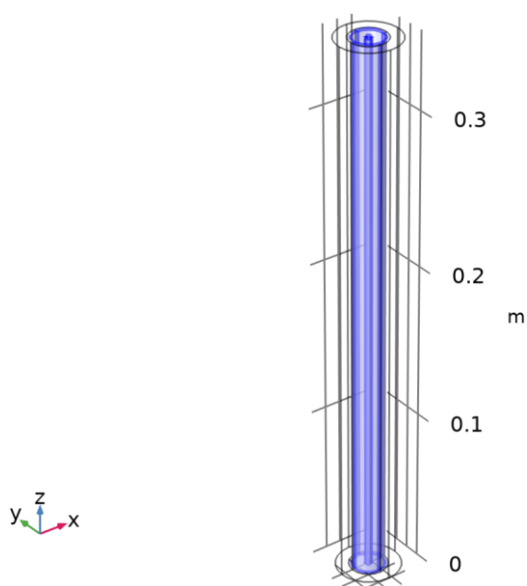
Settings

Description	Value
Electron energy distribution function	From physics interface property

Electron energy	Collision cross section data
-11.5	-0
0	0
1.2	6.1736E-22
2.2	7.317E-22
3.2	8.7281E-22
4.4	1.1443E-21
5	1.32E-21
6	1.4826E-21
7	1.6518E-21
8.4	1.8163E-21
10.7	2.0229E-21
13.2	2.0739E-21
15.5	2.0613E-21
18.5	1.9459E-21
21.5	1.8035E-21
23.8	1.6562E-21
30.5	1.4344E-21
36.5	1.2712E-21

Electron energy	Collision cross section data
40.5	1.1877E-21
58.5	9.3732E-22
88.5	7.1563E-22
138.5	5.4152E-22
188.5	4.4651E-22
288.5	3.4229E-22
488.5	2.3883E-22
688.5	1.9063E-22
988.5	1.4922E-22
1488.5	1.1421E-22
1988.5	9.2197E-23
2988.5	6.9433E-23
4988.5	4.8445E-23
6988.5	3.7562E-23
9988.5	2.92E-23
9.9999E5	2.9167E-23

### В.1.5 Рівняння 4: $e+Ar \Rightarrow 2e+Ar+$



4:  $e+Ar \Rightarrow 2e+Ar+$

Selection

Geometric entity level	Domain
Selection	Geometry geom1: Dimension 3: All domains

Equations

$$r = \alpha \Gamma_e \prod_{k=1}^Q c_k^\nu$$

.....k=1.....

Reaction Formula

Settings

Description	Value
Formula	e+Ar=>2e+Ar+
Reaction type	Irreversible

Collision Type

Settings

Description	Value	Unit
Collision type	Ionization	
Energy loss	15.8	V

Collision

Settings

Description	Value
Specify reaction using	Use lookup table

Reaction Parameters

Settings

Description	Value
Rate constant form	Townsend coefficient

Mean electron energy	Townsend coefficient data
0	0
0.1	-4.0403E-52
0.10599	-4.9016E-52
0.11233	-6.2536E-52

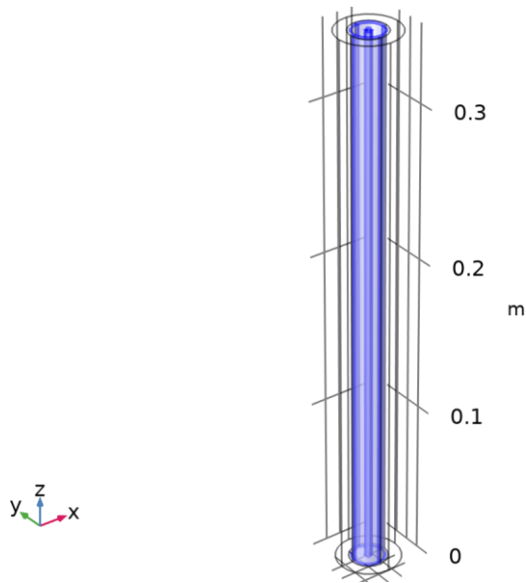
<b>Mean electron energy</b>	<b>Townsend coefficient data</b>
0.11906	-8.4006E-52
0.12619	-1.1883E-51
0.13374	-1.7683E-51
0.14175	-2.7639E-51
0.15023	-4.5272E-51
0.15923	-7.7517E-51
0.16876	-1.3838E-50
0.17886	-2.5686E-50
0.18957	-4.9448E-50
0.20092	-9.8486E-50
0.21295	-2.0247E-49
0.2257	-4.2875E-49
0.23921	-9.3332E-49
0.25354	-2.0846E-48
0.26872	-4.7698E-48
0.2848	-1.1167E-47
0.30185	-2.6749E-47
0.31993	-6.5692E-47
0.33908	-1.6543E-46
0.35938	-3.7191E-46
0.3809	1.7779E-45
0.4037	9.9186E-44
0.42787	2.8354E-42
0.45349	6.5082E-41
0.48064	1.2474E-39
0.50941	2.0236E-38
0.53991	2.8071E-37
0.57224	3.3603E-36
0.6065	3.5006E-35
0.64281	3.1992E-34
0.68129	2.5841E-33

<b>Mean electron energy</b>	<b>Townsend coefficient data</b>
0.72208	1.8578E-32
0.76531	1.1967E-31
0.81113	6.9493E-31
0.85969	3.6594E-30
0.91116	1.7568E-29
0.96571	7.7256E-29
1.0235	3.1249E-28
1.0848	1.1659E-27
1.1498	4.0176E-27
1.2186	1.2769E-26
1.2915	3.7285E-26
1.3689	9.9483E-26
1.4508	2.4171E-25
1.5377	5.3608E-25
1.6298	1.0957E-24
1.7273	2.091E-24
1.8307	3.7751E-24
1.9403	6.5145E-24
2.0565	1.0827E-23
2.1796	1.7425E-23
2.3101	2.7259E-23
2.4484	4.1569E-23
2.595	6.1934E-23
2.7504	9.0323E-23
2.9151	1.2914E-22
3.0896	1.8128E-22
3.2745	2.5014E-22
3.4706	3.3969E-22
3.6784	4.5443E-22
3.8986	5.9948E-22
4.132	7.8051E-22

<b>Mean electron energy</b>	<b>Townsend coefficient data</b>
4.3794	1.0037E-21
4.6416	1.2759E-21
4.9195	1.6041E-21
5.214	1.996E-21
5.5262	2.4593E-21
5.857	3.002E-21
6.2077	3.6318E-21
6.5793	4.3566E-21
6.9732	5.1834E-21
7.3907	6.1189E-21
7.8332	7.1688E-21
8.3022	8.3379E-21
8.7992	9.6294E-21
9.326	1.1045E-20
9.8844	1.2586E-20
10.476	1.4251E-20
11.103	1.6037E-20
11.768	1.7939E-20
12.473	1.9951E-20
13.219	2.2067E-20
14.011	2.4276E-20
14.85	2.657E-20
15.739	2.8937E-20
16.681	3.1365E-20
17.68	3.3842E-20
18.738	3.6354E-20
19.86	3.8887E-20
21.049	4.143E-20
22.309	4.3967E-20
23.645	4.6487E-20
25.061	4.8976E-20

Mean electron energy	Townsend coefficient data
26.561	5.1424E-20
28.151	5.3819E-20
29.836	5.6152E-20
31.623	5.8416E-20

### В.1.6 Рівняння 5: e+Ar=>2e+Ar+



5: e+Ar=>2e+Ar+

Selection

Geometric entity level	Domain
Selection	Geometry geom1: Dimension 3: All domains

Equations

$$r = k^f \prod_{k=1}^Q c_k^{\nu_k}$$

$$k^f = \gamma \int_0^{\infty} \epsilon \sigma_k(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon$$

Reaction Formula

Settings

Description	Value
Formula	e+Ar=>2e+Ar+
Reaction type	Irreversible

## Collision Type

### Settings

Description	Value	Unit
Collision type	Ionization	
Energy loss	4.427	V

## Collision

### Settings

Description	Value
Specify reaction using	Cross - section data

## Reaction Parameters

### Settings

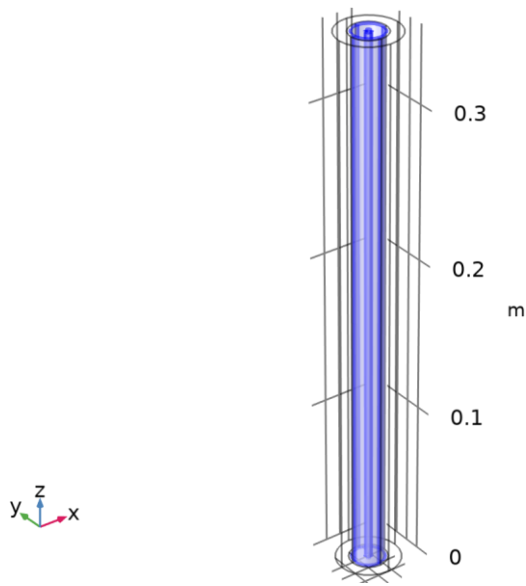
Description	Value
Electron energy distribution function	From physics interface property

Electron energy	Collision cross section data
0	0
4.427	0
4.628	1.849E-20
5	3.1E-20
6	5.8E-20
7	6.9E-20
8	7.6E-20
9	8E-20
10	8.2E-20
11.5	8.35E-20
15.5	7.8E-20
20	7E-20
30	5.4E-20
50	3.8E-20
100	2.05E-20
200	1.2E-20



Electron energy	Collision cross section data
1000	3.5E-21
10000	6.1E-22
1E5	1.08E-22
1E6	1.08E-22

### В.1.7 Рівняння 6: $\text{Ars} + \text{Ars} \Rightarrow \text{e} + \text{Ar} + \text{Ar}^+$



6:  $\text{Ars} + \text{Ars} \Rightarrow \text{e} + \text{Ar} + \text{Ar}^+$

Selection

Geometric entity level	Domain
Selection	Geometry geom1: Dimension 3: All domains

Equations

$$r = k^f \prod_{k=1}^Q c_k^{\nu}$$

Reaction Formula

Settings

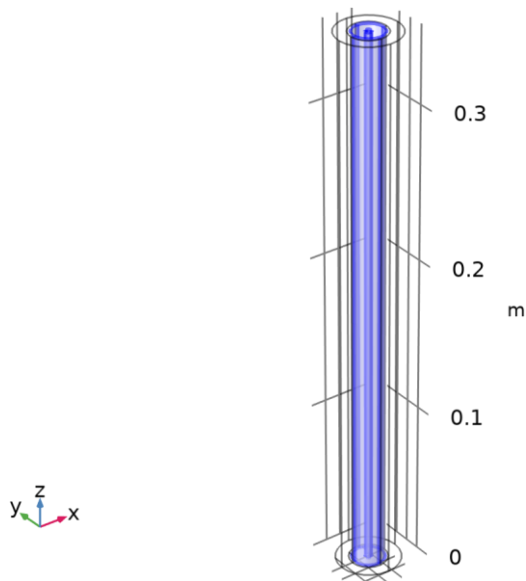
Description	Value
Formula	$\text{Ars} + \text{Ars} \Rightarrow \text{e} + \text{Ar} + \text{Ar}^+$
Reaction type	Irreversible

## Reaction Parameters

### Settings

Description	Value	Unit
Use Arrhenius expressions	Off	
Forward rate constant	3.734E8	m <sup>3</sup> /(s·mol)

## В.1.8 Рівняння 7: Ars+Ar=>Ar+Ar



7: Ars+Ar=>Ar+Ar

### Selection

Geometric entity level	Domain
Selection	Geometry geom1: Dimension 3: All domains

### Equations

$$r = k^f \prod_{k=1}^Q c_k^{\nu_k}$$

### Reaction Formula

### Settings

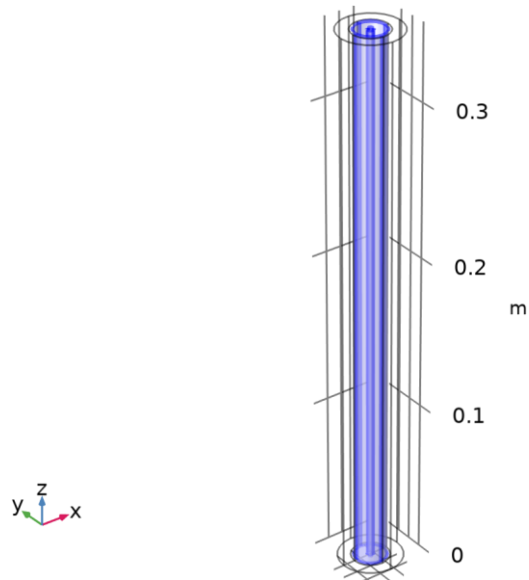
Description	Value
Formula	<chem>Ars + Ar=&gt;Ar + Ar</chem>
Reaction type	Irreversible

## Reaction Parameters

### Settings

Description	Value	Unit
Use Arrhenius expressions	Off	
Forward rate constant	1807	m <sup>3</sup> /(s·mol)

### B.1.9 Species: e



Species: e

Selection

Geometric entity level	Domain
Selection	Geometry geom1: Dimension 3: All domains

Settings

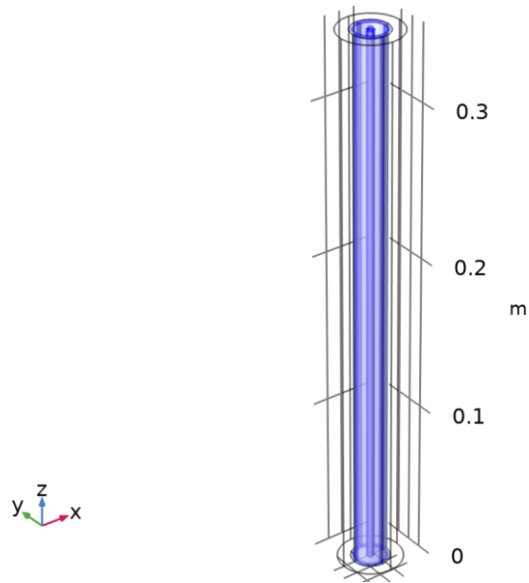
Description	Value
Species name	e

Species Formula

Settings

Description	Value
Species type	Electron

## B.1.10 Species: Ar



Species: Ar

Selection

Geometric entity level	Domain
Selection	Geometry geom1: Dimension 3: All domains

Equations

$$w = 1 - \sum_{k=1}^Q w_k$$

..... $k=1$ .....

Settings

Description	Value
Species name	Ar

Species Formula

Settings

Description	Value
Species type	Neutral
From mass constraint	On

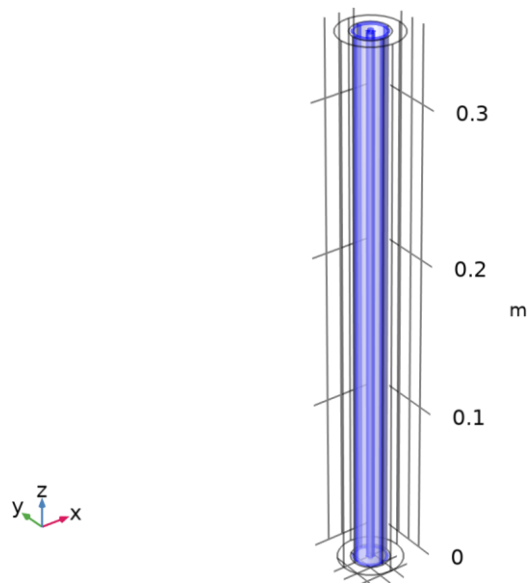
General Parameters

Settings

Description	Value	Unit
-------------	-------	------

Description	Value	Unit
Preset species data	Ar	
Thermal diffusion coefficient	0	kg/(m·s)
Charge	0	1

### B.1.11 Species: Ars



Species: Ars

Selection

Geometric entity level	Domain
Selection	Geometry geom1: Dimension 3: All domains

Equations

$$\rho \frac{\partial w_k}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{j}_k + R_k$$

$$\mathbf{j}_k = \rho w_k \mathbf{V}_k$$

$$\mathbf{V}_k = D_{k,m} \nabla \ln(w_k) + D_{k,m} \nabla \ln(M_n) + \frac{D_k^T}{\rho w_k} \nabla \ln(T) - z_k \mu_{k,m} \mathbf{E}$$

Settings

Description	Value
Species name	Ars

Species Formula

## Settings

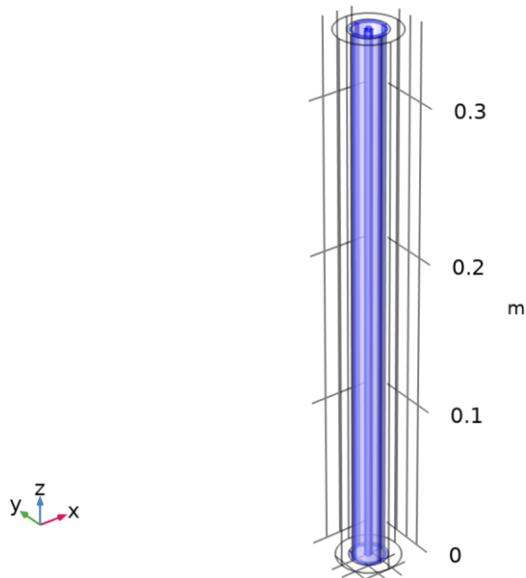
Description	Value
Species type	Neutral
From mass constraint	Off

## General Parameters

### Settings

Description	Value	Unit
Preset species data	Ar	
Thermal diffusion coefficient	0	kg/(m·s)
Charge	0	1
Initial mole fraction	1E-8	1

## B.1.12 Species: Ar+



Species: Ar+

### Selection

Geometric entity level	Domain
Selection	Geometry geom1: Dimension 3: All domains

### Equations

$$\rho \frac{\partial w_k}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{j}_k + R_k$$

.....

$$\mathbf{j}_k = \rho w_k \mathbf{V}_k$$

$$\mathbf{V}_k = D_{k,m} \nabla \ln(w_k) + D_{k,m} \nabla \ln(M_n) + \frac{D_k^T}{\rho w_k} \nabla \ln(T) - z_k \mu_{k,m} \mathbf{E}$$

Settings

Description	Value
Species name	Ar_1p

Species Formula

Settings

Description	Value
Species type	Ion
Initial value from electroneutrality constraint	On

General Parameters

Settings

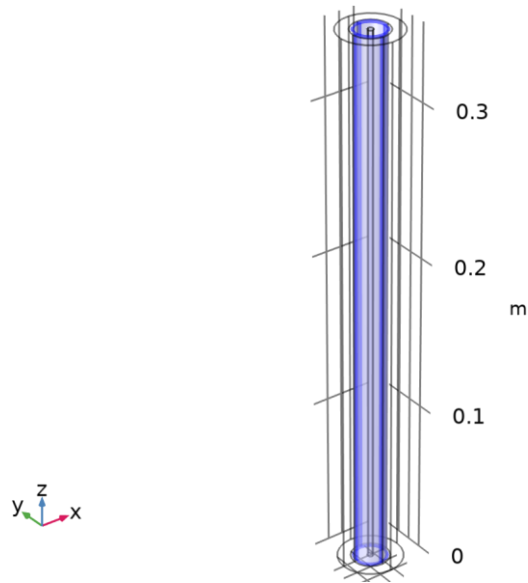
Description	Value	Unit
Preset species data	Ar	
Thermal diffusion coefficient	0	kg/(m·s)
Charge	1	1

Mobility and Diffusivity Expressions

Settings

Description	Value
Specification	Compute mobility and diffusivity
Ion temperature	Use gas temperature

## B.1.13 Поверхнева реакція 1: Ar+=>Ar



1: Ar+=>Ar

Selection

Geometric entity level	Boundary
Name	SURFACE kathode
Selection	Named sel3: Geometry geom1: Dimension 2: Boundaries 9–10, 19, 22

Equations

$$r = k_s^f \prod_{k=1}^Q c_k^{\nu_k}$$

$$k_s^f = \left( \frac{\gamma_f}{1 - \gamma_f/2} \right) \frac{\prod \sigma_j^{\nu_j}}{(\Gamma_{tot})^m} \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8RT}{\pi M_w}}$$

Reaction Formula

Settings

Description	Value
Formula	Ar + =>Ar
Specify reaction using	Sticking coefficient
Motz-Wise correction	On
Use Arrhenius expressions	Off

Reaction Parameters

Settings



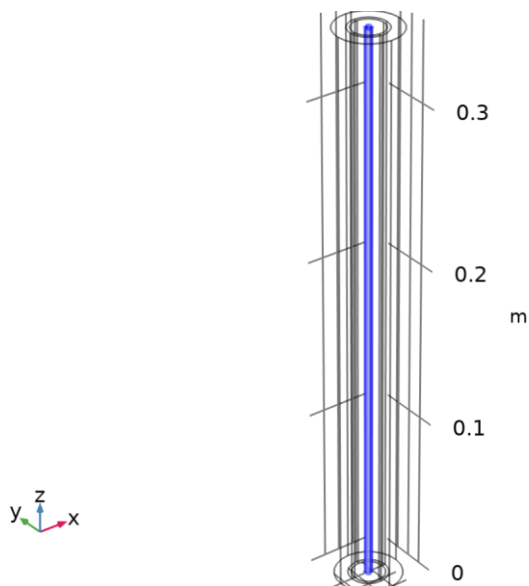
Description	Value
Forward sticking coefficient	0.1

Secondary Emission Parameters

Settings

Description	Value	Unit
Secondary emission coefficient	0.1	1
Mean energy of secondary electron	plas.de_4 - 2*Wf	V

### B.1.14 Поверхнева реакція 2: Ar+=>Ar



2: Ar+=>Ar

Selection

Geometric entity level	Boundary
Name	SURFACE anode
Selection	Named sel2: Geometry geom1: Dimension 2: Boundaries 13–14, 20–21

Equations

$$r = k_s^f \prod_{k=1}^Q c_k^{\nu_k}$$

$$k_s^f = \left( \frac{\gamma_f}{1 - \gamma_f/2} \right) \frac{\prod \sigma_j^{\nu_j}}{(\Gamma_{tot})^m} \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8RT}{\pi M_w}}$$

Reaction Formula

Settings

Description	Value
Formula	Ar + =>Ar
Specify reaction using	Sticking coefficient
Motz-Wise correction	On
Use Arrhenius expressions	Off

Reaction Parameters

Settings

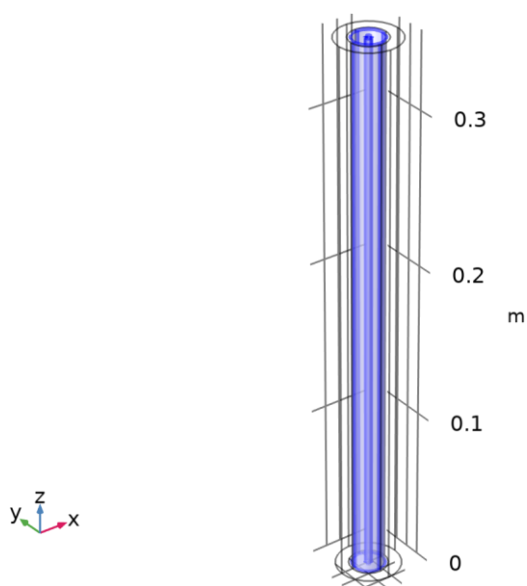
Description	Value
Forward sticking coefficient	1

Secondary Emission Parameters

Settings

Description	Value	Unit
Secondary emission coefficient	0	1
Mean energy of secondary electron	0	V

### B.1.15 Поверхнева реакція 3: Ars=>Ar



3: Ars=>Ar

Selection

Geometric entity level	Boundary
Selection	Geometry geom1: Dimension 2: All boundaries

Equations

$$r = k_s^f \prod_{k=1}^Q c_k^{\nu_k}$$

$$k_s^f = \left( \frac{\gamma_f}{1 - \gamma_f/2} \right) \frac{\prod \sigma_j^{\nu_j}}{(\Gamma_{\text{tot}})^m} \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8RT}{\pi M_w}}$$

Reaction Formula

Settings

Description	Value
Formula	Ars=>Ar
Specify reaction using	Sticking coefficient
Motz-Wise correction	On
Use Arrhenius expressions	Off

Reaction Parameters

Settings

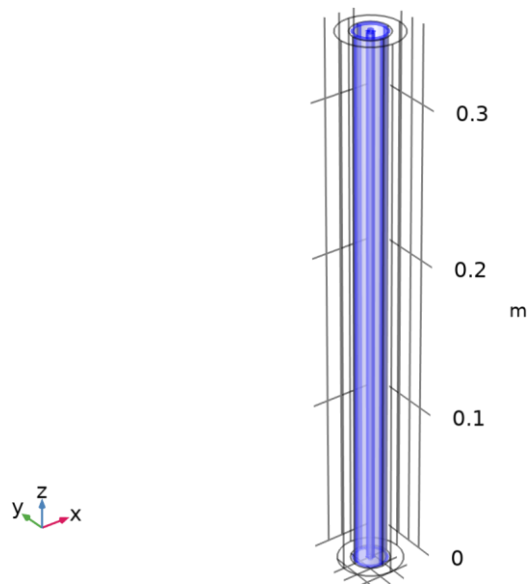
Description	Value
Forward sticking coefficient	1

Secondary Emission Parameters

Settings

Description	Value	Unit
Secondary emission coefficient	0	1
Mean energy of secondary electron	0	V

## B.1.16 Plasma Model 1



Plasma Model 1

Selection

Geometric entity level	Domain
Selection	Geometry geom1: Dimension 3: All domains

Equations

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e = R_e - (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_e$$

$$\Gamma_e = -(\boldsymbol{\mu}_e \cdot \mathbf{E}) n_e - \mathbf{D}_e \cdot \nabla n_e$$

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_\varepsilon + \mathbf{E} \cdot \Gamma_\varepsilon = S_{en} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_\varepsilon + (Q + Q_{gen})/q$$

$$\Gamma_\varepsilon = -(\boldsymbol{\mu}_\varepsilon \cdot \mathbf{E}) n_\varepsilon - \mathbf{D}_\varepsilon \cdot \nabla n_\varepsilon$$

$$\mathbf{E} = -\nabla V$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E}) = \rho_q$$

$$f(\varepsilon) = \phi^{-3/2} \beta_1 \exp(-(\varepsilon \beta_2 / \phi))$$

$$\beta_1 = \Gamma(5/2)^{(3/2)} \Gamma(3/2)^{(-5/2)}$$

$$\beta_2 = \Gamma(5/2) \Gamma(3/2)^{-1}$$

Model Inputs

Settings

Description	Value	Unit
Magnetic flux density	Magnetic flux density (mef/alc1)	

Description	Value	Unit
Temperature	User defined	
Temperature	293.15	K
Absolute pressure	User defined	
Absolute pressure	133.32	Pa

DC Electron Mobility

Settings

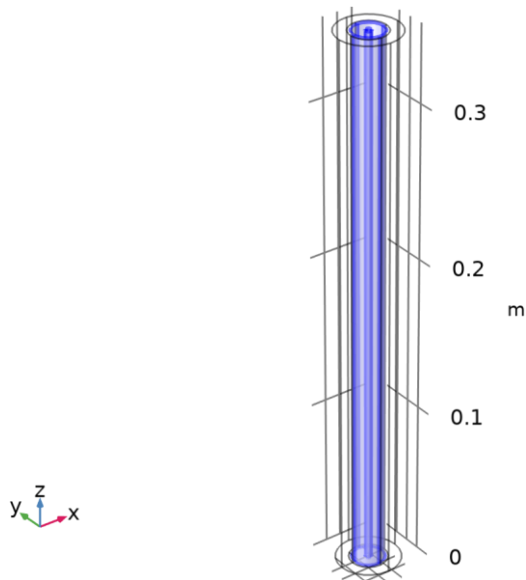
Description	Value	Unit
Reduced DC electron mobility	4E24	1/(V·m·s)

Density

Settings

Description	Value
Mixture density	Ideal gas

## B.1.17 Initial Values 1



Initial Values 1

Selection

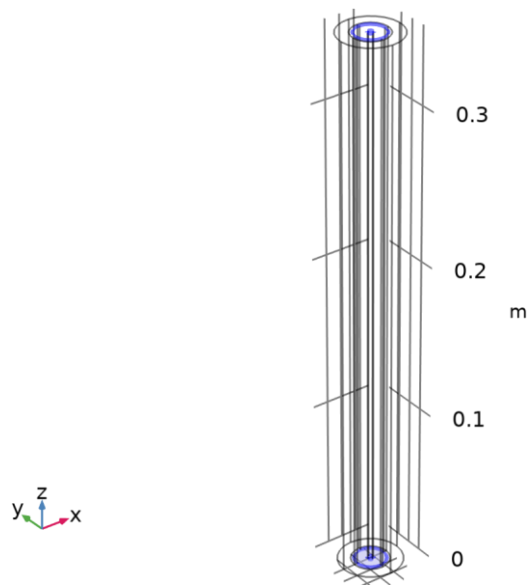
Geometric entity level	Domain
Selection	Geometry geom1: Dimension 3: All domains

Initial Values

Settings

Description	Value	Unit
Initial electron density	1E13	1/m <sup>3</sup>
Initial mean electron energy	4	V
Electric potential	0	V

### B.1.18 Zero Charge 1



Zero Charge 1

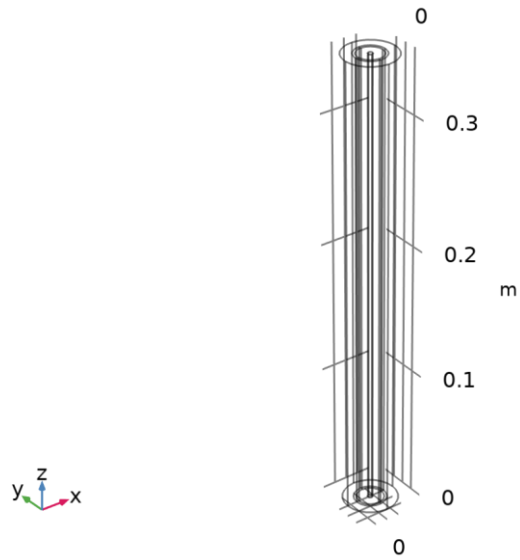
Selection

Geometric entity level	Boundary
Selection	Geometry geom1: Dimension 2: All boundaries

Equations

$$-\mathbf{n} \cdot \mathbf{D} = 0$$

## B.1.19 Insulation 1



Insulation 1

Selection

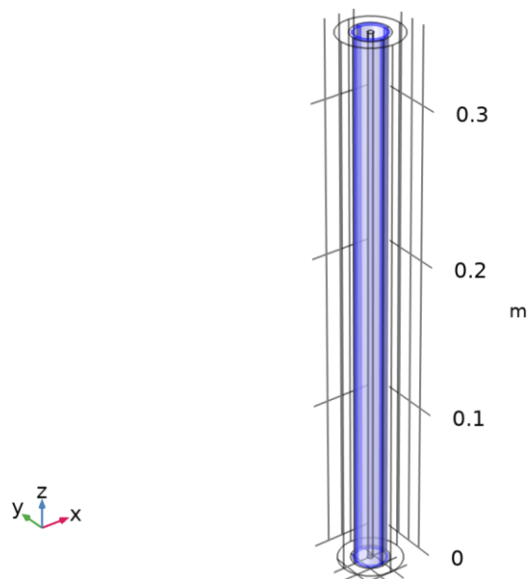
Geometric entity level	Boundary
Selection	Geometry geom1: Dimension 2: All boundaries

Equations

$$\dots -\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_e = 0 \dots$$

$$\dots -\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_\varepsilon = 0 \dots$$

## B.1.20 Ground 1



Ground 1

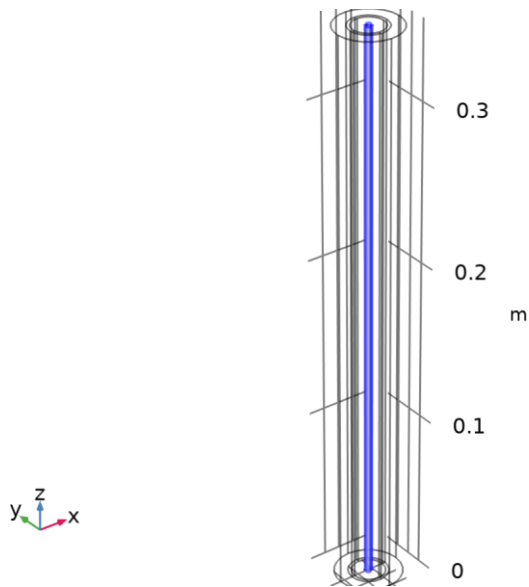
Selection

Geometric entity level	Boundary
Name	SURFACE kathode
Selection	Named sel3: Geometry geom1: Dimension 2: Boundaries 9–10, 19, 22

Equations

$$V = 0$$

### B.1.21 Metal Contact 1



Metal Contact 1

Selection

Geometric entity level	Boundary
Name	SURFACE anode
Selection	Named sel2: Geometry geom1: Dimension 2: Boundaries 13–14, 20–21

Equations

$$V = V_0 - I_p R_b - R_b C_b \frac{dV}{dt}$$

$$I_p = \int_{\partial\Omega} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{J}_i + \mathbf{n} \cdot \mathbf{J}_e + \mathbf{n} \cdot \mathbf{J}_d) dS$$

Terminal

Settings



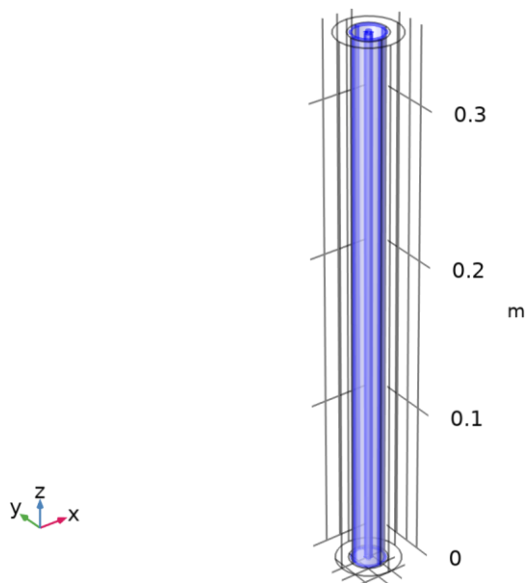
Description	Value	Unit
Terminal name	1	
Terminal type	Voltage	
Electric potential	V0	V

Circuit Settings

Settings

Description	Value	Unit
Circuit type	Series RC circuit	
Ballast resistor	12500	$\Omega$
Blocking capacitance	1E-12	F

## B.1.22 Wall 1



Wall 1

Selection

Geometric entity level	Boundary
Selection	Geometry geom1: Dimension 2: All boundaries

Equations

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_e = \frac{1-r_e}{1+r_e} \left( \frac{1}{2} v_{e,th} n_e \right) - \left( \sum \gamma_j (\mathbf{\Gamma}_j \cdot \mathbf{n}) + \mathbf{\Gamma}_t \cdot \mathbf{n} \right)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_\varepsilon = \frac{1-r_e}{1+r_e} \left( \frac{5}{6} v_{e,th} n_\varepsilon \right) - \left( \sum \gamma_j \varepsilon_j (\mathbf{\Gamma}_j \cdot \mathbf{n}) + \varepsilon (\mathbf{\Gamma}_t \cdot \mathbf{n}) \right)$$

## General Wall Settings

### Settings

Description	Value
Reflection coefficient	0
Include migration effects	Off

## Electron Density Wall Settings

### Settings

Description	Value	Unit
Use wall for electron density	On	
Thermal emission flux	0	$1/(m^2 \cdot s)$

## Electron Energy Wall Settings

### Settings

Description	Value	Unit
Use wall for electron energy	On	
Mean thermionic energy	0	V

# АНОТАЦІЯ

## ДО МАГІСТЕРСЬКОЇ ДИСЕРТАЦІЇ

СТУДЕНТА 2-го (МАГІСТЕРСЬКОГО) РІВНЯ ВИЩОЇ ОСВІТИ ГР. ОФ-21мп

**Тоябіної Христини Сергіївни**

---

(ПІБ)

**На тему** «Дослідження аномального тліючого розряду в коаксіальній системі електродів в азимутальному магнітному полі»

**Науковий керівник** доктор філософії, асистент кафедри загальної фізики та моделювання фізичних процесів, Майкут Сергій Олексійович

(науковий ступінь, вчене звання, посада, ПІБ )

**Актуальність** Актуальність даної роботи обумовлена важливістю вивчення характеристик аномального тліючого розряду в коаксіальній системі електродів в азимутальному магнітному полі. Дослідження розкриває нові аспекти поведінки плазми в умовах, що визначаються зазначеною геометрією та наявністю магнітного поля. Фундаментальне розуміння цього явища може мати значення для розширення знань у галузі газових розрядів, зокрема, тліючих. Отримані результати можуть знайти практичне застосування в високотехнологічних галузях, зокрема, в оптимізації плазмових технологій для обробки внутрішніх поверхонь вузьких трубок. Моделювання тліючого розряду у коаксіальній системі електродів і при наявності азимутального магнітного поля досі не досліджено у повному обсязі. Фізико-топологічних тривимірних моделей, аналогічних до розробленої в рамках даної роботи, не було представлено раніше. Розширення знань у цьому напрямку сприятиме розвитку нових наукових концепцій та поглибленню наукових досліджень в області газових розрядів і плазми.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами кафедри** \_\_\_\_\_

«Технологія комбінованого лазерного та імпульсно плазмового нанесення зносостійких покриттів для зміцнення стволів вогнепальної зброї» – д/р № 0121U111822, дата реєстрації: 27-06-2021

**Об'єкт дослідження** нормальний і аномальний тліючий розряд в коаксіальній системі електродів за наявності азимутального магнітного поля.

**Предмет дослідження** природа виникнення тліючого розряду в коаксіальній циліндричній системі електродів, процес переходу від нормального до аномального тліючого розряду, розподіл потенціалу, густини електронів і іонів в міжелектродному просторі, вплив азимутального магнітного поля на характеристики розряда.

**Мета роботи** Мета даної роботи полягає у всебічному вивченні поведінки і характеристик тліючого розряду в коаксіальній системі електродів за наявності азимутального магнітного поля. Конкретні цілі дослідження включають встановлення умов виникнення тліючого розряду та переходу від нормального до аномального режиму горіння, вивчення впливу магнітного поля на поведінку тліючого розряду в зазначених умовах, розробку математичної моделі для пояснення фізичних процесів, що відбуваються в системі, і експериментальне підтвердження та верифікацію отриманих результатів. Основною метою є розширення знань про тліючі розряди в тонких трубках, зокрема, в контексті нестачі даних у літературі щодо аномальних тліючих розрядів в умовах наявності азимутального магнітного поля.

**Методи дослідження** методи математичної фізики, математичне моделювання і чисельний розрахунок для дослідження тліючого розряду у тримірній моделі коаксіальної системи електродів.

**Відомості про обсяг звіту, кількість ілюстрацій, таблиць, додатків і літературних найменувань за переліком використаних** В роботі наведено: використаної літератури - 96, сторінок - 202, рисунків - 75, таблиць - 16.

**Мета індивідуального завдання, використані методи та отримані результати** \_\_\_\_\_

Головні цілі індивідуального завдання:

1. Провести аналіз історичних аспектів дослідження газових розрядів. Вивчити процеси, що відбуваються в плазмі газового розряду, зокрема у тліючому розряді. Розглянути класифікацію газових розрядів, умови їх виникнення і сфери застосування в науці і техніці.
2. Визначити основні поняття, пов'язані із тліючим розрядом, та сформулювати ключові теоретичні аспекти цього явища. Проаналізувати теоретичні моделі і концепції, які роз'яснюють властивості аномального тліючого розряду. Розглянути особливості тліючого розряду в коаксіальній системі електродів. Дослідити вплив азимутального магнітного поля на тліючий розряд, враховуючи розглянуті теоретичні моделі.
3. Дослідити сфери застосування тліючого розряду в коаксіальній системі координат і, зокрема, в тонких трубках. Зробити літературний огляд наукових досліджень у галузі тліючого розряду. Провести експеримент по дослідженню характеристик тліючого розряду у коаксіальній системі електродів. Обґрунтувати вибір програмного забезпечення для ефективного моделювання тліючого розряду.
4. Описати використані підходи та методи для моделювання тліючого розряду, включаючи опис математичної і комп'ютерної моделей. Проаналізувати отримані результати моделювання. Представити та проаналізувати результати експерименту. Провести верифікацію модельних даних.

***Висновок*** Проаналізовано історію дослідження газових розрядів, розглянуто ключові процеси у плазмі розряду та класифікацію газових розрядів, акцентуючись на їхньому застосуванні в різних сферах. Вивчено тліючий розряд і встановлено його властивості, структуру та процеси, що протікають в плазмі тліючого розряду. Досліджено вплив азимутального магнітного поля на характеристики тліючого розряду та виявлено його важливі перспективи в різних галузях, включаючи плазмохімічну обробку поверхонь, зокрема в тонких трубках. Проведено комплексне моделювання різних типів тліючого розряду, отримані результати моделювання були підтверджені експериментально. Розроблена модель верифікована в різних умовах, показуючи задовільну точність розрахунків. Результати мають важливе значення для розуміння явища аномального тліючого розряду та вплива на нього азимутальних магнітних полів, і можуть мати практичне застосування в високотехнологічних галузях.

***Перелік ключових слів (не більше 20)*** плазма аргону, розряд низького тиску, циліндрична система електродів, тривимірні моделі, фізико-топологічне моделювання, комп'ютерне моделювання, COMSOL Multiphysics

Підпис керівника \_\_\_\_\_



**SUMMARY**  
**TO THE MASTER THESIS**

2<sup>nd</sup> YEAR STUDENT OF THE SECOND LEVEL OF HIGHER EDUCATION (MASTER LEVEL),  
GR. OF-21mp

**Toiabina Khrystyna**

---

(FULL NAME)

***On the topic*** Investigation of an abnormal glow discharge in a coaxial system of electrodes in azimuthal magnetic field

***Scientific supervisor*** a doctor of philosophy, assistant Maikut Serhii

(scientific degree, academic title, position, FULL NAME)

***Actuality*** The relevance of this work is driven by the importance of investigating the characteristics of anomalous glow discharge in a coaxial electrode system in the presence of azimuthal magnetic fields. The research reveals new aspects of plasma behavior under conditions defined by the specified geometry and the presence of a magnetic field. A fundamental understanding of this phenomenon can contribute to the expansion of knowledge in the field of gas discharges, particularly in the context of glow discharges. The obtained results may find practical applications in high-tech industries, particularly in optimizing plasma technologies for processing the internal surfaces of narrow tubes. Modeling glow discharge in a coaxial electrode system with the presence of an azimuthal magnetic field has not been fully explored to date. Physico-topological three-dimensional models, similar to the one developed in this work, have not been presented before. Advancements in this direction will contribute to the development of new scientific concepts and deepen scientific research in the field of gas discharges and plasma.

***Relationship of work with scientific programs, plans, themes of the department*** \_\_\_\_\_

«Technology of combined laser and pulsed plasma application of wear-resistant coatings for strengthening firearm barrels» – project No. 0121U11822, registration date: 06/27/2021

***Object of research*** normal and abnormal glow discharge in a coaxial system of electrodes in the presence of an azimuthal magnetic field.

***Subject of research*** the nature of the appearance of a glow discharge in a coaxial cylindrical system of electrodes, the process of transition from a normal to abnormal glow discharge, the distribution of the potential, the density of electrons and ions in the interelectrode space, the effect of the azimuthal magnetic field on the characteristics of the discharge.

***Purpose of work*** The objective of this work is to comprehensively study the behavior and characteristics of the glow discharge in a coaxial electrode system in the presence of an azimuthal magnetic field. Specific research goals include establishing the conditions for the occurrence of the glow discharge and the transition from normal to abnormal burning mode, investigating the influence of the magnetic field on

the behavior of the glow discharge under the specified conditions, developing a mathematical model to explain the physical processes occurring in the system, and experimentally confirming and verifying the obtained results. The primary aim is to expand knowledge about glow discharges in narrow tubes, particularly addressing the lack of data in the literature regarding abnormal glow discharges in the presence of an azimuthal magnetic field.

**Research methods** Methods of mathematical physics, mathematical modeling, and numerical calculations will be employed to investigate the glow discharge in a three-dimensional model of the coaxial electrode system.

**Information about the volume of the thesis, the number of illustrations, tables, applications and references in the list of used ones** The work contains: references - 96, pages - 202, figures - 75, tables - 16.

**The purpose of the individual task, the methods used and the results obtained** \_\_\_\_\_

Main Objectives of the Individual Task:

1. Conduct an analysis of the historical aspects of gas discharge research. Study the processes occurring in the plasma of a gas discharge, particularly in a glow discharge. Examine the classification of gas discharges, conditions for their occurrence, and their applications in science and technology.
2. Define the key concepts related to a glow discharge and formulate the fundamental theoretical aspects of this phenomenon. Analyze theoretical models and concepts explaining the properties of abnormal glow discharge. Consider the characteristics of a glow discharge in a coaxial electrode system. Investigate the influence of an azimuthal magnetic field on the glow discharge, taking into account the discussed theoretical models.
3. Explore the applications of a glow discharge in a coaxial coordinate system, especially in thin tubes. Conduct a literature review of scientific research in the field of glow discharge. Perform an experiment to investigate the characteristics of a glow discharge in a coaxial electrode system. Justify the choice of software for effective modeling of a glow discharge.
4. Describe the approaches and methods used for modeling a glow discharge, including the description of mathematical and computer models. Analyze the obtained results of modeling. Present and analyze the experimental results. Verify the model data.

**Conclusion** The history of gas discharge research has been analyzed, focusing on key processes in plasma discharge and the classification of gas discharges, emphasizing their applications in various fields. The glow discharge has been studied, and its properties, structure, and plasma processes have been established. The influence of azimuthal magnetic fields on the characteristics of the glow discharge has been investigated, revealing significant prospects in different areas, including plasma chemical surface treatment, particularly in thin tubes. Comprehensive modeling of various types of glow discharge has

been conducted, with modeling results validated through experiments. The developed model has been verified under different conditions, demonstrating satisfactory accuracy in calculations. The findings are crucial for understanding the phenomenon of anomalous glow discharge and its response to azimuthal magnetic fields, with potential practical applications in high-tech industries.

***Keyword list (no more than 20)*** argon plasma, low-pressure discharge, cylindrical electrode system, three-dimensional models, physical-topological modeling, computer simulation, COMSOL Multiphysics

*Signature of the supervisor* \_\_\_\_\_

