

**КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ**

**ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА**

**ФАКУЛЬТЕТ РАДІОФІЗИКИ, ЕЛЕКТРОНІКИ ТА КОМП'ЮТЕРНИХ СИСТЕМ**

**кафедра фізичної електроніки**

До захисту допущено:

«На правах рукопису»

Завідувач кафедри \_\_\_\_\_ Анатолій ВЕКЛИЧ

«\_20\_» червня 2023 р.

**БАКАЛАВРСЬКА РОБОТА**

на тему:

**«МОДЕЛЮВАННЯ МАГНЕТРОННОГО РОЗРЯДУ З ПИЛОВИМИ  
ЧАСТИНКАМИ»**

**Виконав:**

студент 4-го курсу

денної форми навчання

спеціальності 105 – Прикладна фізика та наноматеріали

ОП «Прикладна фізика, наноелектроніка та комп'ютерні технології»

Сіроткін Даніїл Олександрович \_\_\_\_\_

**Науковий керівник:**

д к.ф.-м.н., доц. Кравченко Олександр Юрійович \_\_\_\_\_

**Рецензент:**

кан.ф.-м.н., доц. Веремій Юлія Петрівна \_\_\_\_\_

Засвідчую, що у цій бакалаврській роботі  
немає запозичень з праць інших авторів без  
відповідних посилань

Студент \_\_\_\_\_

Робота допущена до захисту в ЕК рішенням кафедри фізичної електроніки  
від «16» червня 2023 р., протокол № 33.

Завідувач кафедри фізичної електроніки,

доктор фіз.-мат. наук, професор

Веклич Анатолій Миколайович \_\_\_\_\_

## РЕФЕРАТ

В даній роботі розроблена одновимірна гібридна модель магнетронного розряду з пиловими частинками, яка включає в себе гідродинамічні рівняння для моделювання повільних електронів та іонів за участю пилових частинок, метод Монте-Карло для моделювання процесів іонізації швидкими електронами, а також рівняння для визначення заряду пилових частинок. На основі цієї моделі було модифіковано програмний код для розрахунку параметрів плазми при наявності пилових частинок.

Результати моделювання показали, що пилова компонента впливає на параметри магнетронного розряду. Зокрема, при наявності пилових частинок в розряді зменшується скачок потенціалу в прикатодному шарі, зменшуються концентрації іонів та електронів в між-електродному проміжку. Швидкість іонізації плазми практично не залежить від наявності пилової компоненти.

## ЗМІСТ

<b>РЕФЕРАТ.....</b>	<b>2</b>
<b>ВСТУП.....</b>	<b>4</b>
<b>ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ.....</b>	<b>5</b>
<b>ФІЗИЧНА ТА МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛ.....</b>	<b>16</b>
<b>РЕЗУЛЬТАТИ.....</b>	<b>25</b>
<b>ВИСНОВКИ.....</b>	<b>34</b>
<b>ПЕРЕЛІК ЛІТЕРАТУРИ.....</b>	<b>35</b>

## **ВСТУП**

Плазма, як високотемпературний стан речовини, має широкий спектр застосувань у різних галузях науки та техніки. Одним із важливих аспектів дослідження плазми є вивчення її взаємодії з твердими частинками, зокрема пилом. Пилові частинки можуть бути присутніми у плазмі в різних середовищах, включаючи атмосферне повітря, космічні середовища та промислові плазмові реактори.

Один зі складних процесів плазми, який потребує ретельного вивчення, є магнетронний розряд. Магнетронний розряд є видом плазмового розряду, який використовує магнітні поля для утримання та управління плазмою. Цей тип розряду широко застосовується у промисловості для виробництва тонких плівок, покриття поверхонь та інших процесів обробки матеріалів.

В останні роки виникла значна зацікавленість у вивченні магнетронного розряду за участю пилових частинок. Відомо, що пилові частинки можуть впливати на властивості плазми, процеси транспорту частинок, нестійкості та інші аспекти розряду. Однак, дослідження цих ефектів є складними через комбінацію фізики пилової плазми та магнетронного розряду.

Метою цієї дипломної роботи є моделювання магнетронного розряду за участю пилових частинок з метою розуміння їх взаємодії та впливу на характеристики розряду.

## **ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ**

У роботі [1] було проведено одновимірне моделювання магнетронного розряду за допомогою гідродинамічного підходу. На рисунку 1 показано 1D наближення для циліндрично-симетричної 2D геометрії магнетрона. Пунктирна лінія відображає 1D область, де накладене магнітне поле, що приблизно перпендикулярне до поверхні катоду. У цій області поле може бути наближено магнітним полем  $B(z)$ , яке залежить лише від міжелектродного простору. Ми не враховуємо силу, яка виникає внаслідок осьового градієнта  $B(z)$ , оскільки дослідження [13] показали, що вона має незначний вплив на розраховані плазмові параметри. Однак у майбутніх моделях можуть бути враховані такі ефекти. Робочим газом розряду є аргон. Тиск встановлювали як  $P_N = 0.25P_a$ . Ширина розряду  $d$  становила  $d = 0.1$ мм. У даній роботі розглядаються дві рідини - електронна та йонна, які взаємодіють у межах рівномірного нейтрального фону. Електронна рідина описується рівняннями неперервності, імпульсу та енергії. Ці рівняння враховують зміни в концентрації, швидкості та енергії електронів залежно від часу та просторових координат.

Що стосується йонної рідини, то вона описується лише рівняннями неперервності та імпульсу. Це означає, що розглядається лише зміна концентрації йонів та їх швидкості відповідно до часу та просторових координат.

Припускається, що йонна рідина знаходиться в тепловій рівновазі з нейтральним фоном. Це означає, що йонна рідина має сталу температуру, не змінюється з часом та не враховується в рівнянні енергії. Це спрощення дозволяє спростити модель та обчислення, але може бути неадекватним для деяких ситуацій, де важливо враховувати вплив йонної енергії на плазмові параметри.

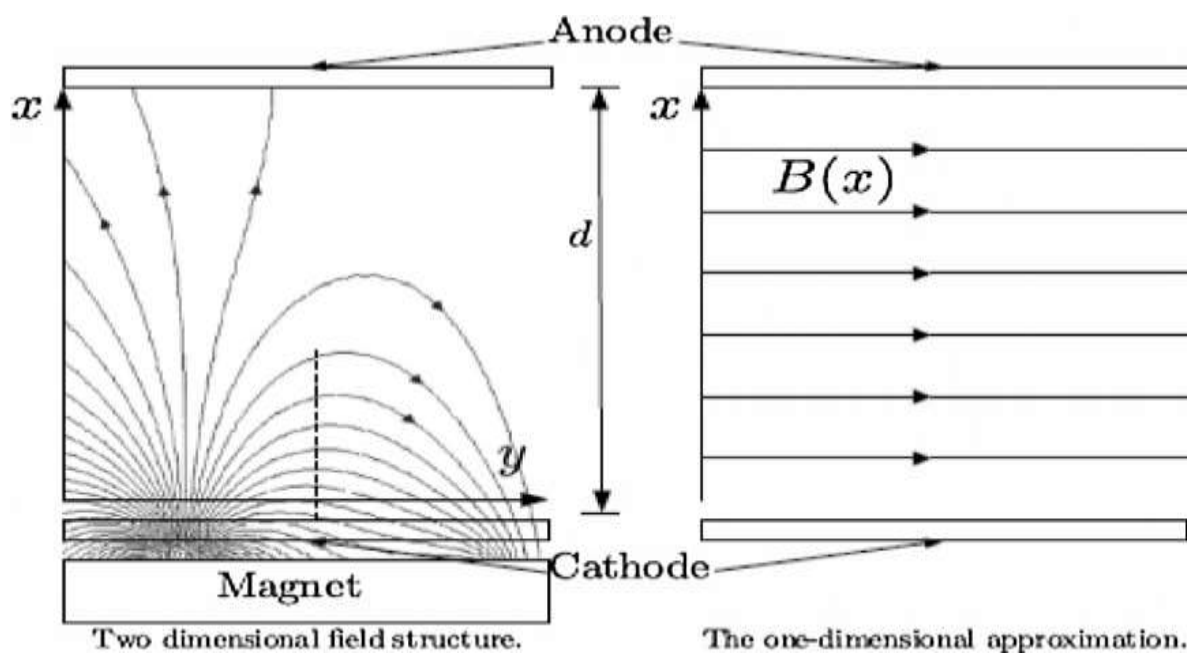


Рис.1. Магнетрон та геометрія силових ліній магнітного поля плюс його апроксимація [1].

Розв'язки гідродинамічних рівнянь знаходяться при умові постійної прикладеної напруги  $U = 156 \text{ В}$ .

Рівняння неперервності для електронів і йонів записувались у вигляді:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_e}{\partial x} = n_e v_{iz} \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial (n_i V)}{\partial x} = n_e v_{iz} \quad (2)$$

Електронний потік та рівняння для руху йонів мали вигляд:

$$\Gamma_e = \mu \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) n_e - \mu T_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (3)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} - V \frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{e}{m} \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{e T_N}{m_i n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} - v_i V \quad (4)$$

Енергія електронів:

$$\frac{\partial n_T}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_T}{\partial x} = S_T \quad (5)$$

Енергетичний потік електронів:

$$\Gamma_T = \alpha e T_e \Gamma_e - \frac{5}{2} \mu n_e e T_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \quad (6)$$

Рівняння Пуасона:

$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_e - n_i) \quad (7)$$

де  $n_T = 3/2 n_e e T_e$ ,

$n_e$  і  $n_i$  - електронна та йонна густини,

$T_e$  - температура електронів,

$V$  - швидкість йонів,

$\Phi$  - електричний потенціал,

$\mu$  - мобільність електронів,

$e T_e$  - загальна енергія електрона,

$S_T$  - величина втрати енергії електронів,

$\nu_{iz}$  - частота іонізації,

$\nu_i$  - загальна йонна частота зіткнень.

Граничні умови для електронів:

$$\Gamma_{e,BC} = \alpha \mu \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) n_e - \alpha \mu T_e \frac{\partial n_e}{\partial x} + \frac{1}{4} n_e b \bar{v} - \gamma \Gamma_i \quad (8)$$

де  $\alpha = \begin{cases} 0, \beta \Gamma_e \leq 0 \\ 1, \beta \Gamma_e > 0 \end{cases}$ ,

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8eT}{\pi m}},$$

$\beta$  - одиничний вектор, який показує напрям руху електронів.

Граничні умови для йонів:

$$b v^{\tau+1} = v^{\tau} + \beta \bar{v}_i - \delta t \left( V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{e}{m_i} \frac{d\Phi}{dx} + \frac{e T_N}{m_i n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} + \nu_i V \right) \quad (9)$$

$$\text{де } b = \begin{cases} 0, & \beta v^{\tau+1} \leq 0 \\ 1, & \beta v^{\tau+1} > 0 \end{cases}$$

$$\bar{v}_i = \sqrt{\frac{8eT_N}{\pi m_i}}$$

$\beta$  – одиничний вектор, який показує напрям руху йонів.

Результати моделювання:

На рисунку 2 і 3 показані електронна та йонна густини, а також профіль потенціалу в магнетронному розряді при прикладеній напрузі 156 В та тиску аргону 0,25 Па. Експериментальні значення були виміряні за допомогою Ленгмюрівського зонда і відображені на графіках, щоб порівняти їх з отриманими значеннями моделювання.

На рисунку 2 видно, що прикатодний шар розташовується на відстані 4 мм від катоду, а потенціал в цій області становить приблизно 1400 В. Це означає, що в цій області електрони та іони мають високу концентрацію, що вказує на наявність інтенсивного зарядового обміну та збільшену рухливість заряджених частинок.

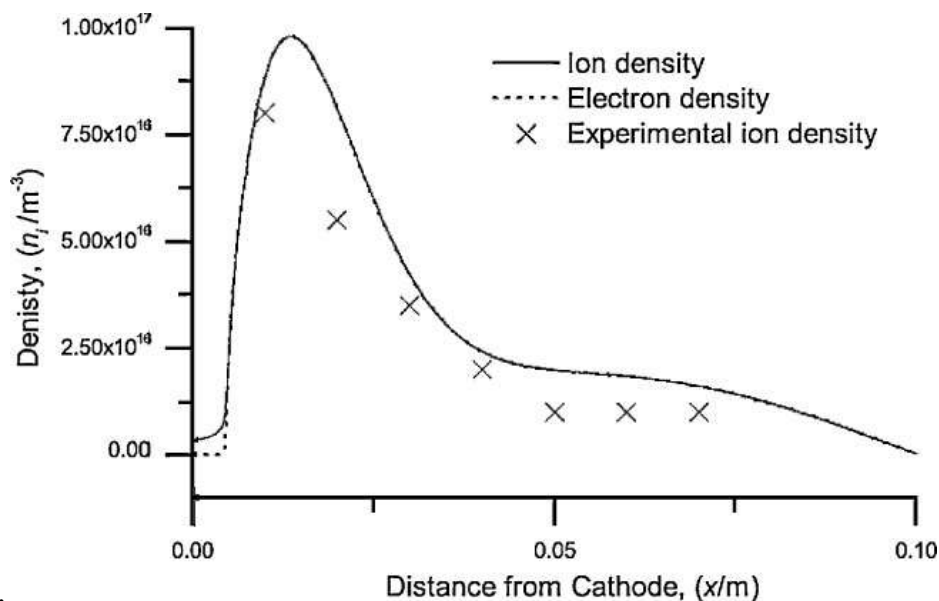


Рисунок 2 демонструє залежність електронної та йонної густини від відстані від катоду в магнетронному розряді. Згідно з вами, результати моделювання добре узгоджуються з експериментальними даними. Це свідчить про те, що використана модель гідродинамічного підходу добре описує динаміку розподілу заряджених частинок у розряді.

Таке співпадання між моделлю та експериментом підтверджує відповідність теоретичних результатів з фізичною реальністю та точність моделювання процесів, що відбуваються в магнетронному розряді. Це важливий результат, оскільки таке узгодження дає додаткову впевненість у використанні моделі для подальшого дослідження та розуміння фізичних процесів, що відбуваються в магнетронах.

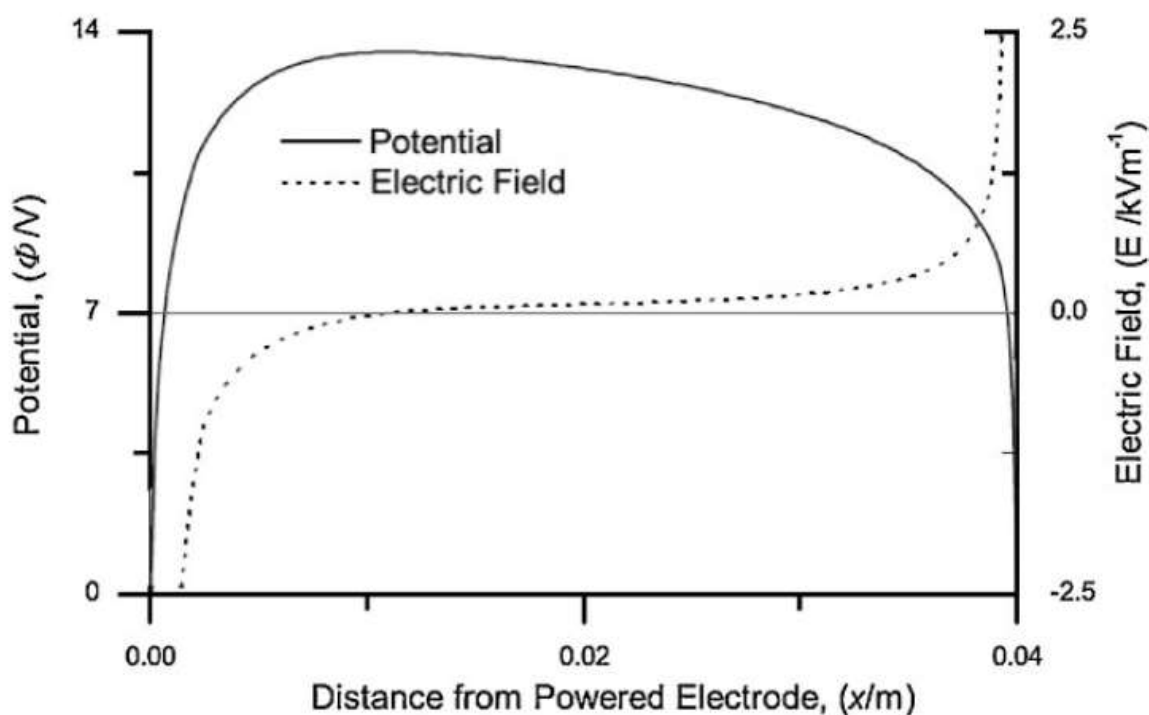


Рис.3. Залежність електричного потенціалу від відстані від катоду [1].

В роботі [2] була розроблена гібридна модель для моделювання магнетронного розряду. Гібридна модель використовується для розділення частинок плазми на

дві групи: високоенергетичну групу частинок, які мають значну енергію, та низькоенергетичну групу частинок.

У цій моделі високоенергетичні частинки моделюються за допомогою кінетичних рівнянь, які описують їх рух та взаємодію з електромагнітним полем та іншими частинками. Вони можуть мати різну енергію та швидкість, і їх поведінка моделюється детально.

Низькоенергетичні частинки, з істотно меншою енергією, моделюються за допомогою гідродинамічних рівнянь. Ці рівняння описують розподіл густини, швидкості та температури цих частинок у просторі. Вони розглядаються як некогерентний фон, який взаємодіє з високоенергетичними частинками та електромагнітним полем.

Така гібридна модель дозволяє враховувати як деталізовану поведінку високоенергетичних частинок, так і загальні характеристики низькоенергетичного фону. Вона дозволяє отримати більш повне та точне уявлення про процеси, що відбуваються в магнетронному розряді.

У роботі [2] швидкі електрони розглядаються як окремі частинки, оскільки вони перебувають у сильно нерівноважному стані. Їх функція розподілу не відома, тому не можна використовувати гідродинамічну модель, яка базується на розподілі електронів за розподілом Максвелла. В зв'язку з цим, для моделювання швидких електронів їх слід описувати окремо.

Траєкторії швидких електронів відстежуються від моменту їх утворення до зникнення, яке може статися при переході до низькоенергетичної групи електронів або поглинанні на електродах. У моделі вирішуються рівняння руху Ньютона для кожного електрона на кожному етапі з урахуванням сили Лоренца. Це дозволяє враховувати взаємодію швидких електронів з електромагнітним полем та іншими частинками у розряді.

У даній моделі аргон виступає як фоновий газ. Крім того, встановлюється енергетична межа в 8 eV, яка визначає приналежність електронів до високоенергетичної групи частинок. Таким чином, швидкі електрони, що мають енергію вище цієї межі, розглядаються окремо в рамках моделі.

Розглянемо силу Лоренца.

$$F = F_{elec.} + F_{magn} = qE + q(v \times B) \quad (10)$$

де  $q$  - заряд електрона,  $E$  і  $B$  - напруженості електричного та магнітного полів,  $v$  - швидкість електрона. Інформація про електричне поле береться з гідродинамічного коду, а магнітне поле з [14]. Рівняння руху вирішується чисельно за допомогою схеми [15]:

$$m \frac{v_{new} - v_{old}}{\Delta t} = F_{old} \quad \frac{x_{new} - x_{old}}{\Delta t} = v_{new} \quad (11)$$

яка має другий порядком точності і центрується за часом. Це надає коду стабільність при більших значеннях кроку  $\Delta t$ . Зіткнення між електронами та нейтралами аналізуються методом Монте-Карло [16]. Імовірність та тип зіткнення визначаються в середині кожного кроку (для збереження центрування за часом), використовуючи випадкове число [17], яке порівнюється з нормованою ймовірністю  $P_k$   $k$ -ї події.

$$P_k(\epsilon) = N_{Ar} \sigma_k(\epsilon) \sqrt{\frac{2\epsilon}{m_{e-}}} \Delta t \quad (12)$$

Тут  $N_{Ar}$  - щільність атомів Ar,  $\sigma_k$  - перетин для  $k$ -ї події,  $m_{e-}$  - маса електрона і  $\epsilon$  - його енергія. У разі зіткнення, нова швидкість обчислюється за допомогою випадкових чисел [18]. Кут відхилення у всіх типах розсіювання дорівнює [19]:

$$\theta = \arccos\left(1 - 2 \frac{R}{1 + 8\epsilon(1-R)}\right) \quad (13)$$

де  $R$  - рівномірно розподілене випадкове число в інтервалі  $[0,1]$ ,  $\epsilon = E_e/E_0$ ,  $E_e$  - енергія падаючого електрона, а  $E_0$  - енергія Бора. Зіткнення, що враховуються: пружне розсіювання, іонізація та збудження з основного стану. Простежуються

також електрони, створені під час іонізації. Код зупиняється, коли всі електрони, ті які зпочатку вилетіли з катоду, і ті що з'явилися в результаті іонізації, перейшли в низькоенергетичну групу або зникли. Зазвичай використовують 5000 електронів. Результатами коду є швидкість іонізації, швидкість створення повільних електронів та щільність швидких електронів. Вони є вхідними значеннями в рівняннях масового балансу для іонів і повільних електронів і в рівнянні Пуассона відповідно.

У гідродинамічній моделі повільні електрони та йони описуються за допомогою рівнянь гідродинаміки. При цьому важливим припущенням є те, що йонний радіус Лармора (радіус кривини траєкторії руху йона під дією магнітного поля) вважається набагато більшим, ніж характерні розміри системи. Це припущення є обмеженням, але в більшості розпилювальних систем напруженість магнітного поля не перевищує 300 Гс (гауссів), тому йони не відчувають значного впливу магнітного поля.

В рамках дрейфо-дифузійного наближення рівняння для потоків йонної та електронної рідин мають вигляд, який враховує дифузійні і дрейфові процеси:

- Рівняння неперервності для йонної рідини, що враховує дифузію іонів.
- Рівняння імпульсу для йонної рідини, що враховує дрейфовий рух іонів під дією електричного поля.
- Рівняння неперервності для електронної рідини, що також враховує дифузію електронів.
- Рівняння імпульсу для електронної рідини, що враховує дрейфовий рух електронів під дією електричного поля.

Ці рівняння дозволяють описати рух та розподіл повільних електронів та іонів у системі з урахуванням дифузійних і дрейфових процесів.

Рівняння для потоків йонної та електронної рідин має вигляд:

$$\Gamma_r^{Ar+} = (\mu^{Ar+} n^{Ar+} E_r - D^{Ar+} \frac{\partial n^{Ar+}}{\partial r}); \quad \Gamma_z^{Ar+} = (\mu^{Ar+} n^{Ar+} E_z - D^{Ar+} \frac{\partial n^{Ar+}}{\partial z}) \quad (14)$$

де  $\mu$  і  $D$  - коефіцієнти рухливості та дифузії, а  $n$  - густина йонів. Електрони з малим циклотронним радіусом сильно обмежені у своєму русі магнітним полем. Насправді вони потрапляють у пастку вздовж ліній магнітного поля і можуть рухатися в поперечному напрямку лише під впливом зіткнень.

Так, в розглядуваній гібридній моделі магнетронного розряду, повільні електрони з малим циклотронним радіусом можуть бути сильно обмежені у своєму русі магнітним полем. У зовнішньому магнітному полі, електрони можуть рухатися по кривих траєкторіях, а їх циклотронний радіус визначається силою Лоренца, що діє на них.

Оскільки електрони можуть потрапляти у пастку вздовж ліній магнітного поля, їх рух в поперечному напрямку буде обмеженим. Вони можуть рухатися в поперечному напрямку лише під впливом зіткнень з іншими частинками плазми, наприклад, з йонами або зі стінками розрядної камери. Ці зіткнення забезпечують дифузійний рух електронів у поперечному напрямку.

Отже, розрахунки та моделювання враховують ці обмеження та вплив магнітного поля на рух повільних електронів у магнетронному розряді, що дозволяє отримати більш точне уявлення про їх поведінку та взаємодію з іншими частинками плазми.

Їх потік задається:

$$\Gamma_r^{e-} = -\frac{\mu_{B=0}^{e-}}{1+\frac{w^2}{v^2}} n^{e-} E_r - \frac{D_{B=0}^{e-}}{1+\frac{w^2}{v^2}} \frac{\partial n^{e-}}{\partial r}; \quad \Gamma_z^{e-} = -\frac{\mu_{B=0}^{e-}}{1+\frac{w^2}{v^2}} n^{e-} E_z - \frac{D_{B=0}^{e-}}{1+\frac{w^2}{v^2}} \frac{\partial n^{e-}}{\partial r} \quad (15)$$

Для обох видів виконується рівняння неперервності:

$$\frac{\partial n^{e-,Ar+}}{\partial t} + \text{div} \Gamma^{e-,Ar+} = R^{e-,Ar+} \quad (16)$$

де  $R$  - швидкість утворення електронів або йонів. Електричне поле отримується з рівняння Пуассона:

$$\Delta V = -\frac{q}{\epsilon_0} (n^{Ar+} - n_{fast}^{e-} - n_{slow}^{e-}) \quad (17)$$

де  $V$  - електричний потенціал, а  $\epsilon_0$  - електрична проникність вакууму.  $n_{fast}^{e-}$  і  $R$  приймаються як вхідні дані з коду Монте-Карло. Ці рівняння утворюють замкнуту систему для невідомих:  $n^{e-}$ ,  $n^{Ar+}$  і  $V$ . Коли  $V$  відомий,  $E$  обчислюється з:  $E = -gradV$ .

Числова процедура:

Розпочинаючи з коду Монте-Карло, перший крок полягає в виборі початкового значення для енергії ( $E$ ). Це може бути значення з попереднього прогону з аналогічними умовами або будь-яке довільне припущення. Чим ближче вибране значення до реального, тим швидше відбувається процес збіжності. Зазвичай крок для коду Монте-Карло береться приблизно  $10^{-12}$  секунди.

Після цього, коли відомі розподіли густини швидких електронів та швидкості створення повільних електронів та йонів, запускається гідродинамічний код для отримання густини розподілу повільних електронів та йонів, профілю електричного поля та потоку йонів на катод. Результати цього гідродинамічного коду повертаються назад до коду Монте-Карло.

Після отримання цих результатів, процедура повторюється, виконуючи код Монте-Карло знову з оновленими значеннями густини, електричного поля та потоку йонів. Цей цикл повторюється до досягнення стійкого стану, коли значення збіжні.

Цей ітераційний процес між кодом Монте-Карло та гідродинамічним кодом дозволяє отримати більш точні результати та збіжність моделі до стійкого стану магнетронного розряду.

Результати:

Обчислювальні умови: напруга на катоді  $-330\text{ В}$ ,  $B_{max} = 160\text{ Г}$ , анод заземлений, фоновий тиск газу -  $5\text{ мТорр}$ , а температура -  $300\text{ К}$ . Обчислювальна область - циліндр з розмірами  $r = 7,5\text{ см}$  і  $z = 5\text{ см}$ . Відстань між електродами дорівнює  $z$ , а початок осі  $z$  знаходиться на катоді.

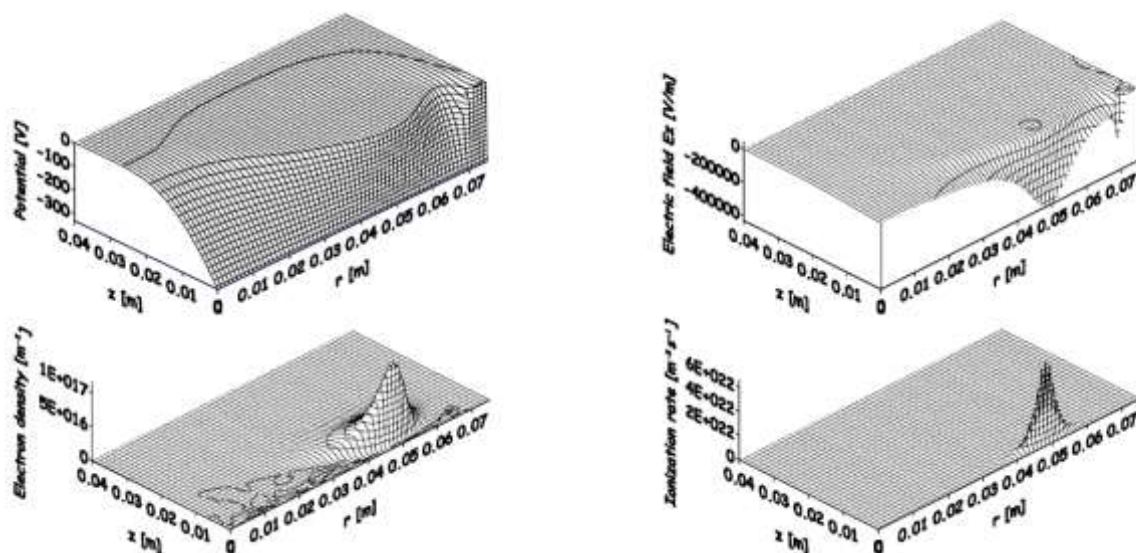


Рис.4. Потенціал(зліва зверху), аксіальне електричне поле  $E_z$  (зправа зверху), густина електронів (знизу зліва), величина іонізації (знизу зправа).

Отримані результати, які гарно співпадають з вимірними значеннями з посилання [14], є обнадійливими. Також, зауважено, що при сильних значеннях магнітного поля (В), потенціал швидко стає дуже негативним, і при  $V > 400\text{ В}$  навіть більш негативним, ніж потенціал на катоді. Це пояснюється обмеженням класичної дифузії в поперековому напрямку магнітних силових ліній. Зазначено, що використання дифузії Бома може привести до кращих результатів.

Додаткове покращення результатів можливе, якщо транспортний коефіцієнт не береться з класичної теорії, а підбирається шляхом аналізу експериментальних даних. Це може врахувати додаткові ефекти або відхилення від класичної моделі і дозволити отримати більш точні результати, які краще узгоджуються з експериментальними даними.

Такі підходи до покращення моделі можуть включати в себе додаткові експериментальні дослідження, дослідження транспортних коефіцієнтів, аналіз інших теоретичних моделей або використання чисельних методів для уточнення параметрів. Це дозволить отримати більш точну модель магнетронного розряду та краще зрозуміти його властивості і поведінку.

## ФІЗИЧНА ТА МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛІ

В даній роботі була побудована гідродинамічна модель магнетронного розряду зі схрещеними полями. Для її опису було взято припущення з роботи [1] про перпендикулярність і однорідність магнітних силових ліній (рис.1.)

Оскільки темою даної роботи є створення «гібридної моделі магнетронного розряду за участю пилових частинок», то її можна розділити на 2 частини, а саме гідродинамічну та кінетичну.

### Зарядка пилових частинок

Ми розглядаємо випадок ізольованої сферичної пилової частинки радіусом  $a$  в плазмі, де довжина дебаєвського радіусу  $\lambda_D$ , причому  $a \ll \lambda_D$ . Якщо присутні багато пилових частинок, вони все ще можуть вважатися ізольованими, якщо між ними відстань  $d \gg \lambda_D$ . Оскільки пилова частинка електрично плаваюча, вона не споживає чистий струм з плазми. Заряд  $Q$  пилової частинки тоді повинен задовольняти рівняння

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt} (C\phi_s) = \sum_j I_j = 0 \quad (18)$$

де  $C$  - ємність пилової частинки, яка для сферичних компонент визначається наступним виразом:

$$C = 4\pi\epsilon_0 a,$$

Та  $\phi_s \equiv V_s - V_p$

Потенціал поверхні,  $V_s$ , відносно потенціалу навколишньої плазми,  $V_p$ , і  $I_j$  - це різні струми, зібрані через електрони і іони, вторинну емісію електронів та фотоелектричну емісію. Струми залежать як від властивостей пилових частинок, так і від умов навколишньої плазми. Наприклад, струми електронів і іонів до пилу, які є найважливішими в типових умовах лабораторної пилової плазми, залежать від розміру пилінки, розподілів швидкостей плазмових частинок і потенціалу зерна відносно плазми,  $\phi_s$ . У умовах, де можна нехтувати струмом, що виникає внаслідок фотоелектронної емісії та вторинної емісії, заряд пилової частинки зумовлений збором електронів і іонів. Оскільки електрони зазвичай рухаються значно швидше, ніж позитивні іони, спочатку електрони збираються, і пилова частинка набуває від'ємного потенціалу відносно плазми, щоб відштовхувати подальший збір електронів та підсилювати збір позитивних іонів, доки не досягнута рівновага з чистим струмом,  $I_e + I_i = 0$ , де  $I_e$  і  $I_i$  - це струми електронів і іонів відповідно. Для  $\phi_s < 0$ , ці струми задаються нижче

$$I_e = -\frac{en_e}{4} \left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left( \frac{e\phi_s}{kT_e} \right) 4\pi a^2, \quad (19)$$

$$I_i = \frac{en_i}{4} \left( \frac{8kT_i}{\pi m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left( 1 - \frac{e\phi_s}{kT_i} \right) 4\pi a^2,$$

де  $n_e$  та  $n_i$  - густини електронів та іонів,  $T_e$  та  $T_i$  - температури електронів та іонів, а  $m_e$  та  $m_i$  - маси електронів та іонів відповідно. Іонний струм береться з моделі обмеження орбітального руху. Відносний потенціал поверхні пилу,  $\phi_s$ , визначається числовим розв'язком трансцендентного рівняння. Припускаючи квазінейтральність,  $n_e = n_i$ , в плазмі з іонами аргона,  $Ar^+$ , при  $T_i = 0.025$  еВ та електронах з  $T_e = 1$  еВ, ми отримуємо  $\phi_s = -2.74$  В. Для заданого радіуса пилової частинки  $a$ , заряд обчислюється з формули  $Q = 4\pi\epsilon_0 a \phi_s$ .

Якщо електрони та іони, які падають на пилові частинки, мають дуже високу енергію, вони можуть спричинити вивільнення вторинних електронів. У

цих випадках до обчислення потенціалу поверхні пилу потрібно включити додатковий струм, який виникає внаслідок вторинних електронів. Зазвичай вторинна емісія не є значною, якщо енергія падаючих електронів становить кілька десятків еВ. Вторинна емісія, викликана іонами, стає значною лише при енергіях іонів понад 1 кеВ, коли вони падають на пил.

### Гідродинамічна частина:

Таким чином ми працюємо в 1d наближенні. Для його опису було взято рівняння неперервності для електронів і йонів, але без врахування іонізації, тоді права частина дорівнює нулеві:

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_e}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_i}{\partial x} &= 0\end{aligned}\quad (20)$$

Зроблено припущення, що замагніченими є тільки електрони, оскільки радіус Лармора для йонів має розміри порядку розмірів камери, тоді потоки електронної та йонної рідини можна записати у вигляді:

$$\Gamma_e = -\frac{\mu_{B=0}^{e-}}{1+\frac{w_c^2}{v^2}} n^{e-} E - \frac{D_{B=0}^{e-}}{1+\frac{w_c^2}{v^2}} \frac{\partial n^{e-}}{\partial x}; \quad (21)$$

$$\Gamma_i = \mu^{Ar+} n^{Ar+} E - D^{Ar+} \frac{\partial n^{Ar+}}{\partial x}. \quad (22)$$

$$\mu_{B=0} = \frac{q}{m_e v_e} \quad \mu_e = \frac{\mu_{B=0}}{1+\frac{w_c^2}{v_e^2}} \quad \mu_i = \frac{q}{m_i v_i} \quad v_e =$$

$$\sigma_e V_{Te} n_a \quad v_i = \sigma_i V_{Ti} n_a \quad w_c = \frac{eB}{m_e} \quad V_{Te} = \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}}$$

$$V_{Ti} = \sqrt{\frac{kT_i}{m_i}}$$

$$D_{B=0}^{e-} = \frac{\mu_{B=0} k T_e}{q} \quad D_e = \frac{D_{B=0}^{e-}}{1 + \frac{w_c^2}{v^2}} \quad D_i = \frac{\mu_i k T_i}{q} \quad (23)$$

$\mu$  – рухливість;  $v_e, v_i$  – частоти зіткнень;  $V_{Te}, V_{Ti}$  – теплові швидкості;  $w_c$  – циклотронна частота;  $D_e, D_i$  – коефіцієнти дифузії.

Рівняння Пуассона:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i) \quad (24)$$

$\varphi$  – потенціал,  $\epsilon_0$  – діелектрична стала вакууму.

В кожній точці між катодом та анодом, код рахує потоки частинок, концентрації електронів та йонів, а також потенціал.

На Рис.5 показано в яких точках необхідно рахувати ці величини:

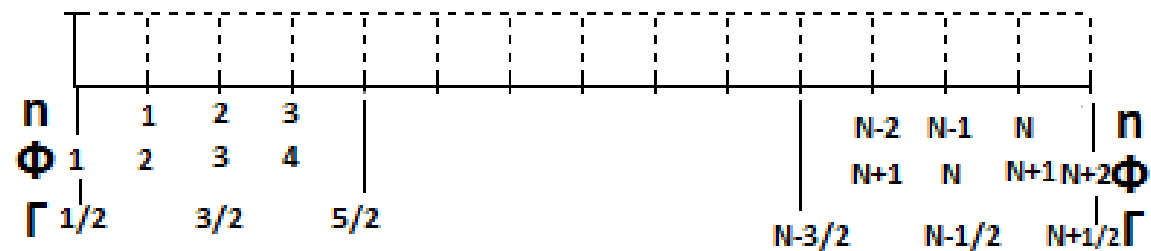


Рис.5. Точки, в яких необхідно рахувати концентрації частинок, потенціалів та потоків на координатній сітці.

Для того, щоб розв'язати вище перераховані рівняння, потрібно апроксимувати їх за допомогою різницевої схеми, тобто взяти певний крок  $\Delta x$  та  $\Delta t$ . Тоді їх можна записати наступним чином:

$$\frac{n_j^{k+1} - n_j^k}{\Delta t} + \frac{\Gamma_{j+1/2}^k - \Gamma_{j-1/2}^k}{\Delta x} = 0 \quad (25)$$

Для електронів:

$$\Gamma_{e(j+\frac{1}{2})}^k = \mu_e \frac{n_{e(j+1)}^k + n_{e(j)}^k}{2} \cdot \frac{\varphi_{j+2}^k - \varphi_{j+1}^k}{\Delta x} - D_e \frac{n_{e(j+1)}^{k+1} - n_{e(j)}^{k+1}}{\Delta x}$$

$$\Gamma_{e(j-\frac{1}{2})}^k = \mu_e \frac{n_{e(j)}^k + n_{e(j-1)}^k}{2} \cdot \frac{\varphi_{j+1}^k - \varphi_j^k}{\Delta x} - D_e \frac{n_{e(j)}^{k+1} - n_{e(j-1)}^{k+1}}{\Delta x} \quad (26)$$

Для йонів:

$$\begin{aligned} \Gamma_{i(j+\frac{1}{2})}^k &= -\mu_i \frac{n_{i(j+1)}^k + n_{i(j)}^k}{2} \cdot \frac{\varphi_{j+2}^k - \varphi_{j+1}^k}{\Delta x} - D_i \frac{n_{i(j+1)}^{k+1} - n_{i(j)}^{k+1}}{\Delta x} \\ \Gamma_{i(j-\frac{1}{2})}^k &= -\mu_i \frac{n_{i(j)}^k + n_{i(j-1)}^k}{2} \cdot \frac{\varphi_{j+1}^k - \varphi_j^k}{\Delta x} - D_i \frac{n_{i(j)}^{k+1} - n_{i(j-1)}^{k+1}}{\Delta x} \end{aligned} \quad (27)$$

Підставляємо вирази (27) (26) в (25) і отримуємо системи рівнянь для концентрації електронів та йонів:

$$\begin{aligned} -\frac{D_e}{\Delta x^2} n_{e(j-1)}^{k+1} + \left(\frac{1}{\Delta t} + \frac{2D_e}{\Delta x^2}\right) n_{e(j)}^{k+1} - \frac{D_e}{\Delta x^2} n_{e(j+1)}^{k+1} &= \frac{n_{e(j)}^k}{\Delta t} + \frac{\mu_e}{2\Delta x^2} [(n_{e(j)}^k + n_{e(j-1)}^k) \times \\ &\times (\varphi_{j+1}^k - \varphi_j^k) - (n_{e(j+1)}^k + n_{e(j)}^k)(\varphi_{j+2}^k - \varphi_{j+1}^k)] \end{aligned}$$

Та йонів:

$$\begin{aligned} -\frac{D_i}{\Delta x^2} n_{i(j-1)}^{k+1} + \left(\frac{1}{\Delta t} + \frac{2D_i}{\Delta x^2}\right) n_{i(j)}^{k+1} - \frac{D_i}{\Delta x^2} n_{i(j+1)}^{k+1} &= \frac{n_{i(j)}^k}{\Delta t} - \frac{\mu_i}{2\Delta x^2} [(n_{i(j)}^k + n_{i(j-1)}^k) \times \\ &\times (\varphi_{j+1}^k - \varphi_j^k) - (n_{i(j+1)}^k + n_{i(j)}^k)(\varphi_{j+2}^k - \varphi_{j+1}^k)] \end{aligned}$$

Позначимо:

$$\begin{aligned} ae &= -\frac{D_e}{\Delta x^2}, \quad be = -\frac{D_e}{\Delta x^2}, \quad ce = \frac{1}{\Delta t} + \frac{2D_e}{\Delta x^2} \\ ai &= -\frac{D_i}{\Delta x^2}, \quad bi = -\frac{D_i}{\Delta x^2}, \quad ci = \frac{1}{\Delta t} + \frac{2D_i}{\Delta x^2} \end{aligned} \quad (28)$$

$$de(j) = \frac{n_{e(j)}^k}{\Delta t} + \frac{\mu_e}{2\Delta x^2} [(n_{e(j)}^k + n_{e(j-1)}^k)(\varphi_{j+1}^k - \varphi_j^k) - (n_{e(j+1)}^k + n_{e(j)}^k)(\varphi_{j+2}^k - \varphi_{j+1}^k)]$$

Для йонів: (29)

$$di(j) = \frac{n_{i(j)}^k}{\Delta t} - \frac{\mu_i}{2\Delta x^2} [(n_{i(j)}^k + n_{i(j-1)}^k)(\varphi_{j+1}^k - \varphi_j^k) - (n_{i(j+1)}^k + n_{i(j)}^k)(\varphi_{j+2}^k - \varphi_{j+1}^k)]$$

Тоді рівняння набуде вигляду:

$$a \cdot n_{j-1}^{k+1} + c \cdot n_j^{k+1} + b \cdot n_{j+1}^{k+1} = de(j) \quad (30)$$

Дане рівняння можна розв'язати використовуючи метод прогонки. Для цього потрібно знайти прогоночні коефіцієнти:

$$\alpha_{j+1} = \frac{-b}{a \cdot \alpha_j + c} \quad \beta_{j+1} = \frac{d(j) - a \cdot \beta_j}{a \cdot \alpha_j + c}$$

$$n_j = \alpha_{j+1} n_{j+1} + \beta_{j+1} \quad (31)$$

На початку густини  $n_{e0}$  та  $n_{i0}$  задаються рівномірно на всьому проміжку. Для того, щоб розв'язати ці рівняння потрібно спочатку апроксимувати та розв'язати рівняння Пуассона і задати граничні умови.

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_e - n_i) - \frac{1}{\varepsilon_0} \rho_d$$

(31)

Де,  $\rho_d = q_d * n_d$

$$\frac{\varphi_{j+1}^k - 2\varphi_j^k + \varphi_{j-1}^k}{\Delta x^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0} e (n_{i(j)}^k - n_{e(j)}^k) - \frac{1}{\varepsilon_0} \rho_d$$

$$a = \frac{1}{\Delta x^2} \quad c = \frac{2}{\Delta x^2} \quad b = \frac{1}{\Delta x^2} \quad d(j) =$$

$$-\frac{1}{\varepsilon_0} e (n_{i(j)}^k - n_{e(j)}^k)$$

$$\alpha_{j+1} = \frac{-b}{a \cdot \alpha_j + c} \quad \beta_{j+1} = \frac{d(j) - a \cdot \beta_j}{a \cdot \alpha_j + c}$$

$$\varphi_j^k = \alpha_{j+1} \varphi_{j+1}^k + \beta_{j+1}$$

Вважаємо, що потенціал на катоді  $\varphi_1^k = -500\text{В}$ , а анод заземлений, тобто  $\varphi_{N+2}^k = 0\text{В}$ . В такому випадку, ми можемо сказати, що  $\beta_2 = -500$ ,  $\alpha_2 = 0$ , і почати прогонку від  $\varphi_{N+2}^k$  до  $\varphi_1^k$ , так ми дізнаємось потенціал.

Гранична умова для електронів на катоді:

$$\Gamma_{e(\frac{3}{2})}^k = \mu_e \frac{n_{e(2)}^k + n_{e(1)}^k}{2} \cdot \frac{\varphi_3^k - \varphi_2^k}{\Delta x} - D_e \frac{n_{e(2)}^{k+1} - n_{e(1)}^{k+1}}{\Delta x}$$

Якщо  $E_{1/2} < 0$ , то потік йонів з катоду зумовлюється вторинною електронною емісією за рахунок йонів:

$$\Gamma_{e(\frac{1}{2})}^k = \gamma \mu_i n_{i(1)}^k \frac{\varphi_2^k - \varphi_1^k}{\Delta x}$$

Гранична умова для електронів на аноді:

$$\Gamma_{e(N-\frac{1}{2})}^k = \mu_e \frac{n_{e(N)}^k + n_{e(N-1)}^k}{2} \cdot \frac{\varphi_{N+1}^k - \varphi_N^k}{\Delta x} - D_e \frac{n_{e(N)}^{k+1} - n_{e(N-1)}^{k+1}}{\Delta x}$$

Гранична умова для йонів на катоді:

$$\Gamma_{i(\frac{3}{2})}^k = -\mu_i \frac{n_{i(2)}^k + n_{i(1)}^k}{2} \cdot \frac{\varphi_3^k - \varphi_2^k}{\Delta x} - D_i \frac{n_{i(2)}^{k+1} - n_{i(1)}^{k+1}}{\Delta x}$$

Гранична умова для йонів на аноді:

$$\Gamma_{i(N-\frac{1}{2})}^k = -\mu_i \frac{n_{i(N)}^k + n_{i(N-1)}^k}{2} \cdot \frac{\varphi_{N+1}^k - \varphi_N^k}{\Delta x} - D_i \frac{n_{i(N)}^{k+1} - n_{i(N-1)}^{k+1}}{\Delta x}$$

Тепер маючи граничні умови, користуючись методом прогонки, можна розв'язати рівняння для концентрацій, потім підставляючи отримані значення концентрацій в рівняння Пуассона знайдемо новий профіль потенціалу, підставимо його в рівняння для концентрацій і так доти, доки ми не дійдемо до рівноважного стану.

### **Кінетична модель для швидких електронів:**

Критерієм, що відрізняє кінетичні та гідродинамічні електрони, є енергія збудження атомів аргону, що дорівнює пороговій енергії  $\epsilon_{thr} = 11.55$  еВ. Якщо енергія електрона перевищує цей поріг, він вважається кінетичним і розглядається за кінетичним методом. У разі, якщо енергія електрона менша за

цей поріг, він виключається з кінетичного розгляду та включається до групи електронів, що розглядаються гідродинамічно.

Повна енергія електрона обчислюється за формулою:

$$\epsilon = \epsilon_{kin} + \epsilon_{pot} \quad (32)$$

Тобто, у певний момент часу до кінетичної енергії додається максимальна енергія, яку електрон може отримати від поля і перетворити у кінетичну.

Кінетична енергія електрона знаходиться за формулою:

$$\epsilon_{kin} = \frac{qm_e v^2}{2} [\text{eV}] \quad (33)$$

А потенціальна:

$$\epsilon_{pot} = -\Delta\varphi \cdot q [\text{eV}] \quad (34)$$

Як і в роботі [2], для кожного швидкого електрона на кожному етапі вирішується рівняння руху Ньютона з врахуванням сили Лоренца:

$$F = F_{elec.} + F_{magn} = qE + q(v \times B) \quad (35)$$

Інформація про електричне поле береться з гідродинамічного коду. Рівняння руху вирішується чисельно за допомогою схеми [16]:

$$m \frac{v_{new} - v_{old}}{\Delta t} = F_{old} \quad \frac{x_{new} - x_{old}}{\Delta t} = v_{new} \quad (36)$$

яка має другий порядком точності і центрується за часом. Згідно з описом, спочатку розраховується перший напівкрок електрона з використанням початкового значення вектору швидкості, а другий напівкрок виконується з новим значенням вектору швидкості, яке визначається після обчислення кінетичних рівнянь. Варто відзначити, що в даній моделі координата є одновимірною, а швидкість є двовимірною, оскільки, після апроксимації

магнітного поля, для врахування обертання електрона навколо силових ліній необхідно мати принаймні дві координати швидкості.

Механізм взаємодії між електронами та атомами нейтрального газу було взято з [20].

В ньому розраховується сума перерізів розсіювання, збудження та іонізації, помножена на деякий масштабний коефіцієнт  $mc1$  [20]:

$$\sigma = mc1 * (\sigma_{sct}(\epsilon_{kin}) + \sigma_{exc}(\epsilon_{kin}) + \sigma_{ion}(\epsilon_{kin})) \quad (37)$$

Потім береться випадкове число від 0 до 99 (*random*) та масштабується:

$$rand = mc2 * random \quad (38)$$

де  $mc2$  - масштабний коефіцієнт [20].

Далі розглядаються 3 випадки:

1.  $rand \leq \frac{\sigma_{sct}(\epsilon_{kin})}{\sigma}$

В такому випадку запускається механізм пружного розсієння електрона.

2.  $rand \leq \frac{\sigma_{sct}(\epsilon_{kin}) + \sigma_{exc}(\epsilon_{kin})}{\sigma}$  та  $\epsilon_{kin} \geq \epsilon_{exc}$

$\epsilon_{exc} = 11.55$  eВ - енергія збудження атому Аргону з основного стану.

В цьому випадку запускається механізм збудження атомів аргону.

3.  $rand \leq \frac{\sigma_{sct}(\epsilon_{kin}) + \sigma_{exc}(\epsilon_{kin}) + \sigma_{ion}(\epsilon_{kin})}{\sigma}$  та  $\epsilon_{kin} \geq \epsilon_{ion}$

$\epsilon_{ion} = 15,76$  eВ - енергія іонізації атома Аргону (перший електрон).

Запускається механізм іонізації.

## РЕЗУЛЬТАТИ

Моделювання проводилось з урахуванням того, що потенціал на катоді є фіксований і дорівнює  $\varphi_{cat} = -500 V$ , анод є заземлений.

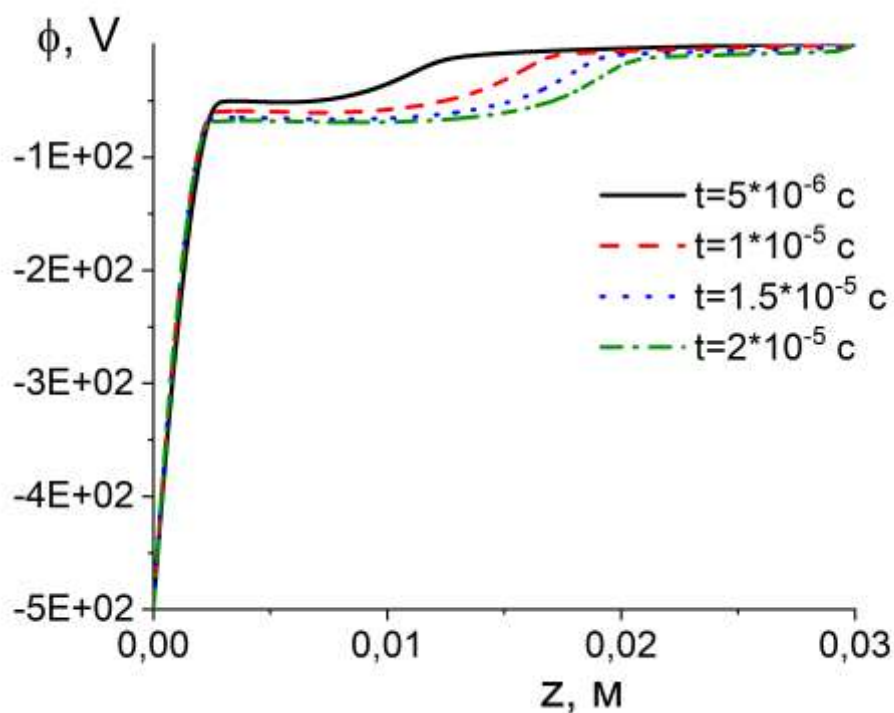


Рис. 6 . Просторові розподіли потенціалу електричного поля при  $B_0 = 0.03$  Т,  $p = 0.5$  Торр,  $n_{d0} = 3 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$  в різні моменти часу.

На рисунку 6 ми можемо спостерігати, що з часом відбувається еволюція потенціалу електричного поля, для цього рисунку характерно те, що біля катоду відбувається різкий скачок потенціалу, що говорить про наявність зарядженої області, цей стрибок зберігається в часі, але потім ми можемо спостерігати область плато, і далі в області більшій за  $0.022$  м потенціал прямує до нуля.

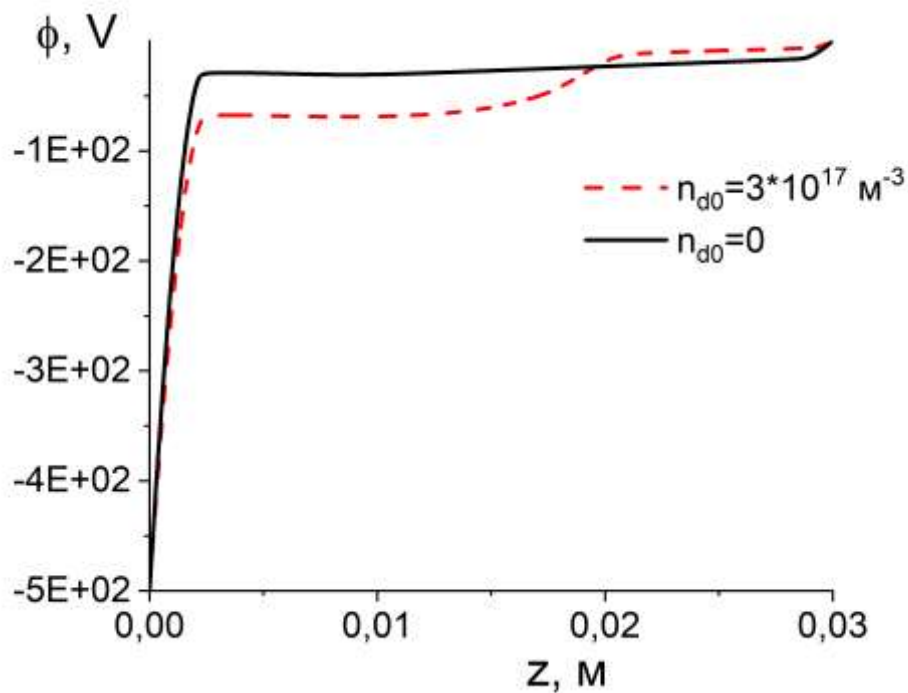


Рис.7. Просторові розподіли потенціалу електричного поля при  $B_0 = 0.03 \text{ Т}$ ,  $p = 0.5 \text{ Торр}$  в момент часу  $t = 2 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ . Штрихова крива відповідає варіанту з пиловими частинками  $n_{d0} = 3 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ , суцільна – без пилових частинок.

На рисунку 7 ми можемо побачити як впливає пилова компонента на розподіли потенціалу. Найбільший вплив, згідно графіка, вона має у прикатодному шарі і на графіку відповідно проглядається плато, чим далі від прикатодного шару заряд пилових частинок дорівнює 0. Скачок потенціалу при наявності пилової компоненти зменшується, а в прикатодному шарі вони майже співпадають, далі за плато ми можемо проглядати перехідну область яка відповідає області де закінчується пилова компонента.

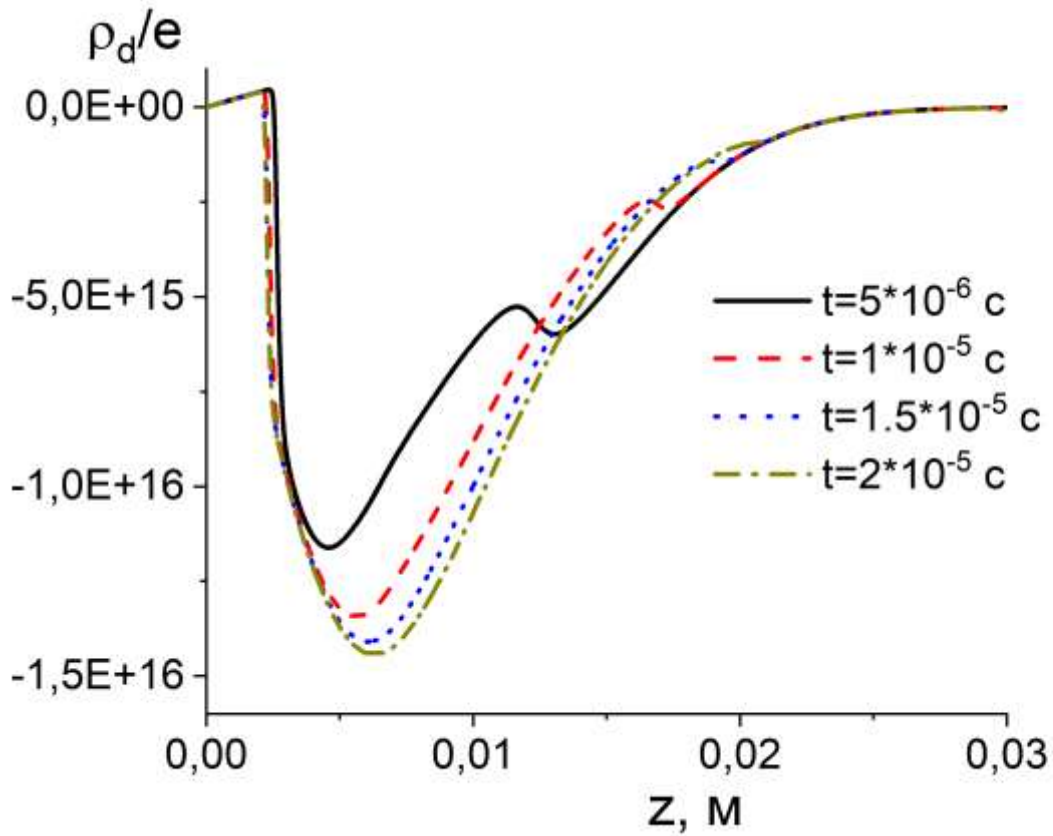


Рис. 8 . Просторові розподіли густини заряду пилових частинок при  $B_0 = 0.03$  Т,  $p = 0.5$  Торр,  $n_{d0} = 3 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$  в різні моменти часу.

В прикатодному шарі можемо спостерігати позитивно заряджені частинки, далі проглядається негативний мінімум заряду, і в області де пилові частинки відсутні заряд дорівнює нулю.

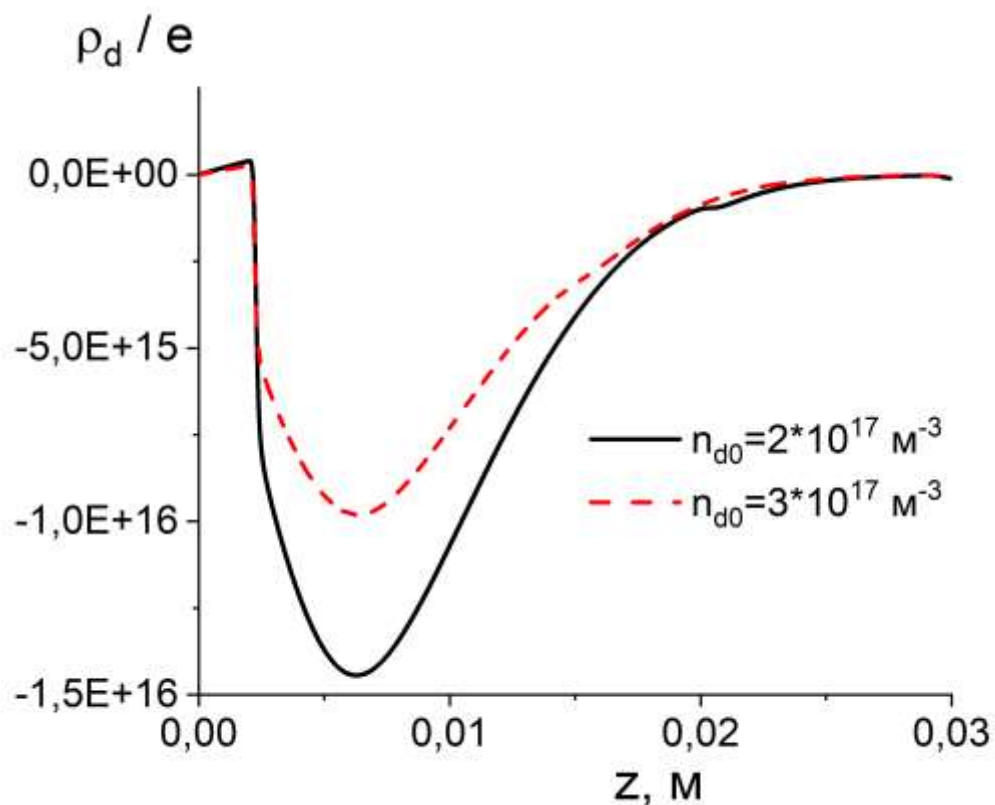


Рис.9. Просторові розподіли густини заряду пилових частинок при  $B_0 = 0.03 \text{ Т}$ ,  $p = 0.5 \text{ Торр}$ . Суцільна крива відповідає  $n_{d0} = 3 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ , а штрихова  $n_{d0} = 2 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ .

На рисунку 9. ми бачимо, що біля катоду пилові частинки мають позитивний заряд, оскільки в прикатодному шарі іони  $e$ , а електронів майже немає. Тобто густина заряду майже пропорційна концентрації пилових частинок, тільки з мінусом оскільки заряд пилинки негативний.

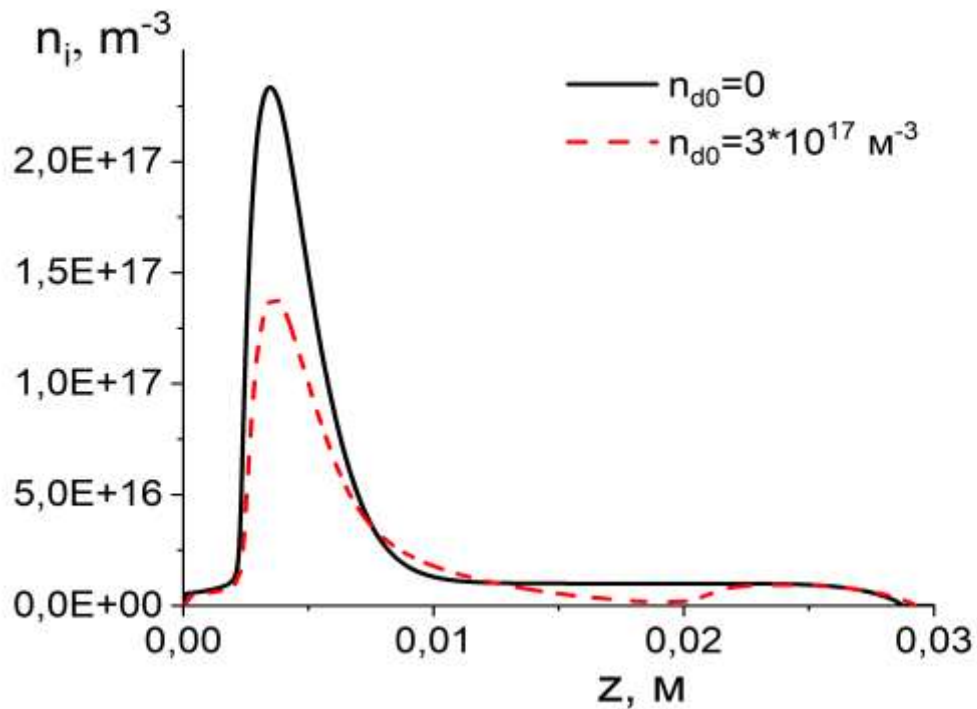


Рис. 10 . Просторові розподіли концентрації іонів при  $B_0 = 0.03 \text{ T}$ ,  $p = 0.5 \text{ Торр}$  в момент часу  $t = 2 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ . Суцільна крива відповідає варіанту без пилових частинок, штрихова -  $n_{d0} = 3 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ .

Аналізуючи рисунок 10, можна побачити, що без пилових частинок концентрація йонів значно більша, також можемо побачити на проміжку  $z$  від  $0,13\text{м}$  до  $0.02\text{м}$  концентрація іонів значно менша, за рахунок того, що відбувається осідання іонів та електронів на пилову частинку, а далі концентрація співпадає за рахунок відсутності пилових частинок.

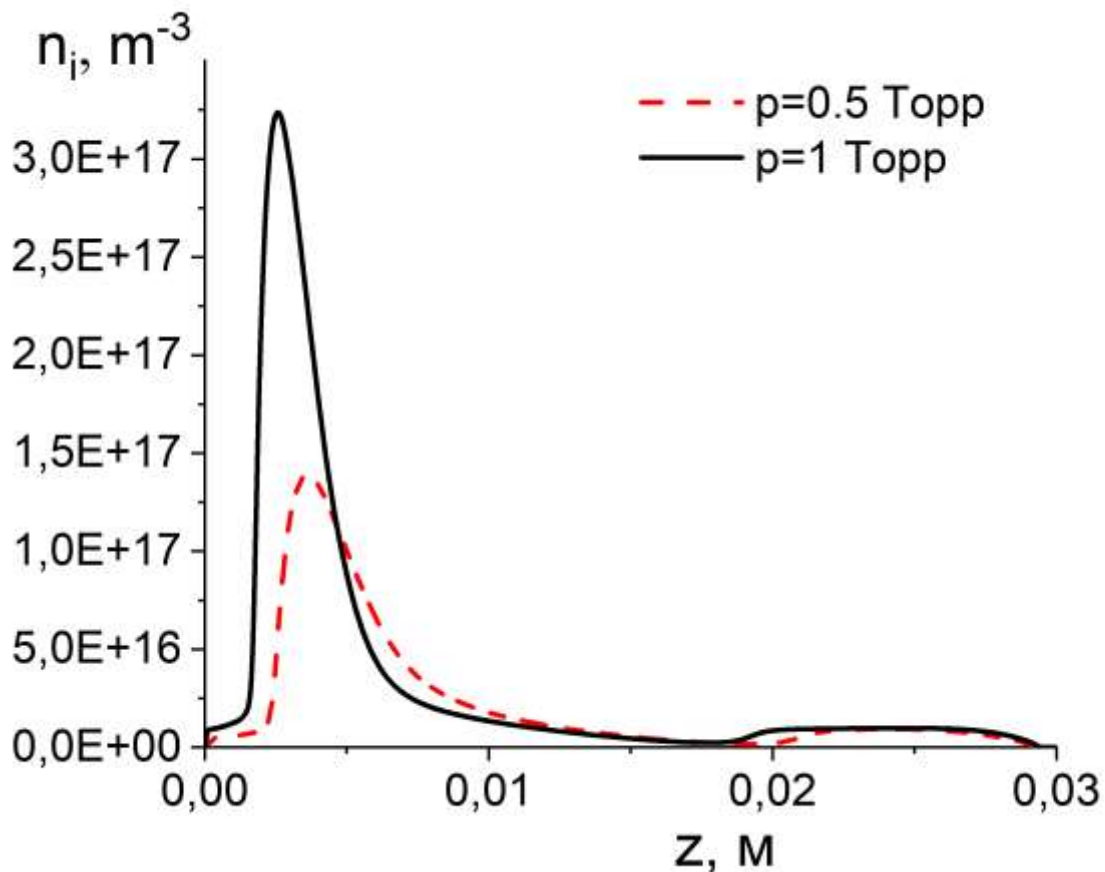


Рис.11. Просторові розподіли концентрації іонів при  $B_0 = 0.03 \text{ Т}$ ,  $p = 0.5 \text{ Торр}$ ,  $n_{a0} = 3 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$  в момент часу  $t = 2 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ . Суцільна крива відповідає тиску  $p = 1 \text{ Торр}$ , штрихова -  $p = 0.5 \text{ Торр}$ .

На рисунку 11 представлена концентрація йонів для двох режимів, тобто при двох різних тисках 0.5 Торр і 1 Торр, видно що концентрація йонів значно більша в області максимуму при більшому тиску, і відповідно проглядається що цей максимум знаходиться ближче до катоду, це відповідає більшій іонізації або її швидкості у випадку більшого тиску, тобто більший тиск - відповідно більша концентрація атомів, і більша частота зіткнень електронів які емітуються з катоду з атомами, і тому в цьому випадку більш ефективна іонізація.

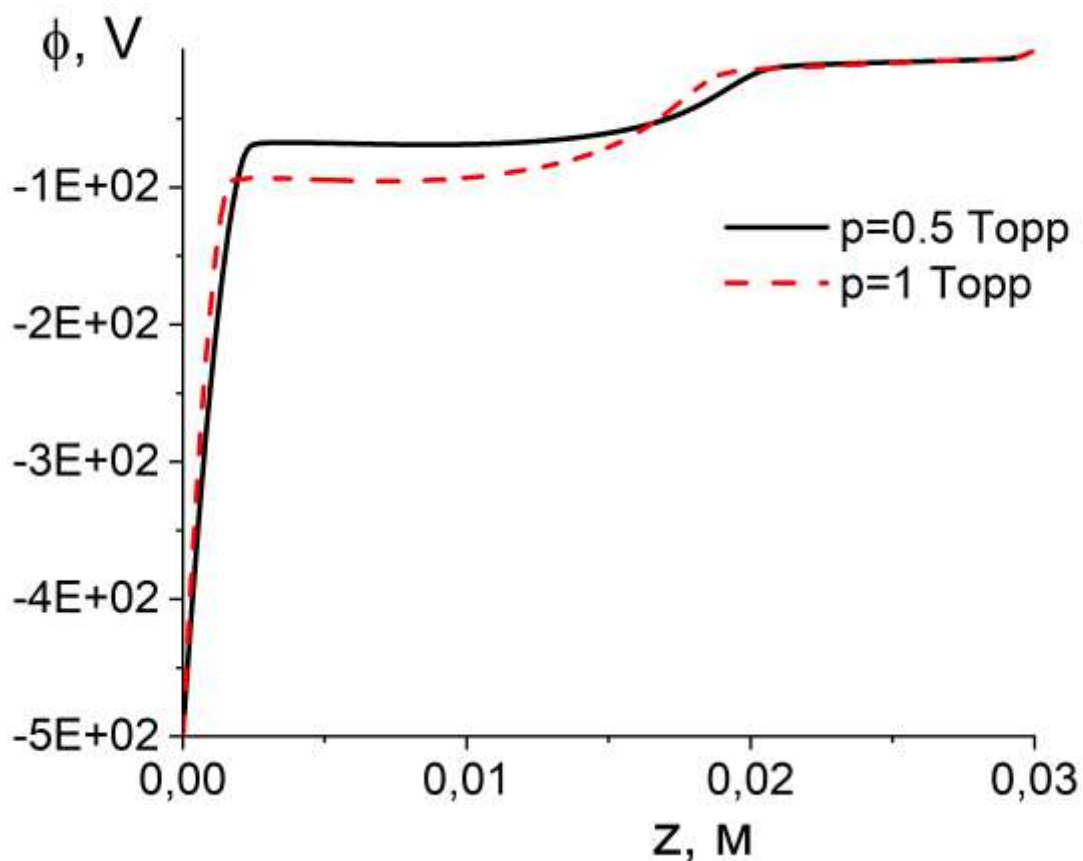


Рис. 12. Просторові розподіли потенціалу електричного поля при  $B_0 = 0.03 \text{ Т}$  ,  $n_{d0} = 3 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$  в момент часу  $t = 2 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ . Штрихова крива відповідає тиску  $p = 1 \text{ Торр}$ , суцільна -  $p = 0.5 \text{ Торр}$ .

Аналогічно до рисунка 11, у рисунку 12 при різних тисках видно, що при збільшенні тиску стрибок потенціалу у прикатодному шарі зменшується, також зменшується ширина плато, тобто у випадку менших тисків зона плато більш широка. Це також відповідає більшій іонізації або її швидкості у випадку більшого тиску, тому і більша частота зіткнень відповідно більш ефективна іонізація.

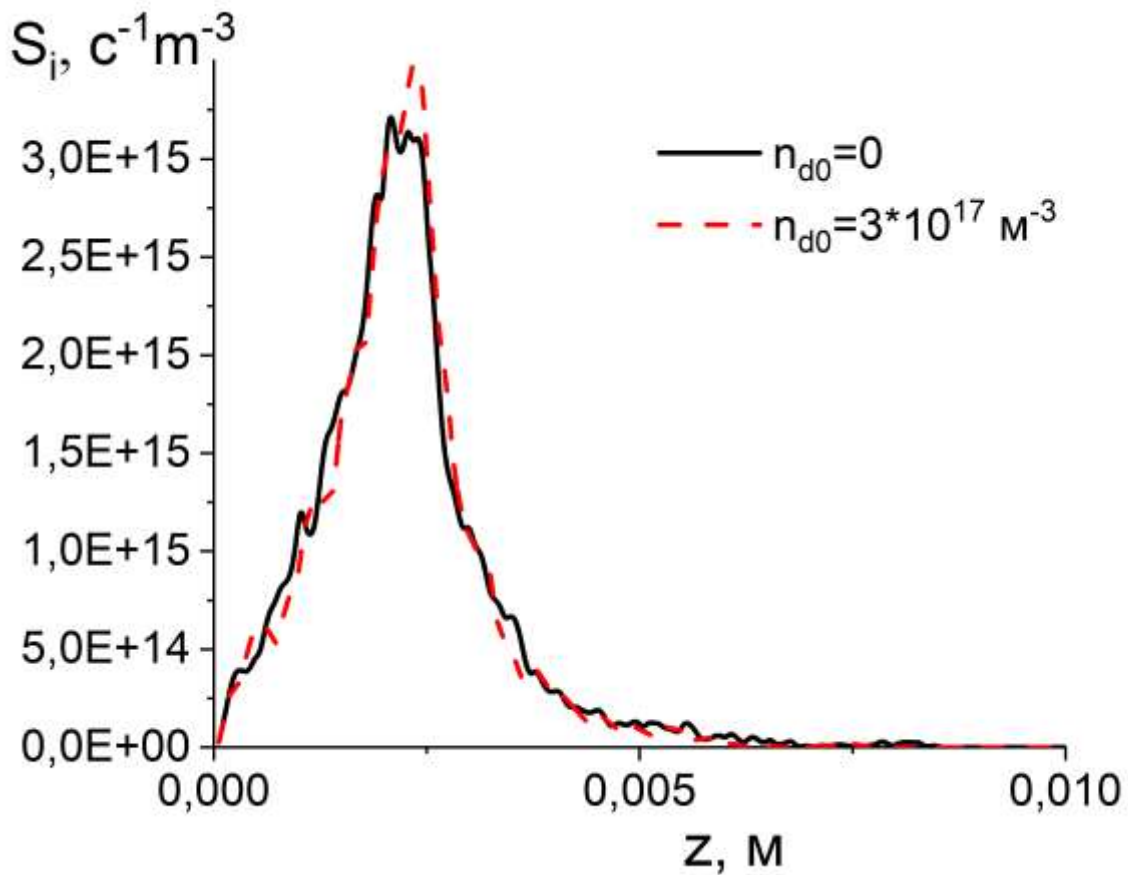


Рис.13. Просторові розподіли швидкості іонізації при  $B_0 = 0.03 \text{ Т}$  ,  $p = 0.5 \text{ Торр}$  у випадку без пилових частинок (суцільна крива) і при  $n_{d0} = 3 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$  (штрихова крива).

У Рисунку 13 ми можемо спостерігати два режими, за участю пилових частинок і відповідно без них, як бачимо на швидкість іонізації частинки особливо не впливають і графіки це підтверджують, але за участю пилових частинок максимум швидкості трішки більший.

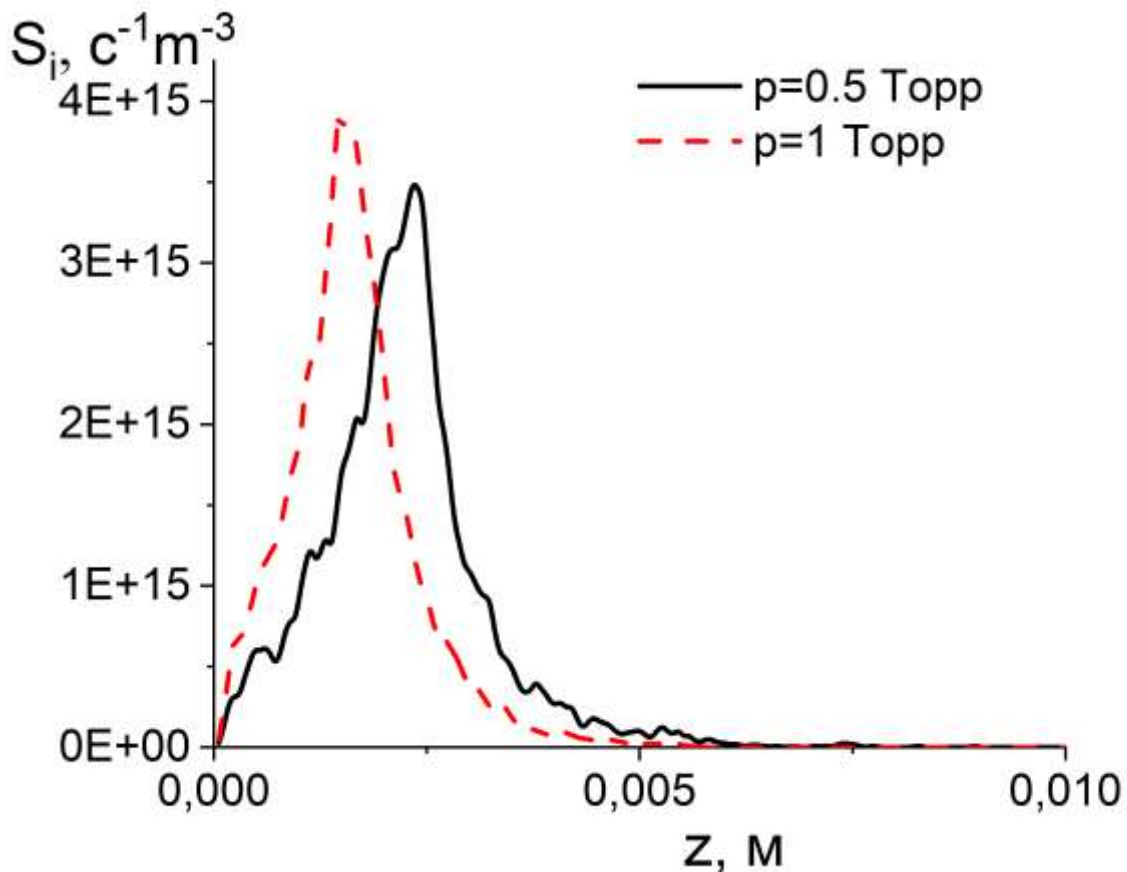


Рис.15. Просторові розподіли швидкості іонізації при  $B_0 = 0.03 \text{ Т}$  ,  $n_{d0} = 3 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$  . Суцільна крива відповідає тиску  $p = 0.5 \text{ Торр}$ , а штрихова -  $p = 1 \text{ Торр}$ .

На рисунку 15 приведені швидкості іонізації при різних тисках, і як бачимо що при більшому тиску швидкість іонізації дещо більша, але максимум цієї іонізації знаходиться ближче до катоду. Цей рисунок підтверджує вище перераховані чинники які впливають на швидкість іонізації при різних тисках. А саме: більший тиск - відповідно більша концентрація атомів і відповідно більша частота зіткнень, тому іонізація при більших тисках має більшу швидкість.

## ВИСНОВКИ

В роботі в рамках гібридної моделі проведено дослідження впливу пилових частинок на параметри магнетронного розряду. Розрахунки проведені для різних концентрацій пилових частинок та тисків газу. На основі аналізу результатів моделювання показано:

1. Наявність пилових частинок в розряді приводить до зменшення скачка потенціалу в прикатодному шарі. При цьому в області, де густина заряду пилових частинок має суттєве значення в порівнянні з густиною заряду іонів, в просторових розподілах потенціалу утворюється область “плато”.
2. Поява пилових частинок в розряді приводить до зменшення концентрацій іонів та електронів внаслідок рекомбінації їх на пилових частинках.
3. Вплив пилових частинок на швидкість іонізації в розряді незначний. Проте швидкість іонізації залежить від тиску газу. При збільшенні тиску вона зростає, а її максимум наближається до катоду.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Thomason P. 1-D Self-consistent Fluid Modelling of the Pulsed Magnetron Discharge / P. Thomason, Philippa Browning, James Bradley // Wiley Online Library. – 2009. – V.6. – P.1–6.
2. Kolev I. Numerical Models of the Planar Magnetron Glow Discharges / I. Kolev , A. Bogaerts // Wiley Online Library. – 2004. – V.44. – P.1–7.
3. Pekker L. Materials and measurements in molecular electronics / L. Pekker // Plasma Sources Sci. Technol. – 1995. – V.4. – P.31.
4. Bradley J. W. A study of the transient plasma potential in a pulsed bi-polar dc magnetron discharge/ J. W. Bradley // Plasma Sources Sci. Technol. – 1998. – V.7. – P.572.
5. van der Straaten T. A. Reactive Sputter Deposition/ T. A. van der Straaten , N. F. Cramer, I. S. Falconer, B. W. James // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1998. – V.31. – P.177. and 191.
6. Kondo S. J. Reactive Sputter Deposition / S. Kondo, K. Nanbu // Phys. D: Appl. Phys. – 1999. – V.32. – P.1142.
7. Kolev I. Numerical Models of the Planar Magnetron Glow Discharges / I. Kolev , A. Bogaerts // Wiley Online Library. – 2004. – V.7–8. – P.582.
8. Shidoji E. Influence of electron recapture by the cathode upon the discharge / E. Shidoji, H. Ohtake, N. Nakano, T. Makabe // Jpn. J. Appl. Phys., Part 1 – 1999. – V.38. – P.2131.
9. Bogaerts A. J. Glow Discharge Plasmas in Analytical Spectroscopy / A. Bogaerts, R. Gijbels, W. J. Goedheer // Appl. Phys. – 1995. – V.78. – P.2233.
10. Bradley J.W. Reactive Sputter Deposition / J.W. Bradley, S. Thompson, Y. Aranda Gonzalvo // Plasma Sources Sci. Technol. – 2001. – V.10. – P.490.
11. Birdsall C.K. Reactive Sputter Deposition / C.K. Birdsall, A.B. Langdon // Plasma Physics via Computer Simulations. – 1985. – V.34. – P.85-87.
12. Okhrimovskyy A. Electron anisotropic scattering in gases / A. Okhrimovskyy, A. Bogaerts, R. Gijbels // Phys. Rev. E 65. – 2002. – V.9. – P.37.

13. Birdsall C. Plasma Physics and Numerical Modeling / C. Birdsall, A. Lengdon  
// Moscow, Energoatomizdat, 1989. – P.119-130.