

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Гречко Ярослав Олегович

УДК 537.525

ДИСЕРТАЦІЯ

**ДИНАМІКА САМОСТІЙНОГО ПЛАЗМОВО-ПУЧКОВОГО РОЗРЯДУ
ПРИ ВИСОКІЙ ГУСТИНІ ЕНЕРГІЇ**

01.04.08 – фізика плазми
(фізико-математичні науки)

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук.

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

_____ Я.О. Гречко

Науковий керівник: **Азаренков Микола Олексійович**, академік НАН України, доктор фізико-математичних наук, професор.

Харків – 2020

АНОТАЦІЯ

Гречко Я.О. Динаміка самостійного плазмово-пучкового розряду при високій густині енергії. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.08 – фізика плазми. – Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, Харків, 2020.

Дисертаційна робота присвячена дослідженню умов формування та динаміки самостійного плазмово-пучкового розряду (СППР) при високій густині енергії. Актуальність дослідження полягає в тому, що СППР – це відносно новий та найпотужніший тип газового розряду, який надає унікальну можливість для локального введення в плазму енергії з великою густиною потужності. Це відкриває нові перспективи як для фундаментальних досліджень в галузі фізики плазми та газового розряду, так і в різних областях техніки і технологій.

СППР є наступною, по мірі збільшення розрядного струму, за дуговим розрядом формою існування самостійного електричного розряду в газі. Емісія електронів в СППР, подібно дуговому розряду, забезпечується за рахунок катодних плям, а перенесення струму і передача енергії від джерела живлення електронам плазми – електронним пучком, як в пучково-плазмовому розряді із зовнішньою інжекцією пучка. При розрядних струмах $\sim 10^2$ – 10^6 А, напруга розряду може становити $\sim 10^2$ – 10^6 В. Перехід від дугового розряду до СППР відбувається в умовах, коли струмопровідна плазма розрядного проміжку не може перенести весь струм, який забезпечує джерело живлення. При цьому в плазмі утворюється подвійний шар об'ємного заряду, на якому зосереджується майже вся активна напруга розряду. В електричному полі подвійного шару (ПШ) відбувається прискорення інтенсивного електронного пучка, який відразу ж за зоною прискорення починає віддавати свою енергію плазмі та розігріває її до високих температур. Відстань дисипації енергії порівняна з товщиною ПШ.

Такий механізм передачі енергії плазмі є найбільш ефективним за умов низького тиску. При цьому забезпечується локальне введення енергії в розряд з густиною потужності понад 10^9 Вт/см².

Проведені попередні теоретичні та експериментальні дослідження СППР стосувались розряду з густиною плазми не вище 10^{14} см⁻³, коли працюють добре узгоджені теоретичні засоби опису плазми. У дисертаційній роботі розглядається розряд у плазмі багаторазово іонізованих атомів з густиною понад 10^{16} см⁻³, яка сьогодні найбільш приваблива для використання у надпотужних джерелах випромінювання. При такому підході застосування класичних теоретичних засобів ускладнюється, оскільки вони передбачають наявність у дебаївській сфері великої кількості частинок. У разі ж густої плазми багаторазово іонізованих атомів у цій сфері може знаходитись небагато частинок, що робить неможливим коректний опис плазмової системи гідродинамічними та кінетичними рівняннями.

Для дослідження режиму СППР при високій густині енергії у роботі використовували сильнотіковий імпульсний плазмовий діод низького тиску. Відмінною особливістю цього діода було обмеження робочої поверхні високовольтного електрода керамічним ізолятором, таким чином, що робочим залишався лише торець електрода. Площа робочої поверхні високовольтного електрода варіювалася в межах $S_a = 0,02-0,2$ см² та була на два порядки менша за робочу поверхню заземленого електрода. Це давало можливість концентрувати на високовольтний електрод струм великої густини (до 2 МА/см²) та сприяло формуванню ПШ біля його робочої поверхні. Імпульсне живлення розряду здійснювалось від малоіндуктивної конденсаторної батареї ємністю 1,914 мкФ, яка заряджалась до напруги 4–14 кВ. Розряд збуджувався при низькому тиску $\sim 2-3 \cdot 10^{-6}$ Тор, після заповнення розрядного проміжку первинною плазмою з густиною $\sim 10^{12}-10^{13}$ см⁻³, що створювалася за рахунок поверхневого пробію між заземленим електродом та електродами підпалу. Формування густої ($\sim 10^{16}-10^{17}$ см⁻³) приелектродної плазми відбувалось при переході розряду від високовольтної

до сильнотримої індуктивної стадії в умовах інтенсивного випаровування поверхні високовольтного електрода та іонізації пари потужним електронним пучком, прискореним у ПШ біля високовольтного електрода. Експерименти проводилися з плазмою багаторазово іонізованих атомів олова. Для цього робочі поверхні електродів покривали шаром олова товщиною ~ 1 мм. Амплітуда розрядного струму досягала ~ 40 кА, а період коливань складав $\sim 3\text{--}4$ мкс. З початком сильнотримового етапу ПШ поблизу високовольтного електрода зникав, проте періодично виникали і зникали інші ПШ, змінюючи свою локалізацію і величину падіння потенціалу.

Струм розряду вимірювали за допомогою індукційного датчика струму, а напругу розряду – збалансованим подільником напруги. Дослідження динаміки розподілу потенціалу в розрядній комірці плазмового діода проводили за допомогою системи зондової діагностики на основі одиночних зондів з убудованими ємнісними подільниками напруги. Реєстрацію сигналів здійснювали за допомогою двох чотиріканальних цифрових осцилографів *Tektronix TDS 2014*. Також була передбачена можливість вивчення динаміки плазмового шнура у видимій області спектра за допомогою швидкісної системи реєстрації зображення з наносекундною роздільною здатністю на основі електронно-оптичного перетворювача та цифрового фотоапарата.

У роботі, для оцінки ефективності введення енергії в плазму, представлено методику розрахунку активної потужності сильнотримового імпульсного розряду. Розрахунок динаміки активної потужності проводився на підставі динаміки розрядного струму з використанням рівняння розрядного ланцюга сильнотримового імпульсного розряду. В розрахунках враховували не всю активну потужність, а лише ту, що обумовлена пучками заряджених частинок, прискореними в ПШ. Саме ПШ відповідає за локальне введення енергії в розряд, зважаючи на потужний колективний дисипативний механізм передачі енергії від електронного пучка до плазми.

Представлена методика передбачає низку принципів особливостей, які необхідно враховувати при проведенні розрахунків активної потужності.

Перш за все, це стосується розрахунку індуктивності та активного опору розрядного ланцюга. Для цього використовували формулу згасаючих коливань розрядного струму. Враховували, що індуктивність та активний опір ланцюга в непарних та парних півперіодах коливання розрядного струму можуть відрізнятися, оскільки змінюється на протилежний напрям протікання струму. У зв'язку з цим індуктивність та активний опір ланцюга визначали з відношення величин першого та третього, а також другого та четвертого максимумів струмів і відповідних їм моментів часу.

Наступна особливість пов'язана зі зміною індуктивності розрядного проміжку. Оскільки отримання великих розрядних струмів безпосередньо пов'язано зі зменшенням загальної індуктивності розрядного ланцюга, то зміна індуктивності розрядного проміжку може істотно впливати на результати розрахунків. Зважаючи на це, слід вибирати найбільш достовірну математичну модель, що відповідає за зміну індуктивності розрядного проміжку. В роботі використовували просту математичну модель на підставі виразу для індуктивності коаксіального кабелю. Цю модель можна застосовувати, якщо сумарна індуктивність ланцюга живлення значно перевищує індуктивність розрядного проміжку. В експериментах, що проводились, сумарна індуктивність ланцюга становила 140–160 нГн, а середня індуктивність розрядного проміжку – 20–25 нГн.

Не менш важливим етапом при розрахунках є вибір адекватного методу згладжування сигналу розрядного струму. В роботі для згладжування сигналу та отримання першої похідної розрядного струму використовували апроксимацію методом Савицького-Голея. Показано, що для гарного згладжування сигналу та збереження його «тонкої структури» максимальна ширина вікна згладжування при апроксимації сигналу поліномами другого та третього ступеня не повинна перевищувати період «тонкої структури» сигналу, а для отримання першої похідної при апроксимації поліномами першого та другого ступеня – половини цього періоду.

Наступна особливість стосується необхідності відновлення розрядного струму, оскільки будь-який датчик струму спотворює дійсну форму сигналу. При розрахунках початкова похибка в декілька відсотків врешті решт призводить до значних помилок. Для індукційного датчика струму, що використовували в роботі, отримано рівняння для відновлення сигналу розрядного струму, що спостерігається з датчика, до його дійсного значення.

Оскільки ПШ – це потужна динамічна система, параметри якої змінюються дуже швидко, то при зміні напруги та струму шару відбувається зміна його ємності, яка викликає появу крім струму провідності ще й струм зарядки-розрядки шару. Це обумовлює ємнісну складову струму ПШ. При розрахунках активної потужності важливо знати частку ємнісної складової в загальному струмі через шар. У роботі проведено теоретичні та експериментальні дослідження нестационарних ПШ у сильнострумівих імпульсних розрядах. У квазі-МГД наближенні отримано вираз для ємності сильного ПШ та інтегро-диференціальне рівняння для ємнісної складової струму ПШ. Отриманий вираз для ємності сильного ПШ досить точно описує його ємність, яка при напрузі на шарі ~ 100 В та струмі ~ 10 кА становить $\sim 0,15$ мкФ. Показано, що з ростом напруги ємність шару зменшується, і вже при напрузі 1 кВ ємність не перевищує 5 нФ. Наведено динаміку ємнісної складової струму ПШ у сильнострумівому імпульсному розряді та представлено спосіб верифікації розрахунків. Проведені чисельні розрахунки показали гарний збіг розрахункової кривої ємнісної складової струму з експериментально отриманими верифікаційними точками.

У роботі представлено експериментальні дослідження СППР при високій густині енергії в плазмовому діоді з обмеженою поверхнею високовольтного електрода. Показано, що в такій системі рівень активної потужності, що локально вводиться в розряд, досягає ~ 100 МВт при початковому запасі енергії конденсаторної батареї до 200 Дж. Більшість енергії виділяється в розряді в першому півперіоді коливань розрядного

струму. Різке підвищення активної потужності спостерігається на фоні стрибків активної напруги, які пов'язані з формуванням ПШ в густій плазмі.

Для стабілізації розряду, управління місцем розташування ПШ та підвищення рівня активної потужності розряду в роботі представлено наступні засоби керування СППР при високій густині енергії: за рахунок зменшення робочої поверхні високовольтного електрода, часткового контрагування плазмового каналу та використання зовнішнього магнітного поля. Показано, що для всіх наведених засобів спостерігається збільшення активної потужності розряду на фоні зменшення розрядного струму.

Проведені дослідження впливу розміру робочої поверхні обмеженого високовольтного електрода показали, що при зменшенні діаметра електроду від 5 мм до 1,5 мм спостерігається збільшення активної потужності розряду в середньому на 40–50%, та енергії, що виділяється в розряді – в середньому на 80%. При цьому струм розряду зменшується на 10–15%. Зважаючи на обмежену робочу поверхню високовольтного електрода, густина потужності, що виділяється біля поверхні електроду, збільшується з $\sim 0,3$ ГВт/см² до ~ 5 ГВт/см² при початковому запасі енергії ~ 140 Дж.

Дослідження часткового контрагування плазмового каналу виявили, що у випадку частково контррагованої системи розрядний струм в середньому (залежно від початкового запасу енергії) на 9–10% менше, ніж у неконтрагованому випадку. При цьому рівень активної потужності розряду збільшується, в середньому, на 40%, а енергія, що виділяється в розряді, на 50–60%. Запропоновано пояснення, що збільшення активної потужності розряду пов'язане з формуванням додаткового ПШ поблизу отвору діелектричної вставки через те, що в цьому місці перенесення струму плазмою є найбільш ускладненим, що є основною умовою утворення ПШ.

При дослідженні впливу зовнішнього магнітного поля встановлено, що попри великі значення власного магнітного поля розряду, які можуть досягати 10 Тл, зовнішнього магнітного поля величиною до 0,1 Тл специфічної конфігурації достатньо для впливу на динаміку розряду та

підвищення рівня активної потужності розряду. При початковому запасі енергії до 90 Дж найбільше збільшення потужності та енергії спостерігається для випадку, коли торець високовольтного електрода знаходиться в мінімумі магнітного поля, понад 90 Дж – в точці інверсії магнітного поля. Збільшення активної потужності розряду спостерігається на фоні зменшення розрядного струму. Запропоновано пояснення, що збільшення активної потужності розряду пов'язано з тим, що первинна плазма, в силу своїх діаманітних властивостей, витісняється в область з меншим магнітним полем і концентрується поблизу точки інверсії. При цьому задається місце формування ПШ та зона локального введення енергії в розряд.

Наведено результати дослідження зовнішнього сильного (до 10 Тл) магнітного поля для стабілізації плазмового шнура на сильнострумівій індуктивній стадії розряду. Було встановлено, що в плазмовому діоді, який використовувався в дослідженнях, наявність зовнішнього сильного магнітного поля спричиняє формування додаткового розряду в схрещених електричних та магнітних полях в парах вакуумної олії. Цей розряд перешкоджає умовам розвитку сильнострумівого розряду, а саме порушуються умови формування ПШ, та перехоплює на себе значну частку активної потужності розряду.

Представлено результати фізичного моделювання подвійного шару об'ємного заряду в плазмовій електронно-променевої системі при зменшеній густині енергії, які довели можливість існування СППР в стаціонарному режимі. Виявлено, що у такій системі струм на тигель при утворенні густої приелектродної плазми може в декілька разів перевищувати розрядний струм джерела первинної плазми. Це пов'язано з перерозподілом частини напруги між тиглем та стінкою вакуумної камери, яка за умов низького тиску починає грати роль катода несамоістійного тліючого розряду.

Ключові слова: імпульсна потужність, плазма багаторазово іонізованих атомів, плазмовий діод, подвійний електричний шар, самоістійний плазмово-пучковий розряд, сильнострумівий імпульсний розряд.

ABSTRACT

Hrechko Ya.O. Dynamics of self-sustained plasma-beam discharge at high energy density. – Qualification scientific paper, manuscript.

Thesis for a Candidate Degree in Physics and Mathematics: Specialty 01.04.08 – Plasma Physics. – V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, 2020.

The thesis is devoted to the study of the formation conditions and dynamics of the self-sustained plasma-beam discharge (SPBD) at high energy density. The relevance of the study lies in the fact that the SPBD is a relatively new and most powerful type of gas discharge, which provides a unique opportunity for the local energy input into the plasma with high power density. This opens up new prospects both for fundamental research in the field of plasma physics and gas discharge and in various fields of engineering and technology.

The SPBD is the next form of the existence of a self-sustained electric discharge in a gas following an arc discharge as the discharge current increases. The electrons emission in the SPBD, like in the arc discharge, is provided by cathode spots, and current transfer and energy transfer from a power source to plasma electrons are provided by an electron beam, as in a beam-plasma discharge with an external beam injection. At discharge currents of $\sim 10^2$ – 10^6 A, the discharge voltage can be $\sim 10^2$ – 10^6 B. The transition from the arc discharge to the SPBD occurs under conditions when the current-carrying plasma of the discharge gap cannot transfer all the current that the power source provides. In this case, a double layer of space charge, on which almost all active discharge voltage is concentrated, is formed in the plasma. In the double layer (DL) electric field, there is an acceleration of intense electron beam, which begins to give its energy to the plasma immediately after the acceleration zone and heats it to high temperatures. The energy dissipation distance is comparable with the DL thickness. Such a plasma energy transfer mechanism is most effective under the low pressure. In this

case, local energy is inputted into the discharge with a power density of more than 10^9W/cm^2 .

The previous theoretical and experimental studies of SPBD concerned a discharge with a plasma density of no higher than 10^{14}cm^{-3} when well-known theoretical means can be applied for describing plasma. The thesis considers a discharge in plasma of multiply ionized atoms with a density of more than 10^{16}cm^{-3} , which today is most attractive for use in high-power radiation sources. With this approach, the application of classical theoretical tools is complicated, since they suggest the presence of a large number of particles in the Debye sphere. In the case of dense plasma of multiple ionized atoms, few particles should be present in this sphere, which makes it impossible to correctly describe the plasma system by hydrodynamic and kinetic equations.

In order to study the SPBD mode at high energy density, a high-current pulsed plasma diode of low-pressure was used. A distinctive feature of this diode was the limitation of the high-voltage electrode working surface with a ceramic insulator so that only the electrode end remained working. The working surface area of the high-voltage electrode varied within $S_a = 0,02-0,2 \text{ cm}^2$ and it was two orders of magnitude smaller than the working surface of the grounded electrode. This made it possible to concentrate high current density (up to 2 MA/cm^2) on the high-voltage electrode and promoted the DL formation near its working surface. The pulse power was supplied from a low-inductance capacitor bank with a capacity of $1,914 \mu\text{F}$, which was charged to a voltage of $4-14 \text{ kV}$. The discharge was excited at low pressure $\sim 2-3 \cdot 10^{-6} \text{ Tor}$, after filling of the discharge gap with primary plasma, with density of $\sim 10^{12}-10^{13} \text{ cm}^{-3}$, which was created due to surface breakdown between the grounded electrode and ignition electrodes. The formation of dense ($\sim 10^{16}-10^{17} \text{ cm}^{-3}$) near-electrode plasma occurred during the discharge transition from high-voltage to high-current inductive stage under the intensive evaporation of the high-voltage electrode surface and ionization of the vapor by a powerful electron beam accelerated in the DL near the high-voltage electrode. The experiments were carried out with the plasma of multiply ionized tin atoms. For

this, the working surfaces of the electrodes were covered with a tin layer ~ 1 mm thick. The discharge current amplitude reached up to 40 kA, and the oscillation period was $\sim 3\text{--}4$ μs . With the beginning of the high-current stage, the DL near the high-voltage electrode disappeared, but other DLs periodically appeared and disappeared, changing their localization and the value of the potential drop.

The discharge current was measured using the induction current sensor, and the discharge voltage was measured by a balanced voltage divider. The dynamics of the potential distribution in the discharge cell of the plasma diode was studied using a probe diagnostic system based on single probes with built-in capacitive voltage dividers. Signals were recorded using two *Tektronix TDS 2014* four-channel digital oscilloscopes. It has also provided the opportunity to study the dynamics of the plasma cord in the visible region of the spectrum using a high-speed image recording system with nanosecond resolution based on an electron-optical converter and a digital camera.

In order to evaluate the efficiency of energy input into plasma, a method for calculating the active power of a high-current pulsed discharge is provided. The dynamics of the discharge active power has been calculated based on the dynamics of the discharge current using the discharge circuit equation of a high-current pulsed discharge. The calculations did not take into account all the active power, but only that which is caused by beams of charged particles accelerated in the DL. It is DL that is responsible for the local energy input into the discharge, due to the powerful collective dissipative mechanism of energy transfer from the electron beam to plasma.

The method provides a number of fundamental features that should be taken into account when calculating active power. First of all, this concerns the calculation of the inductance and active resistance of the discharge circuit. For this, the formula of the discharge current damped oscillations was used. We took into account that the inductance and active resistance of the circuit in odd and even half-periods of the discharge current oscillation may differ, since the direction of the current flow changes to the opposite. In this regard, the inductance and active

resistance of the circuit were determined by the values ratio of the first and third, as well as the second and fourth maximums of currents and the corresponding time instants.

The next feature is related to the change in inductance of discharge gap. Since obtaining high discharge currents is directly related to a decrease in the total inductance of the discharge circuit, a change in the inductance of the discharge gap can significantly affect the calculation results. Thus, the most reliable mathematical model, which is responsible for changing the inductance of discharge gap, should be chosen. A simple mathematical model based on the expression for the inductance of a coaxial cable was used. This model can be applied if the total inductance of the power circuit significantly exceeds the inductance of discharge gap. In the experiments that were carried out, the total inductance of the circuit was 140–160 nH, and the average inductance of discharge gap was 20–25 nH.

An equally important stage in the calculations is the selection of an adequate method of smoothing the discharge current signal. In the work, the Savitsky-Golay approximation was used to smooth the signal and obtain the first derivative. It is shown that for good smoothing of the signal and preservation of its “fine structure”, the maximum width of the smoothing window when approximating the signal by polynomials of the second and third degree should not exceed the period of the “fine structure” of the signal, and to obtain the first derivative when approximating by polynomials of the first and second degree – a half of this period.

The next feature concerns the need to restore the discharge current, since any current sensor distorts the real waveform. In the calculations, an initial error of a few percent ultimately leads to significant errors. For the induction current sensor used in the work, the equation for restoring the discharge current signal observed from the sensor to its real value is obtained.

Since DL is a powerful dynamic system, the parameters of which change very quickly, when the voltage and current of the layer change, its capacitance changes, which causes, in addition to the conduction current, also the charge-discharge

current of the layer. This determines the capacitive component of the DL current. When calculating the active power, it is important to know the share of the capacitive component in the total current through the layer. Theoretical and experimental studies of non-stationary DL in high-current pulsed discharges have been performed. In the quasi-MHD approximation, an expression for the capacitance of a strong DL and an integro-differential equation for the capacitive component of the DL current have been obtained. The expression for the capacitance of a strong DL quite accurately describes its capacitance, which at a voltage on the layer of ~ 100 V and a current of ~ 10 kA is $\sim 0,15$ μ F. It is shown that with increasing voltage, the layer capacitance decreases, and even at a voltage of 1 kV, the capacitance does not exceed 5 nF. The dynamics of the DL capacitive current component in a high-current pulsed discharge is provided and a method for verifying calculations has been presented. The numerical calculations showed good agreement between the calculated curve of the current capacitive component and the experimentally obtained verification points.

The thesis presents experimental studies of the SPBD at high energy density in the plasma diode with a limited surface of a high-voltage electrode. It is shown that in such a system, the level of active power, which is locally inputted into the discharge, reaches the value ~ 100 MW with an initial stored energy in the capacitor bank of up to 200 J. Most of the energy released in the discharge in the first half-period of the discharge current oscillation. A sharp increase in active power is observed against the background of surges in active voltage associated with the DL formation in dense plasma.

In order to stabilize the discharge, to control the DL location, and to increase the level of discharge active power, the following control means of the SPBD at a high energy density have been presented: by reducing the working surface of the high-voltage electrode, partial contraction of the plasma channel, and the use of an external magnetic field. It is shown that for all of the indicated means, an increase in the active discharge power is observed against the background of a decrease in the discharge current.

Studies on the effect of the working surface size of a limited high-voltage electrode has shown that when the electrode diameter is reduced from 5 mm to 1,5 mm, the discharge active power increases by an average of 40–50%, and the energy released in the discharge by an average of 80%. At the same time, the discharge current decreases by 10–15%. Due to the limited working surface of the high-voltage electrode, the power density released at the electrode surface increases from $\sim 0,3 \text{ GW/cm}^2$ to $\sim 5 \text{ GW/cm}^2$ with an initial stored energy of $\sim 140 \text{ J}$.

The study of the partial contraction of the plasma channel showed that in the case of partially contracted system, the discharge current is on average (depending on the initial stored energy) 9–10% less than in the uncontracted case. At the same time, the level of discharge active power increases on average by 40%, and the energy released in the discharge – by 50–60%. An explanation is proposed that the increase in the discharge active power is associated with the formation of an additional DL near the dielectric insert hole due to the fact that plasma current transfer at this point is the most difficult, which is the main condition for the DL formation.

When studying the effect of the external magnetic field, it was shown that despite the large values of the intrinsic magnetic field of the discharge, which can reach 10 T, the external magnetic field of a specific configuration of up to 0,1 T is sufficient to influence the discharge dynamics and increase the level of discharge active power. With an initial stored energy of up to 90 J, the greatest increase in power and energy is observed for the case when the high-voltage electrode end is located at the magnetic field minimum, more than 90 J – at the magnetic field inversion point. An increase in the discharge active power is observed against the background of a decrease in the discharge current. An explanation that the increase in the discharge active power is associated with the fact that the primary plasma, due to its diamagnetic properties, is displaced into the region with a lower magnetic field and it is concentrated near the inversion point has been proposed. In

this case, the place of DL formation and the zone of local energy input into the discharge are set.

The results of the study of the external strong (up to 10 T) magnetic field for stabilization of a plasma cord at a high-current inductive discharge stage have been provided. It was shown that in the plasma diode, which was used in the studies, the presence of the external strong magnetic field leads to the formation of additional discharge in crossed electric and magnetic fields in the vacuum oil vapor. This discharge interferes with the conditions for the development of a high-current discharge, namely, the DL formation conditions are violated, and it intercepts a significant portion of the discharge active power.

The results of physical modeling of a space charge double layer in a plasma electron-beam system at a reduced energy density have been provided. The results proved the possibility of the SPBD existence in the stationary mode. It was found that in such a system the current to the crucible during the formation of dense near-electrode plasma can several times exceed the discharge current of the primary plasma source. This is due to the redistribution of a voltage part between the crucible and the vacuum chamber wall, which under the low pressure begins to play the role of a cathode of non-self-sustained glow discharge.

Keywords: pulse power, plasma of multiply ionized atoms, plasma diode, double electric layer, self-sustained plasma-beam discharge, high-current pulsed discharge.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

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

1. Misiura I. N., Girka I. A., Azarenkov N. A., Borgun Ie. V., **Hrechko Ya. O.**, Hryhorenko A. V., Dimitrova V. D., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Tseluyko A. F. Features of electron beam evaporation under surface electron beam formation // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma physics". 2014. №6 (94). P. 149–152. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні результатів*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).
2. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Dimitrova V. D., Borgun Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Hryhorenko A. V., Tseluyko A. F. Dynamics of EUV-radiation from the partially contracted plasma diode // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma physics". 2015. №1 (95). P. 190–193. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).
3. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Vusyk N. N., Tseluyko A. F. Anisotropy of radiation from dense plasma of multiply ionized atoms // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration". 2015. №4 (98). P. 32–35. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні теоретичних розрахунків, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).
4. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Shovkun M. A., Tseluyko A. F. Features of active power

- definition in high-current pulsed discharge // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma physics". 2016. №6 (106). P. 48–51. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні теоретичних розрахунків, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).
5. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Shovkun M. A., Tseluyko A. F. The capacitive component of double layer current in plasma // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma physics". 2017. №1 (107). P. 219–222. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні теоретичних розрахунків та експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).
 6. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Boloto D. A., Tseluyko A. F. Electrodes dimensions effect on the self-sustained plasma-beam discharge power // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration". 2018. №4 (116). P. 156–159. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).
 7. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Boloto D. A., Tseluyko A. F. Effect of the external magnetic field on the dynamics and power of the self-sustained plasma-beam discharge // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma Physics". 2018. №6 (118). P. 198–201. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).

8. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Tseluyko A. F., Raybchikov D. L., Sereda I. N. Methods for control the self-sustained plasma-beam discharge at high energy density power // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration". 2019. №4 (122). P. 151–154. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).

Наукові праці у наукових періодичних виданнях інших держав, що входять до міжнародних наукометричних баз:

9. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Tseluyko A. F., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N. Self-Sustained Plasma-Beam Discharge at High Energy Density // IEEE Transactions on Plasma Science. 2018. Vol. 46, No. 10. P. 3541–3546. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).

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

10. Misiura I. N., Girka I. A., Azarenkov N. A., Borgun Ie. V., **Hrechko Ya. O.**, Hryhorenko A. V., Dimitrova V. D., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Tseluyko A. F. Features of electron beam evaporation under surface electron beam formation // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop «Nano- and micro-sized structures in plasmas», 15–18 Sept. 2014. : abstr. Kharkiv, 2014. P. 119. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів*).

11. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Dimitrova V. D., Borgun Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Hryhorenko A. V., Tseluyko A. F. Dynamics of EUV-radiation from the partially contracted plasma diode // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop «Nano- and micro-sized structures in plasmas», 15–18 Sept. 2014. : abstr. Kharkiv, 2014. P. 132. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді*).
12. **Гречко Я. О.**, Азаренков Н. А., Бабенко Е. В., Рябчиков Д. Л., Вусык Н. Н., Целуйко А. Ф. Приповерхностное формирование интенсивных электронных пучков в системе электронно-лучевого испарения // ИЕФ-2015 : Міжнар. конф. молодих учених і аспірантів, 18–22 трав. 2015 р. : матеріали конф. Ужгород, 2015. С. 92–93. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді*).
13. **Гречко Я. О.**, Азаренков Н. А., Бабенко Е. В., Рябчиков Д. Л., Серeda I. M., Вусик М. М., Целуйко О. Ф. Збільшення ефективності конверсії в плазмових джерелах ультрафіолетового випромінювання // Українська конференція з фізики плазми та керованого термомодерного синтезу – 2015, 22–23 верес. 2015 р. : матеріали конф. Київ, 2015. С. 14. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді*).
14. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Tseluyko A. F. Active power dynamics in limited plasma diode // Towards Fusion Energy : 13th Kudowa Summer School, 13–17 June 2016. : contrib. Kudowa-Zdroj, 2016. P. 69–73. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні теоретичних розрахунків та експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді*).

15. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Tseluyko A. F. Using of high-current limited plasma diode for high-gradient influence on solids // 27th Symposium on Plasma Physics and Technology, 20–23 June 2016. : Plasma Physics and Technology. Vol. 3, Iss. 1. Prague, 2016. P. 50. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді).*
16. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Shovkun M. A., Tseluyko A. F. Features of active power definition in high-current pulsed discharge // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 12–15 Sept. 2016. : abstr. Kharkiv, 2016. P. 51. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні теоретичних розрахунків та експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді).*
17. Shovkun M. A., **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Tseluyko A. F. Capacitive component of double layer current in plasma // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 12–15 Sept. 2016. : abstr. Kharkiv, 2016. P. 53. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні теоретичних розрахунків та експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді).*
18. **Гречко Я. О.**, Азаренков М. О., Литовченко С. В., Бабенко Є. В., Рябчиков Д. Л., Каширін А. В., Целуйко О. Ф. Подвійний електричний шар як засіб інтенсивного впливу на поверхню твердого тіла // ІЕФ-2017 : Міжнар. конф. молодих учених і аспірантів, 23–26 трав. 2017 р. : матеріали конф. Ужгород, 2017. С. 86–87. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді).*

19. **Hrechko Ya.**, Azarenkov N., Tseluyko A., Babenko Ie., Ryabchikov D., Sereda I., Kashirin A. The efficiency of the pulsed power input in the limited plasma diode // 2017 IEEE 21st International Conference on Pulsed Power (PPC). Brighton, 2017. P. 1–4. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді).*
20. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Ryabchikov D. L., Sereda I. N., Kashirin A. V., Tseluyko A. F. Plasma pinch stabilization in high-current pulsed plasma diode for direction EUV radiation generation // Electronics and Applied Physics : XIII Internat. Sci. Conf., 24–27 Oct. 2017. : Proc. of the XIII Internat. Sci. Conf. “Electronics and Applied Physics”. Kyiv, 2017. P. 155–156. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді).*
21. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Ryabchikov D. L., Sereda I. N., Boloto D. A., Tseluyko A. F. Effect of the external magnetic field on the dynamics and power of the self-sustained plasma-beam discharge // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 10–13 Sept. 2018. : abstr. Kharkiv, 2018. P. 119. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді).*
22. **Гречко Я. О.**, Азаренков М. О., Рябчиков Д. Л., Середка І. М., Целуйко О. Ф. Методи керування самостійним плазмово-пучковим розрядом при високій густині енергії // ІЕФ-2019 : Міжнар. конф. молодих вчених та аспірантів, 21–24 трав. 2019 р. : матеріали конф. Ужгород, 2019. С. 134–135. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді).*

ЗМІСТ

| | |
|---|----|
| ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ | 25 |
| ВСТУП | 26 |
| РОЗДІЛ 1. ОСОБЛИВОСТІ СИЛЬНОСТРУМОВОГО ІМПУЛЬСНОГО РОЗРЯДУ НИЗЬКОГО ТИСКУ | 34 |
| 1.1. Обмеження струму в дуговому розряді низького тиску | 34 |
| 1.2. Самостійний плазово-пучковий розряд | 36 |
| 1.3. Подвійний електричний шар об'ємного заряду в плазмі | 40 |
| 1.4. Джерела інтенсивного екстремального ультрафіолетового випромінювання на основі сильнострумового імпульсного розряду низького тиску | 48 |
| 1.5. Використання сильнострумового імпульсного розряду для інтенсивного впливу на поверхню твердого тіла | 57 |
| Висновки до розділу 1 | 58 |
| РОЗДІЛ 2. МЕТОДИКА ТА ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ | 60 |
| 2.1. Загальний опис експериментальної установки | 60 |
| 2.2. Розрядна комірка при частковому контрагуванні плазового каналу діелектричною вставкою | 68 |
| 2.3. Розрядна комірка при використанні зовнішнього магнітного поля | 69 |
| 2.4. Діагностичні засоби вимірювання напруги та струму розряду | 72 |
| 2.5. Діагностичні засоби дослідження потенціалу плазми | 73 |
| 2.6. Діагностичні засоби дослідження динаміки плазового шнура у видимому діапазоні довжин хвиль | 74 |
| 2.7. Діагностичний модуль вимірювання інтенсивності випромінювання в діапазоні екстремального ультрафіолету | 75 |

| | |
|--|-----|
| | 23 |
| 2.8. Експериментальний стенд для фізичного моделювання стаціонарного режиму самостійного плазмово-пучкового розряду | 77 |
| Висновки до розділу 2 | 79 |
| РОЗДІЛ 3. РОЗРАХУНОК АКТИВНОЇ ПОТУЖНОСТІ РОЗРЯДУ | 81 |
| 3.1. Розрахунок активної напруги розряду по динаміці струму | 83 |
| 3.1.1. Індуктивність та активний опір ланцюга | 84 |
| 3.1.2. Індуктивність розрядного проміжку | 87 |
| 3.1.3. Розрахункові вирази для активної напруги та активної потужності розряду | 91 |
| 3.2. Згладжування сигналу розрядного струму | 93 |
| 3.3. Верифікація методики розрахунку активної потужності розряду | 99 |
| 3.4. Відновлення сигналу розрядного струму | 100 |
| Висновки до розділу 3 | 103 |
| РОЗДІЛ 4. ЄМНІСТЬ ТА ЄМНІСНА СКЛАДОВА СТРУМУ ПОДВІЙНОГО ШАРУ | 105 |
| 4.1. Ємність подвійного шару | 106 |
| 4.2. Ємнісна складова струму подвійного шару | 114 |
| Висновки до розділу 4 | 119 |
| РОЗДІЛ 5. ЗАСОБИ КЕРУВАННЯ САМОСТІЙНИМ ПЛАЗМОВО-ПУЧКОВИМ РОЗРЯДОМ ПРИ ВИСОКІЙ ГУСТИНІ ЕНЕРГІЇ | 120 |
| 5.1. Динаміка активної потужності розряду в плазмовому діоді з обмеженою робочою поверхнею високовольтного електрода | 120 |
| 5.2. Вплив діаметра високовольтного електрода на динаміку та потужність самостійного плазмового-пучкового розряду | 125 |
| 5.3. Вплив часткового контрагування плазмового каналу діелектричною вставкою на динаміку та потужність самостійного плазмового-пучкового розряду | 132 |

| | |
|---|-----|
| | 24 |
| 5.4. Вплив зовнішнього постійного магнітного поля на динаміку та потужність самостійного плазмово-пучкового розряду | 138 |
| 5.5. Вплив зовнішнього сильного магнітного поля на динаміку та потужність самостійного плазмово-пучкового розряду | 148 |
| 5.6. Фізичне моделювання стаціонарного режиму самостійного плазмово-пучкового розряду | 157 |
| Висновки до розділу 5 | 164 |
| ВИСНОВКИ | 166 |
| СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ | 168 |
| ДОДАТОК. Список публікацій здобувача за темою дисертації | 185 |

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

БГК – Бернштейн-Грін-Крускал

ЕОП – електронно-оптичний перетворювач

ЕУФ – екстремальний ультрафіолет

ПШ – подвійний шар

СППР – самостійний плазмово-пучковий розряд

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. На сьогоднішній день у науці, техніці та виробництві існує значний попит на потужні джерела випромінювання, починаючи з радіочастотного та закінчуючи рентгенівським діапазонами. Дуже потрібними є джерела екстремального ультрафіолетового (ЕУФ) випромінювання з максимумом інтенсивності на довжині хвилі 13,5 нм. Це випромінювання використовують для потреб мікро- та наноелектроніки, мікроскопії, медицини, астрофізики, тощо [1-24].

Велика потужність та ефективність, що є необхідними вимогами до джерел випромінювання, спонукають розробку таких пристроїв на основі сильнострумівих імпульсних розрядів з великою густиною струму, в яких є ефект стрімкого імпульсного саморозігрівання плазми до температур у мільйони градусів. Така високотемпературна плазма є джерелом потужного випромінювання в широкому діапазоні частот: від радіочастотного до м'якого рентгенівського.

У роботах українських авторів [25-30] було показано, що в момент саморозігрівання плазми розряд переходить до нової форми існування – самостійного плазмово-пучкового розряду (СППР). Цей новий тип розряду посідає окреме місце серед інших типів газового розряду, оскільки дає можливість відносно просто отримувати великі рівні імпульсної потужності від 0,01 ГВт до 1,0 ГВт при початковому запасі енергії 0,01–1,0 кДж. Особливістю СППР є утворення в розрядній плазмі подвійного електричного шару об'ємного заряду, на якому зосереджується майже вся активна напруга розряду, і в якому відбувається зустрічне прискорення інтенсивних електронного та іонного пучків [27, 29]. Ці пучки при колективній взаємодії з плазмою передають їй енергію і за мільйонні частки секунди розігрівають її до температур, достатніх для виникнення відповідного випромінювання.

Такий механізм передачі енергії плазмі є найбільш ефективним за умов низького тиску.

Проведені попередні теоретичні та експериментальні дослідження в цьому напрямку [25-29] стосувались розрядів з густиною плазми не вище 10^{14} частинок у кубічному сантиметрі, коли працюють добре узгоджені теоретичні засоби опису плазми. Але в плазмі багаторазово іонізованих атомів з густиною 10^{16} – 10^{18} частинок у кубічному сантиметрі, яка сьогодні є найбільш привабливою для використання у надпотужних джерелах випромінювання, застосування класичних теоретичних засобів ускладнюється. Це обумовлено тим, що такі методи передбачають наявність у дебаївській сфері великої кількості частинок. У разі ж густої плазми багаторазово іонізованих атомів у цій сфері може знаходитись небагато частинок, що робить неможливим коректний опис плазмової системи гідродинамічними та кінетичними рівняннями.

Зважаючи на значні перспективи практичного застосування, а також враховуючи необхідність подальшого розвитку фізики плазми та фізики газового розряду, теоретичні та експериментальні дослідження в цьому напрямку слід вважати досить актуальними. Дисертаційну роботу присвячено експериментальному та теоретичному вивченню умов формування та динаміки СППР у сильнотривовому імпульсному плазмовому діоді з просторовими та магнітними засобами стабілізації подвійного електричного шару в плазмі багаторазово іонізованих атомів олова.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційну роботу виконано в навчально-науковому інституті «Фізико-технічний факультет» Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна відповідно до тематичних планів фундаментальних науково-дослідних робіт, зокрема, «Фізичні процеси в обмежених плазмовоподібних середовищах, метаматеріалах та надгустій плазмі» (№ державної реєстрації 0115U000470 2015–2017 рр.), «Формування мультимасштабних мікро- та

наноструктур у твердих тілах при градієнтному термічному, плазмовому та лазерному впливі» (№ державної реєстрації 0115U000469 2015–2017 рр.), «Фізичні процеси в обмежених плазмовоподібних середовищах» (№ державної реєстрації 0118U002023 2018–2020 рр.). У виконанні цих робіт дисертант брав участь як виконавець.

Мета і завдання дослідження. Метою роботи є визначення умов формування та динаміки самостійного плазмово-пучкового розряду при високій густині енергії, а також установа засобів стабілізації подвійних електричних шарів об'ємного заряду в плазмі багаторазово іонізованих атомів олова.

Для досягнення мети необхідно було вирішити наступні завдання:

- 1) розробити методику розрахунку динаміки активної потужності в сильноточових імпульсних розрядах мікросекундного діапазону, створити необхідне діагностичне обладнання та розробити програмну реалізацію даної методики;
- 2) провести теоретичні та експериментальні дослідження нестационарних подвійних електричних шарів об'ємного заряду в плазмі сильноточового імпульсного розряду з урахуванням ємнісної складової струму;
- 3) експериментально дослідити динаміку СППР при високій густині енергії в сильноточовому імпульсному плазмовому діоді низького тиску з обмеженою робочою поверхнею високовольтного електроду;
- 4) провести експериментальні дослідження засобів керування СППР при високій густині енергії за рахунок зменшення робочої поверхні високовольтного електроду, часткового контрагування плазмового каналу та використання зовнішнього магнітного поля;
- 5) провести фізичне моделювання стаціонарного існування СППР у плазмовій електронно-променевої системі при зменшеній густині енергії.

Об'єкт дослідження: самостійний плазмово-пучковий розряд при високій густині енергії.

Предмет дослідження: динаміка активної потужності розряду, що виділяється в плазмі багаторазово іонізованих атомів олова сильнострумowego імпульсного плазмового діоду.

Методи дослідження. Експериментальні дослідження динаміки СППР при високій густині енергії проводилися з використанням сильнострумowego імпульсного плазмового діода низького тиску з обмеженою робочою поверхнею високовольтного електрода. Максимальна густина струму на високовольтному електроді становила $0,15\text{--}1,5 \text{ MA/cm}^2$, а густина потужності – $0,3\text{--}5 \text{ ГВт/cm}^2$.

Струм розряду вимірювали за допомогою індукційного датчика струму, а напругу розряду – збалансованим подільником напруги з гасінням зворотної хвилі. Дослідження динаміки розподілу потенціалу в розрядній комірці плазмового діода проводили за допомогою системи зондової діагностики на основі одиночних зондів з убудованими ємнісними подільниками напруги. Реєстрацію сигналів здійснювали за допомогою двох чотириканальних цифрових осцилографів *Tektronix TDS 2014*.

Вивчення динаміки плазмового шнура у видимій області спектра здійснювали за допомогою швидкісної системи реєстрації зображення з наносекундною роздільною здатністю на основі електронно-оптичного перетворювача.

Розрахунок динаміки активної потужності розряду проводили за допомогою оригінальної комп'ютерної програми, реалізованої на базі *Microsoft Excel 2003*. Закладену в програму методику розрахунку активної потужності розроблено в ході виконання дисертаційної роботи.

Експериментальні дослідження фізичного моделювання стаціонарного режиму СППР при зменшеній густині енергії проводили в плазмовій електронно-променевої системі з використанням джерела первинної плазми на основі розряду з катодом розжарення. Для дослідження динаміки плаваючого потенціалу плазми використовували плоский зонд з робочою

поверхнею 1 см^2 , який встановлювали в вакуумній камері поза плазмового шнура джерела первинної плазми.

При обробці експериментальних даних та проведенні теоретичних розрахунків використовували стандартні програми *Microsoft Excel 2003*, *OriginPro 8* та ін. Моделювання топології магнітного поля здійснювали за допомогою спеціалізованої комп'ютерної програми *FEMM 4.2*.

Наукова новизна одержаних результатів полягає в тому, що **вперше**:

1. Експериментально встановлено, що при густині плазми понад 10^{16} см^{-3} і питомій потужності понад 2 ГВт/см^2 існування СППР за умов великої густини енергії забезпечується за рахунок багаторазової іонізації атомів у плазмі. У разі недостатньої питомої потужності для багаторазової іонізації атомів, існування СППР обумовлено нейтральною компонентою, що поступає в плазму.
2. Визначено, що при збудженні СППР за умов густої плазми (понад 10^{16} см^{-3}) можливе локальне введення великої імпульсної потужності (понад 100 МВт за питомої потужності понад 2 ГВт/см^2) при відносно невеликому енергозапасі конденсаторної батареї (до 200 Дж).
3. Встановлено можливість просторової стабілізації СППР та підвищення ефективності введення імпульсної потужності в розряд за рахунок зменшення робочої поверхні високовольтного електрода, часткового контрагування плазмового каналу діелектричною вставкою та використання зовнішнього постійного магнітного поля величиною до $0,1 \text{ Тл}$.
4. Розроблено оригінальну методику визначення активної потужності сильнотривого імпульсного розряду мікросекундного діапазону, яка дає можливість з високою точністю розраховувати її динаміку. Визначено принципові особливості, які необхідно враховувати при розрахунках.
5. Створено модель нестационарного подвійного електричного шару об'ємного заряду в плазмі сильнотривого імпульсного розряду з урахуванням ємнісної складової струму. В квазі-МГД наближенні

отримано вираз для ємності сильного подвійного шару та інтегро-диференціальне рівняння для знаходження ємнісної складової струму подвійного шару.

- б. Проведено фізичне моделювання формування подвійного електричного шару об'ємного заряду в плазмовій електронно-променевої системі при зменшеній густині енергії, яке продемонструвало стаціонарність існування СППР. Виявлено ефект перевищення струму електронного пучка над струмом катоду джерела первинної плазми, що пов'язано з перерозподілом напруги в розряді та виникненням за умов низького тиску несамотійного тліючого розряду.

Практичне значення одержаних результатів. СППР надає унікальну можливість для швидкого та локального введення в плазму енергії з великою (на рівні 10^9 Вт/см² і вище) густиною потужності. Це відкриває нові перспективи як для фундаментальних досліджень у галузі фізики плазми та фізики газового розряду, так і в різних галузях техніки та технологій. Такі густини потужності дають можливість отримувати густу плазму багаторазово іонізованих атомів, в дебаєвій сфері якої знаходиться один іон, тобто, певну квазі-кристалічну плазмову структуру, та яка сьогодні є найбільш привабливою для використання у технічній сфері при створенні джерел потужного (мегават і вище) спрямованого ЕУФ випромінювання. У сфері технологій – імпульсний вплив на тверді тіла при такому рівні потужності дає можливість суттєво модифікувати їх поверхневий шар, надаючи йому унікальні властивості. Як наслідок такого впливу спостерігається збільшення експлуатаційних характеристик виробів. Комбінованими плазмово-пучковими методами можна створювати на поверхні сплави зі складом та властивостями, які є неможливими з точки зору традиційної металургії.

Розроблену оригінальну методику розрахунку динаміки активної потужності розряду можна використовувати для обчислень розрядних характеристик сильнострумівих імпульсних розрядів мікросекундного діапазону.

Виявлений у плазмовій електронно-променевої системі ефект перевищення струму електронного пучка над струмом джерела первинної плазми дає можливість, використовуючи малопотужне джерело первинної плазми ($I_p = 1-3$ А, $V_p = 50$ В), формувати електронний пучок на об'єкт, що обробляється, зі струмом 4–12 А та енергією до 400 еВ.

Результати дослідження можуть бути використані в освітньому процесі на кафедрі матеріалів реакторобудування та фізичних технологій і кафедрі прикладної фізики та фізики плазми Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна, а також у ННЦ ХФТІ, ІЕРТ НАН України, НТУ «ХП».

Особистий внесок здобувача. Всі результати, що увійшли до дисертації, здобуто за особистої участі автора. Здобувач брав безпосередню участь у виконанні теоретичних розрахунків, підготовці та проведенні експериментів, обробці експериментальних даних, інтерпретації та обговоренні здобутих результатів, аналізі джерел наукової літератури за темою дослідження, підготовці та написанні наукових статей [31-39] та тез доповідей на наукових конференціях [40-52].

У роботах [31, 40, 42] здобувач брав участь у підготовці та проведенні експериментальних досліджень з фізичного моделювання формування подвійного шару в плазмовій електронно-променевої системі. У роботах [34, 44, 46] здобувач брав безпосередню участь у розробці та верифікації методики розрахунку активної потужності сильнотривого імпульсного розряду, розробці програмної реалізації даної методики. У роботах [35, 47] здобувач брав участь у створенні моделі нестационарного подвійного шару в плазмі. Ним особисто було отримано вираз для ємності та ємнісної складової струму подвійного шару. У роботах [36-39, 43, 45, 48-52] здобувач особисто розраховував динаміку активної потужності розряду та енергію, що виділяється в розряді, для дослідження динаміки СППР та засобів його керування при високій густині енергії.

Апробація результатів дослідження. Основні результати дисертації представлені та обговорені на наступних наукових конференціях, школах і семінарах: International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop “Nano- and micro-sized structures in plasmas” (Kharkiv, Ukraine, September 15–18, 2014); міжнародна конференція молодих учених і аспірантів ІЕФ-2015 (Ужгород, Україна, 18–22 травня 2015); Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу (Київ, Україна, 22–23 вересня 2015); 13th Kudowa Summer School “Towards Fusion Energy” (Kudowa-Zdroj, Poland, June 13–17, 2016); 27th Symposium on Plasma Physics and Technology (Prague, Czech Republic, June 20–23, 2016); International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion (Kharkiv, Ukraine, September 12–15, 2016); міжнародна конференція молодих учених і аспірантів ІЕФ-2017 (Ужгород, Україна, 23–26 травня 2017); 21st IEEE International Pulsed Power Conference PPC-2017 (Brighton, UK, June 18–22, 2017); XIII International Scientific Conference “Electronics and Applied Physics” (Kyiv, Ukraine, October 24–27, 2017); International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion (Kharkiv, Ukraine, September 10–13, 2018); міжнародна конференція молодих вчених та аспірантів ІЕФ-2019 (Ужгород, Україна, 21–24 травня 2019).

Публікації. Результати дисертаційної роботи опубліковано в 22 наукових роботах, з них 8 статей [31-35, 37-39] у наукових фахових виданнях України, що входять до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science, 1 стаття [36] у науковому періодичному виданні іншої держави та 13 тез доповідей на міжнародних і вітчизняних наукових конференціях [40-52].

Структура дисертації. Дисертація складається зі вступу, п’яти розділів, висновків, списку використаних джерел і одного додатку. Загальний обсяг дисертації складає 190 сторінок, з яких основний текст – 142 сторінки. Робота містить 79 рисунків та 1 таблицю. Список використаних літературних джерел налічує 163 найменування на 17 сторінках.

РОЗДІЛ 1

ОСОБЛИВОСТІ СИЛЬНОСТРУМОВОГО ІМПУЛЬСНОГО РОЗРЯДУ НИЗЬКОГО ТИСКУ

1.1. Обмеження струму в дуговому розряді низького тиску

Сильнострумові імпульсні розряди низького тиску займають значне місце в сучасній фізиці плазми і знаходять широке застосування в техніці та різних технологіях [53-66]. Особливістю сильнострумових імпульсних розрядів, яка обумовила їх широке застосування, є відносно просте отримання імпульсної потужності в десятки, сотні та тисячі мегават, що абсолютно недосяжно в стаціонарних системах. Вони грають важливу роль в дослідженнях у галузі керованого термоядерного синтезу [56-60], при генерації потужних імпульсів випромінювання в широкому діапазоні частот [61, 62], у сильнострумових прискорювачах заряджених частинок [63, 64], у плазмових комутаторах великих струмів та ін. [65, 66].

Як правило, одним з основних типів сильнострумового розряду низького тиску є дуговий розряд. Струм дугового розряду визначається можливостями джерела живлення і параметрами розрядного ланцюга. Малий активний опір розряду обумовлений характерним для дуги низького тиску механізмом емісії електронів з катода за допомогою катодних плям [67-69]. Важливу роль в підтримці розряду грає плазма розрядного проміжку, яка поставляє іони, що необхідні для існування катодних плям, та здійснює перенесення розрядного струму, а також нейтральне середовище, яке потрібно для забезпечення достатньої швидкості генерації заряджених частинок для компенсації їх відходу з розряду. В такому розряді в перенесенні струму беруть участь усі частинки плазми, і таку плазму прийнято називати струмопровідною [70].

Незважаючи на практично необмежену емісію електронів з катода, існує верхня межа струму, який може пройти в дузі низького тиску. Збільшення постійного струму дуги досягається невеликим збільшенням напруги на дузі до тих пір, поки при чітко визначеному значенні струму не відбувається обмеження цього процесу. Це обмеження виражається в повному згасанні дуги, або в різкому збільшенні напруги на розряді до величини, яка визначається зовнішнім джерелом живлення. Максимальний струм, який може перенести плазма розрядного проміжку за рахунок дрейфового руху заряджених частинок зі швидкістю, що не перевищує теплову швидкість частинок у разі максвеллівської функції розподілу за швидкостями, визначається виразом [71]:

$$I_k = 0,4e\bar{n}_m S_T \sqrt{T_e/m_e}, \quad (1.1)$$

де \bar{n}_m – усереднена по струмопровідному перетину S_T густина плазми в мінімумі концентрації.

У роботах [71-74] показано, що при досягненні струмом розряду критичного значення, в розрядному проміжку відбувається утворення подвійного електричного шару об'ємного заряду з великим активним опором, що визначається параметрами плазми і напругою розряду. На ПШ зосереджується основне падіння потенціалу і відбувається формування та прискорення зустрічних електронного та іонного пучків. В області ПШ виникає біполярна оболонка об'ємного заряду і протікає біполярний струм, для якого справедливо співвідношення Легмюра [75]:

$$j_e = j_i \sqrt{\frac{M_i}{m_e}}, \quad (1.2)$$

де j_e – густина електронного та j_i – іонного струмів, M_i – маса іона.

ПШ регулює величину струму розряду і забезпечує ефективну передачу енергії зовнішнього електричного поля в кінетичну енергію біполярного руху пучків заряджених частинок, що переносять весь струм розряду [72]. Таким чином, основною особливістю дугового розряду в режимі обмеження струму є формування ПШ в плазмі розрядного проміжку. Умовою формування ПШ є

підвищення дрейфової швидкості електронів до теплової, що є умовою обмеження струму.

1.2. Самостійний плазмово-пучковий розряд

У роботі [27], при дослідженні сильнострумowego імпульсного розряду в режимі обмеження струму в плазмовому діоді з протяжним міжелектродним проміжком, вперше було показано, що обмеження струму в прямому розряді – це не просто струмова нестійкість дугового розряду, що призводить до утворення в струмопровідній плазмі ПШ, а перехід до нової форми самостійного електричного розряду в газі – самостійного плазмово-пучкового розряду (СППР). Подібно дуговому розряду, СППР формується в умовах розвиненої емісії електронів з холодного катода за рахунок катодних плям, проте перенесення струму розряду і передача енергії від джерела живлення електронам плазми, що необхідна для підтримання балансу числа заряджених частинок в розряді, відбуваються як в пучково-плазмовому розряді з зовнішньою інжекцією пучка [28]. Відмінною особливістю СППР є формування в струмопровідній плазмі ПШ, на якому зосереджується майже вся активна напруга розряду. ПШ регулює розрядний струм і є проміжною ланкою при передачі енергії від зовнішнього джерела живлення до заряджених частинок плазми [29].

СППР є самостійним розрядом, оскільки в ньому відсутнє зовнішнє джерело живлення, яке забезпечує генерацію заряджених частинок, усунення якого призводило б до погасання розряду. Також СППР, як будь-який самостійний розряд, підтримується замкнутим циклом взаємообумовлених процесів регенерації плазми, що існують виключно за рахунок зовнішнього електричного поля. Починають цикл розряду процеси обмеження струму дуги, що призводять до утворення ПШ. Поява ПШ забезпечує формування в розряді інтенсивних пучків заряджених частинок та виникнення процесів колективної пучково-плазмової взаємодії, наслідком якої є розігрів

електронів плазми до енергій, які можна порівняти з енергією іонізації. Потім підключаються процеси іонізації нейтрального газу плазмовими електронами, в результаті чого відбувається збільшення погонного числа заряджених частинок, що призводить до зняття обмеження на струм і поверненню знову до дугового розряду.

Оскільки перехід до СППР відбувається на стадії розвитку дугового розряду при досягненні струмом дуги максимально можливої величини, це свідчить, що СППР є наступною за дуговим розрядом, по мірі збільшення струму, етапом розвитку самостійного газового розряду.

Тривалість існування СППР визначається, в основному, наявністю нейтральної компоненти в розрядному проміжку і величиною енергозапасу накопичувального елемента. Як правило, в результаті пучково-плазмового пробою, який проявляється в лавиноподібному збільшенні концентрації плазми, відбувається практично повне «вигорання» нейтрального газу [76]. Тому, у випадку великого енергозапасу накопичувального елемента можливий випадок, коли в результаті циклу СППР утвореної плазми буде недостатньо для перенесення всього струму, що забезпечується джерелом живлення. Це призводить до тривалого існування сильнострумового розряду з великим активним опором. У процесі протікання СППР відбувається розширення струмового каналу, так як саме поблизу границі плазмового шнура знаходиться область, що багата нейтральними атомами. Процес розширення плазмового шнура в режимі СППР зазвичай закінчується виходом розряду до стінки розрядної камери. Стінка розрядної камери виступає найбільш потужним постачальником нейтральних атомів. В результаті її випаровування під дією бомбардування частинок плазми різко збільшується густина нейтралів в пристіночній області. Саме тут відбувається основна іонізація та збільшення концентрації плазми.

Виділяють два типи СППР, К-розряд і М-розряд, які відрізняються часом формування та місцем локалізації ПШ, способом збудження, динамікою протікання, а також процесами, що підтримують існування

розряду [28]. К-розряд формується на початковому етапі розвитку сильнострумового дугового розряду при досягненні швидкості електронів плазми, що переносять струм розряду, величини порядку теплової електронної швидкості. Генерація пучків заряджених частинок в К-розряді відбувається в ПШ, що знаходиться на рухомому фронті густої плазми катодних плям (К-шарі), на якому зосереджено основне падіння напруги розряду. Підтримка К-розряду здійснюється за рахунок взаємообумовлених процесів генерації катодних плям на катоді та плазми в розрядному проміжку.

Формування М-розряду є причиною недостатньої швидкості генерації заряджених частинок, які потрібні для компенсації відходу зарядів з проміжку, внаслідок малої кількості нейтральних атомів в розрядному проміжку і низькій швидкості підходу нейтрального середовища зі стінок розрядної камери. На відміну від К-розряду, що з'являється на стадії сильнострумового дугового розряду при досягненні струмом критичної позначки, збудження М-розряду має місце в двох випадках:

- на етапі дугового розряду, при досягненні струмової швидкості заряджених частинок плазми порядку теплової;
- при інжекції в розрядний проміжок електронного пучка, сформованого в К-шарі, з густиною струму вище граничної для деякої ділянки розряду. У цьому випадку перехід до М-розряду здійснюється на етапі К-розряду.

Динаміка розвитку М-розряду визначається, в основному, напрямком градієнта концентрації плазми в міжелектродному проміжку. У разі підвищеної концентрації плазми в прикатодній області, виникнення М-шару спостерігається біля поверхні анода з подальшим його рухом углиб розрядного проміжку. При цьому, коли М-розряд формується на етапі розвитку К-розряду, в розрядному проміжку існують два послідовних подвійних шарів: К-шар і М-шар. Сумарне падіння напруги на шарах дорівнює активній напрузі розряду, і падіння потенціалу з К-шару перерозподіляється в М-шар. Якщо профіль концентрації плазми спадає до

катода зародження М-шару відбувається в прикатодній області розряду з подальшим рухом в сторону анода. Перехід до М-розряду на етапі К-розряду здійснюється шляхом відриву ПШ від фронту густої плазми катодних плям внаслідок збільшення швидкості руху до $\sim 10^7$ см/с. Як у випадку підвищеної концентрації плазми у катода, так і у анода, М-шар виникає в області мінімуму густини і рухається в бік її збільшення. Струм розряду при цьому залишається практично постійним з рівномірним розподілом густини струму по перетину розряду.

СППР характеризується як найпотужніший тип газового розряду. Рівень потужності в СППР може досягати десятки-сотні гігават. При струмах електронного пучка $I_b \sim 10^2-10^6$ А, розрядна напруга може становити $U_d \sim 10^2-10^6$ В. Висока напруга СППР, на відміну від дуги, обумовлена формуванням в струмопровідній плазмі ПШ, на якому зосереджується майже вся активна напруга розряду [27, 29]. Основний внесок енергії в розряд, згідно співвідношенню (1.2) забезпечується електронним пучком, оскільки енергія, що виділяється іонним пучком, в $\sqrt{m_e/M_i}$ раз менше. Прискорений в ПШ електронний пучок відразу ж за зоною прискорення, за рахунок пучково-плазмової взаємодії, починає віддавати свою енергію в локальній області розряду. Такий механізм передачі енергії плазмі найбільш ефективний в умовах низького тиску.

Керуючи місцем розташування ПШ, можна формувати електронний пучок безпосередньо перед об'єктом, куди передбачається введення енергії. І тут є принципова відмінність від випадку зовнішньої інжекції електронного пучка, сформованого будь-яким прискорювачем. При високих рівнях потужності, коли для транспортування пучка потрібна зарядова компенсація, пучок віддає значну частку енергії в плазмі простору транспортування, навіть якщо воно зовсім коротке. (Як правило, глибина проникнення пучка визначається потужними колективними ефектами [77].)

Оскільки ПШ є відмінною особливістю СППР, то розглянемо його основні властивості.

1.3. Подвійний електричний шар об'ємного заряду в плазмі

Фізика подвійних електричних шарів об'ємного заряду активно вивчалася в 70-80-х роках ХХ ст. [78-107]. Згодом інтерес до вивчення ПШ по трохи згасав. Однак останнім часом знов відновився інтерес до ПШ у плазмі [107-124]. Це обумовлено тим, що за допомогою них відносно легко можна локально вводити в плазму енергію з густиною потужності до декількох десятків гігават на сантиметр квадратний. Це дозволяє отримувати інтенсивні потоки нейтронів з плазми, надпотужне направлене випромінювання, а також здійснювати високоградієнтний вплив на поверхню твердого тіла.

ПШ являє собою вузьку локалізовану область в плазмі, де відсутня квазінейтральність. Він складається з двох рівних, але протилежно заряджених, шарів об'ємного заряду [80]. Таке просторове розділення електричних зарядів призводить до падіння напруги на шарі. При цьому, внаслідок того, що величина позитивного заряду в шарі дорівнює величині негативного заряду, електричне поле поза шару відсутнє і потенціал в плазмах, які поділяє ПШ, постійний. На рис.1.1 показано якісний розподіл потенціалу, електричного поля і густини просторового заряду в ПШ.

Для опису ПШ зазвичай виділяють чотири групи частинок [80, 81] (рис.1.2): прольотні (чи вільні) електрони та іони, що прискорюються в шарі і рухаються на зустріч один одному відповідно з катодної та анодної сторони шару, і відбиті (чи захоплені) іони та електрони, що гальмуються з катодної та анодної частини ПШ, відповідно. Є випадки, коли для опису ПШ досить і трьох груп частинок (не враховують один із типів відбитих частинок). Однак на практиці ПШ з одним типом відбитих частинок є винятком, тому зазвичай потрібні всі чотири групи частинок.

Для існування ПШ необхідно, щоб виконувалися наступні умови [80-84]:

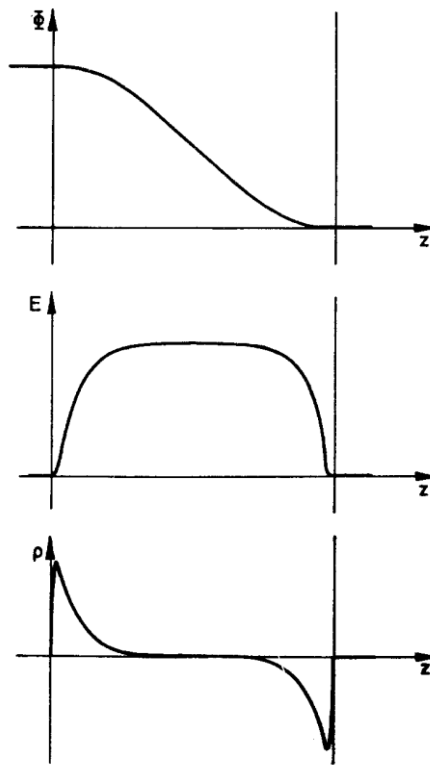


Рис. 1.1. Розподіл потенціалу $\phi(z)$, електричного поля $E(z)$ і густини просторового заряду $\rho(z)$ в подвійному шарі [80]

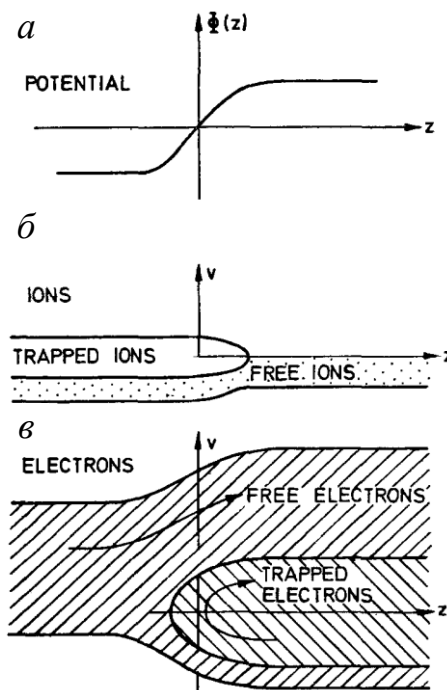


Рис. 1.2. Розподіл потенціалу в подвійному шарі (а), фазовий простір для прольотних (*free*) та відбитих (*trapped*) іонів (б), фазовий простір для прольотних (*free*) та відбитих (*trapped*) електронів (в) [80]

- падіння потенціалу на шарі φ_{DL} має задовольняти співвідношенню $|\varphi_{DL}| \geq kT_e/e$, де k – постійна Больцмана, T_e – температура електронів плазми, що межує із шаром, e – елементарний заряд електрона;
- електричне поле всередині ПШ має бути набагато сильніше, ніж зовні, тому сумарний позитивний та негативний заряд компенсують один одного;
- квазінейтральність локально порушується в шарах просторового заряду;
- довжина вільного пробігу частинок повинна бути набагато більше товщини ПШ.

З експериментальних робіт відомо, що ПШ можуть з'являтися в різних формах. Велика кількість різних типів ПШ, що виявлені в космосі, в різних експериментах та теоріях, що мають різні назви, але можуть належати до одного і того ж виду, роблять їх класифікацію досить громіздкою. Однак на підставі їх фізичних властивостей ПШ можна класифікувати наступним чином:

- *Сильні та слабкі.* ПШ вважається сильним, якщо падіння потенціалу в шарі набагато більше, ніж еквівалентна теплова енергія всіх чотирьох груп частинок $e\varphi_{DL}/kT_e \gg 1$ [85, 86]. Якщо $e\varphi_{DL}/kT_e \sim 1$, то такий ПШ вважається слабким. В слабких ПШ еквівалентний тепловий потенціал, принаймні однієї з чотирьох груп частинок, має таку ж величину, або більше, ніж падіння потенціалу в шарі [87].
- *Релятивістські та нерелятивістські.* ПШ вважається релятивістським, якщо падіння потенціалу в шарі є достатньо великим $\varphi_{DL} \gg m_e c^2 / Ze$ для прискорення як електронів, так і іонів до релятивістських швидкостей [88]. Шар є нерелятивістським, коли падіння потенціалу настільки мало $\varphi_{DL} \ll m_e c^2 / e$, що воно не здатне прискорювати навіть електрони до релятивістських швидкостей. Всі шари, що мають падіння потенціалу в інтервалі між ними, називаються *напіврелятивістськими*.

Фізична природа ПШ, умови його формування та існування досліджено в роботах, що присвячені теоретичному та експериментальному вивченню як лабораторної плазми так і магнітосфери Землі. Результати цих досліджень викладені в детальних оглядах [80-84, 89, 90, 108, 109].

Для опису ПШ використовуються різні теорії. Стационарні одномірні ПШ можуть бути описані як рішення рівнянь Власова-Пуассона [91], або методом Бернштейна-Гріна-Крускала (БГК-метод) для визначення нелінійних електростатичних хвиль [92]. Крім того, динаміку деяких дуже слабких ПШ можна описати використовуючи модифіковане рівняння Кортевега-де Фріза, коли ПШ являє собою особливий тип солітону [93].

Зазвичай, розподіл потенціалу в стационарному ПШ описується рівнянням Пуассона:

$$\Delta\varphi(\mathbf{r}, t) = -4\pi \sum_{\alpha} q_{\alpha} n_{\alpha}(\mathbf{r}, t), \quad (1.3)$$

де $n_{\alpha}(\mathbf{r}, t)$ – концентрація частинок сорту α , що мають заряд q_{α} . Значення $n_{\alpha}(\mathbf{r}, t)$ визначається функцією розподілу частинок за швидкостями:

$$n_{\alpha}(\mathbf{r}, t) = \int f_{\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v}. \quad (1.4)$$

Зміна функції розподілу f_{α} по мірі руху частинок в шарі описується кінетичним рівнянням Власова (нехтування інтегралом зіткнення відбувається внаслідок великих довжин вільного пробігу, набагато більших ніж товщина шару):

$$\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}] \right) \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad (1.5)$$

де m_{α} – маса частинок сорту α .

Функція розподілу частинок за швидкостями на границях ПШ в одновимірному випадку уздовж магнітного поля має наступний вигляд:

$$f_{\alpha\beta} = A_{\alpha\beta} \exp \left\{ -\frac{m_{\alpha} (v - u_{\alpha\beta})^2}{2T_{\alpha\beta}} \right\}, \quad (1.6)$$

де індекс α відноситься до сорту частинок (іони або електрони), а індекс β – визначає катодний або анодний бік шару, $u_{\alpha\beta}$ – дрейфові швидкості частинок

на границях шару (для відбитих іонів u_{ic} та електронів u_{ea} дрейфові швидкості дорівнюють 0). Коефіцієнт $A_{\alpha\beta}$ вибирається таким, щоб виконувалася умова квазінейтральності по обидві сторони шару.

Розв'язок цієї задачі на кінетичному рівні стикається зі значними труднощами і в загальному вигляді досі не отримано. Таким чином, у багатьох роботах по дослідженню ПШ використовують наближення гідродинаміки, що обмежує використання отриманих результатів [94]. Проте, основні характеристики ПШ, отримані в МГД-наближенні, досить не погано узгоджуються з експериментом.

У випадку сильного ПШ розподіл потенціалу в шарі визначається, в основному, прольотними частинками [75]. У цьому наближенні рівняння Пуассона в одновірному випадку має вигляд:

$$\frac{d^2\varphi(z)}{dz^2} = 4\pi j_e \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \left(\frac{1}{\sqrt{\varphi(z) + \varphi_{ec}}} - \mu \frac{1}{\sqrt{V_{DL} + \varphi_{ia} - \varphi(z)}} \right), \quad (1.7)$$

де $\mu = \frac{j_i}{j_e} \sqrt{\frac{M_i}{Z_{ef} m_e}}$, $\varphi_{ec} = m_e u_{ec}^2 / 2e$, $\varphi_{ia} = M_i u_{ia}^2 / 2Z_{ef} e$, Z_{ef} – ефективний заряд

іонів з анодної сторони шару, V_{DL} – падіння напруги на ПШ. Оскільки ПШ поділяє дві плазми, електричне поле в яких в наслідок квазінейтральності відсутнє, то прирівняв електричне поле на границі шару нулю отримаємо $\mu=1$, що є умовою Ленгмюра [75], яке дає зв'язок між густиною електронного та іонного струмів в шарі (1.2).

Таким чином, вирішивши рівняння (1.7) та підставивши відповідні граничні умови можна отримати вираз, що пов'язує товщину ПШ l_{DL} з густиною електронного струму через шар j_e та падінням напруги в шарі V_{DL} :

$$l_{DL} = \sqrt{\frac{1,86}{9\pi}} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{V_{DL}^{3/2}}{j_e}, \quad (1.8)$$

або

$$j_e = \frac{1,86}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{V_{DL}^{3/2}}{l_{DL}^2}, \quad (1.9)$$

З останнього рівняння видно, що густина струму електронів в ПШ j_e та густина електронного струму в вакуумному зазорі $j_{e3/2}$, де відсутня іонна компонента, при однаковому потенціалі та товщині області його падіння пов'язані співвідношенням $j_e = 1,86j_{e3/2}$.

Критерій існування ПШ впливає з того, що для розподілу потенціалу в шарі необхідно, щоб густина прольотних частинок поблизу границі шару перевищувала густину відбитих частинок, а це можливо, коли швидкість дрейфу, з якою прольотні частинки влітають в шар, перевищувала деяку величину. В роботі [80] показано, що умова існування ПШ збігається з умовою Бома для пристінкового шару об'ємного заряду

$$u_{ia} > \sqrt{T_e/M_i}, \quad (1.10)$$

тобто, і в разі ПШ, іони, що влітають в шар з анодної сторони, повинні мати швидкість більше, ніж швидкість іонного звуку.

Густина струму іонів, що влітають в шар, визначається співвідношенням:

$$j_{bi} = 0,4en\sqrt{2T_e/M_i}. \quad (1.11)$$

Таким чином, відповідно (1.2) і (1.11) струм утворення ПШ має вигляд:

$$I_k = 0,4en\sqrt{2T_e/Z_{ef}m_e} S_T, \quad (1.12)$$

що збігається з виразом (1.1) для критичного струму, що є граничним для дуги низького тиску.

ПШ експериментально виявлені та спостерігалися в різних лабораторних плазмах, таких як звужені плазми [75], у плазмі ртутного розряду [95, 110, 111], Q-машинах [96], подвійних та потрійних плазмових пристроях [78, 85], плазмі, що розширюється [112, 113] тощо. Роль ПШ в астрофізиці також значна, оскільки вони присутні в магнітосфері Землі, та відповідають за прискорення електронів у верхніх шарах атмосфери, створюючи північне сяйво [97, 98, 114]. Різні теорії утворення сонячних спалахів також включають ПШ [98]. ПШ можуть відігравати значну роль у підтримці та прискоренні плазми в магнітних коронарних воронках [115].

Електричні подвійні шари об'ємного заряду в плазмі досліджувалися експериментально протягом багатьох років. Одним із таких прикладів є дослідження функції розподілу електронів по енергіям на фронті ПШ та за ним, яке показало наявність стрибку потенціалу, що з'являється при раптовій зміні діаметра розрядної трубки [75, 99]. При цьому ПШ формується у місці звуження розрядної трубки, між двома плазмами, що мають різні властивості. ПШ прискорює електрони з катодної сторони плазми в область звуження, тим самим збільшуючи ефективність іонізації.

Стрибки потенціалу спостерігалися також у плазмі дугового розряду без звуження розрядної трубки, де стрибок потенціалу був викликаний лише струмом, що проходить через плазму [100]. При цьому у розрядній трубці ПШ були візуально видно, однак виміряти функцію розподілу електронів по енергіям або потенціал плазми було досить складно через характеристики розрядної трубки. Ще однією проблемою було те, що ефекти іонізації по всій розрядній трубці мали тенденцію домінування над явищами, що спостерігалися. Ці проблеми були вирішені при використанні таких пристроїв як Q-машини [96], подвійні [78] та, особливо, потрійні [85] плазмові пристрої. На відміну від розрядних трубок, де іонізація відбувається у всьому пристрої, в Q-машинах та інших плазмових пристроях, плазма може створюватися в іншій, від тієї де формується ПШ, камері.

У роботі [78] вперше запровадили пристрій нового типу для дослідження ПШ. Цей подвійний плазмовий прилад надав вагомі експериментальні докази, які підтверджують той факт, що ПШ можуть розглядатися як БГК структури. Експеримент складався з двох плазм, розділених двома сітками, з джерелами плазми в обох областях. Стійкі ПШ досягалися регулюванням густини плазми в кожній області. Однак, як і в експериментах з розрядною трубкою, іонізація була присутня у всьому розряді, в тому числі і в місці формування ПШ, тим самим домінуючи над його характеристиками. Визначення БГК ПШ у лабораторних плазмах полягає у визначенні функцій розподілу електронів та іонів на границях ПШ,

які слід вибирати так, щоб вони відповідали потенціалу та функції розподілу на границях плазми. Це вимагає точного контролю густини плазми, температури та, головне, швидкості дрейфу електронів та іонів. Оскільки плазма була створена іонізацією в обох камерах пристрою подвійної плазми, то БГК ПШ, які залежать лише від параметрів плазми на границях камери, не могли бути чітко отримані в цьому пристрої.

У роботі [85] суттєво покращили формування БГК ПШ за допомогою приладу потрійної плазми, який по суті є пристроєм подвійної плазми з центральною камерою. Як правило, пристрої потрійної плазми складаються з трьох різних плазм, розділених двома парами сіток. У роботі [87] було показано, що іонізація в пристрої може бути обмежена, що дозволяє утворити ПШ у вільній від іонізації області. Принципова концепція пристроїв потрійної плазми для вивчення ПШ полягає у досягненні роздільного контролю функцій розподілу іонів і електронів та потенціалу плазми на кожній границі, тим самим, дозволяючи створювати БГК ПШ.

В експериментах на Q-машинах та пристроях подвійної плазми, як правило, формуються слабкі ПШ з відносно невеликим падінням потенціалу ($e\phi_{DL}/kT_e \sim 3-5$) [78]. У пристроях потрійної плазми зазвичай формуються сильні ПШ з відносно великим падінням потенціалу ($e\phi_{DL}/kT_e \geq 10$) [85], однак у роботі [87] показано, що у пристроях з потрійною плазмою також можуть формуватися і слабкі ПШ. У роботі [96] показано, що також можливо формування «дуже сильних» або «надміцних» ПШ з падінням потенціалу $e\phi_{DL}/kT_e \sim 200$.

Незважаючи на численні дослідження, які проведені по вивченню ПШ, природа їх виникнення на даний час ще до кінця не вивчена. Відомо, що формування ПШ має місце в двох випадках:

- за рахунок підведення до плазми напруги [72-75, 84-86, 101, 102];
- при інжекції в плазму, границі якої підтримуються при однаковому потенціалі, електронних пучків [78, 82, 96, 103, 104].

У роботах [105, 106] виникнення ПШ пояснюється за рахунок розвитку іонно-звукової нестійкості, внаслідок чого ці ПШ отримали назву іонно-звукові. В експериментах, проведених з магнітоактивною плазмою, спостерігалися ПШ, в яких електричне поле шару було направлено як уздовж зовнішнього магнітного поля, так і під кутом до нього. В роботі [107] утворення ПШ з електричним полем під кутом до зовнішнього магнітного поля пояснюється збудженням іонно-циклотронних коливань.

Оскільки однією з умов виникнення ПШ є перевищення дрейфової швидкості електронів над тепловою [80], що збігається з умовою розвитку бунеманівської нестійкості в плазмі, то це привело до припущення, що ПШ формується внаслідок розвитку цієї нестійкості.

Незважаючи на те, що збудження бунеманівської нестійкості пояснює багато особливостей формування ПШ, в роботі [104], присвяченій вивченню ПШ при інжекції електронного пучка в плазму, було показано, що формування шару відбувається швидше завдяки пірсовій нестійкості, ніж бунеманівської, хоча остання спостерігалася саме перед формуванням ПШ.

1.4. Джерела інтенсивного екстремального ультрафіолетового випромінювання на основі сильнострумового імпульсного розряду

На сьогоднішній день ведеться активна розробка і створення потужних джерел випромінювання в широкому діапазоні частот, які знаходять застосування як в наукових дослідженнях, так і в різних галузях промисловості. Особливо це стосується джерел екстремального ультрафіолетового (ЕУФ) випромінювання. Це випромінювання, з довжиною хвилі $\lambda \sim 10\text{--}100$ нм, насамперед, відіграє важливу роль в області мікро та наноелектроніки при вдосконаленні технології фотолітографії та переході до нанолітографії [1-14]. Крім того, інтенсивні джерела випромінювання в ЕУФ діапазоні потрібні і в інших областях, таких як мікроскопія, медицина, астрофізика тощо [15-24]. Використання високоточної зонної мікроскопії в

ЕУФ діапазоні дозволить більш детально вивчати структуру тканин, білків, клітин та інше [15, 16, 20, 21]. Для визначення дефектів шаблонів масок для фотолітографії або інших різних покриттів передбачається використання ЕУФ темнопольної мікроскопії [17, 18].

ЕУФ випромінювання також використовують для обробки поверхні різноманітних полімерних композитів. Опромінення композитів призводить до зменшення шорсткості поверхневого шару, при цьому не зачіпаючи більш глибокі шари матеріалу. Це дозволяє значно згладжувати рельєф поверхні [19, 24]. ЕУФ опромінення знаходить застосування для вирішення різноманітних завдань хімічного аналізу: для моніторингу забруднювачів повітря, при аналізі слідів елементів в біологічних об'єктах і харчових продуктах [22, 23]. ЕУФ фотоліз розчинів органічних речовин є перспективним процесом для вирішення цілого спектру наукових і промислових завдань. До теперішнього часу показано, що ЕУФ фотоліз дозволяє розкласти різні органічні забруднювачі, в тому числі і такі, для руйнування яких прямий фотоліз непридатний [22].

Висока ефективність поглинання ЕУФ випромінювання будь-якою речовиною та відсутність необхідних оптично прозорих матеріалів, придатних для побудови оптичних систем, змушує переходити до спеціальної дзеркальної оптики. Для цього використовується багат шарове бреггівське покриття на атомарному-гладкій поверхні масивної підкладки із заданою кривизною. Максимальний коефіцієнт відбиття для цих дзеркал на основі плівок *Mo-Si* дорівнює $R \sim 70\%$ (теоретичне $R_{\max} \approx 74-78\%$) при довжині хвилі 13,5 нм [125]. При використанні великої кількості таких дзеркал більша частина випромінювання все ж таки буде поглинатися. Отже це спонукає використання потужного джерела випромінювання з максимумом інтенсивності на довжині хвилі 13,5 нм.

Найбільш ефективних джерелом ЕУФ випромінювання на сьогоднішній день є синхротронне випромінювання, яке генерується в прискорювачах заряджених частинок з накопичувальними кільцями [126-129]. Проте

суттєвим недоліком такої системи є висока вартість і громіздкість синхротронних накопичувальних кілець, які перешкоджають їх широкому промислового використанню.

В якості альтернативи синхротронному випромінюванню використовують лазерну плазму, що створюється при взаємодії лазера з різними твердими, рідкими або газоподібними об'єктами, та є ефективним джерелом ЕУФ і м'якого рентгену [130-133]. Однак необхідний сучасний рівень потужності джерела випромінювання виявляється майже недоступним для лазер-плазмового ЕУФ джерела. Це стимулює пошук нових рішень, в тому числі і повернення до відомих розрядних методів генерації густої високотемпературної плазми на основі сильнотимових імпульсних розрядів, таких як Z-пінч, капілярний розряд, «плазмовий фокус», вакуумно дуговий розряд та можливі їх комбінації з лазерною плазмою [134-147].

Компанією *Philips EUV* спільно з *XTREME technologies* було розроблено та створено джерело ЕУФ випромінювання з довжиною хвилі 13,5 нм [134, 135]. В основі роботи *Sn-DPP* джерела лежить генерація ЕУФ випромінювання в плазмовому Z-пінчі з багаторазово іонізованими атомами олова, який формується між двома дископодібними електродами, покритими тонким шаром олова, що обертаються (рис.1.3).

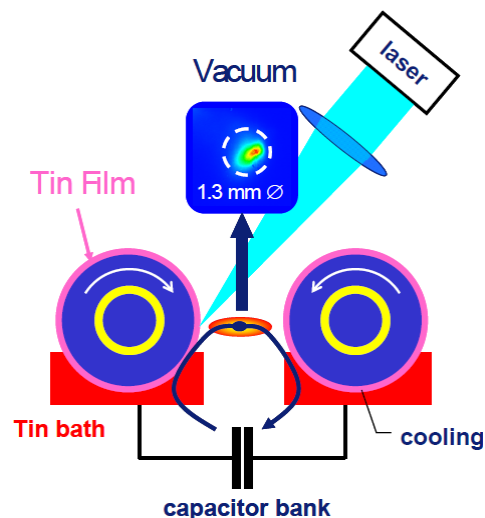


Рис. 1.3. Принцип роботи *Sn-DPP* джерела ЕУФ випромінювання [134]

Ініціація розряду здійснюється за допомогою лазера. В результаті між електродами формується плазмовий канал по якому протікає струм до 20 кА, що розігріває плазму. Як наслідок багаторазово іонізована плазма починає генерувати ЕУФ випромінювання з довжиною хвилі 13,5 нм. Варто відзначити, що використання олова пов'язано з тим, що на відміну від десятиразово іонізованого ксенону Xe^{10+} , який є потужним джерелом фотонів на довжині хвилі 13,5 нм, інтенсивне випромінювання в плазмі олова з $\lambda = 13,5$ нм формується від багатьох іонізаційних станів (від Sn^{6+} до Sn^{12+}) [125, 136].

Недоліком представленої системи є досить низька ефективність, яка перш за все, пов'язана з малим ($\sim 2\%$) коефіцієнтом конверсії електричної енергії в енергію випромінювання, а по-друге – з неможливістю (через конструкційні особливості) зібрати першим колекторним дзеркалом все випромінювання, а лише тільки те, що випромінюється в певний тілесний кут. Для підвищення ефективності таких систем краще було б використання плазмових джерел спрямованого випромінювання. При генерації спрямованого випромінювання і оптимальному розташуванні колекторного дзеркала можна при тому ж коефіцієнті конверсії досягти більшої ефективності системи.

Ефективним джерелом спрямованого випромінювання, серед інших типів сильноточових розрядів, є капілярний розряд [137-141]. Так, наприклад, перевага потужних капілярних розрядів в порівнянні з сильноточовими Z-пінчами складається в наступному:

- стінки капіляра впливають на стабілізацію розряду, що зменшує ймовірність розвитку нестійкостей в плазмі;
- більшій однорідності плазмових згустків, що утворюються;
- більш високому коефіцієнті конверсії електричної енергії в енергію випромінювання;
- фіксованому положенні області, що випромінює, в просторі.

Однак, при всій привабливості таких систем істотним їх недоліком для формування потужного спрямованого випромінювання є використання капілярів. Тісний контакт внутрішньої стінки капіляра з густою високотемпературною плазмою призводить до його швидкого руйнування. Це робить неможливим створення потужно джерела спрямованого випромінювання на основі капілярного розряду, оскільки для цього потрібна тривала робота пристрою при потужності десятки та сотні кіловат.

Дослідження українських вчених, що представлені в роботах [142-147], виявили можливість формування потужного спрямованого випромінювання з довжиною хвилі 13,5 нм в плазмі багаторазово іонізованих атомів олова в сильнострумовому плазмовому діоді при відсутності капілярних розрядних трубок. У цих дослідженнях спрямоване ЕУФ випромінювання спостерігалось у вигляді серії потужних пікових імпульсів тривалістю 100 – 200 нс на фоні звичайного рекомбінаційного випромінювання плазми.

Отримані результати обумовлені тим, що при створенні джерел випромінювання на основі Z-пінча інші розробники прагнули знизити енергозапас конденсаторної батареї до рівня ~ 4 Дж, збільшуючи потужність в розряді за рахунок підвищення частоти імпульсів. При такому підході з розряду спостерігається лише звичайне ізотропне рекомбінаційне випромінювання. Українські вчені пішли по шляху підвищення енергозапасу конденсаторної батареї. Вони встановили, що направлене випромінювання у вигляді потужних пікових імпульсів в Z-пінчі починає проявлятися в індуктивній фазі розвитку розряду, коли енергозапас конденсаторної батареї перевищує 16 Дж [142]. Було показано, що спрямованість і потужність пікових імпульсів випромінювання визначається енергозапасом конденсаторної батареї, півперіодом коливань розрядного струму, параметрами плазми, розмірами і геометрією розрядного проміжку [143-146].

На рис.1.4 наведено осцилограми напруги (а) і струму (б) розряду, а також осцилограми інтенсивності випромінювання в діапазоні довжин хвиль 12,2–15,8 нм вздовж (в) і поперек (г) осі розряду. Номери імпульсів

випромінювання відповідають номерам ділянок зон генерації, представлених на фрагментах фотографії розрядного проміжку.

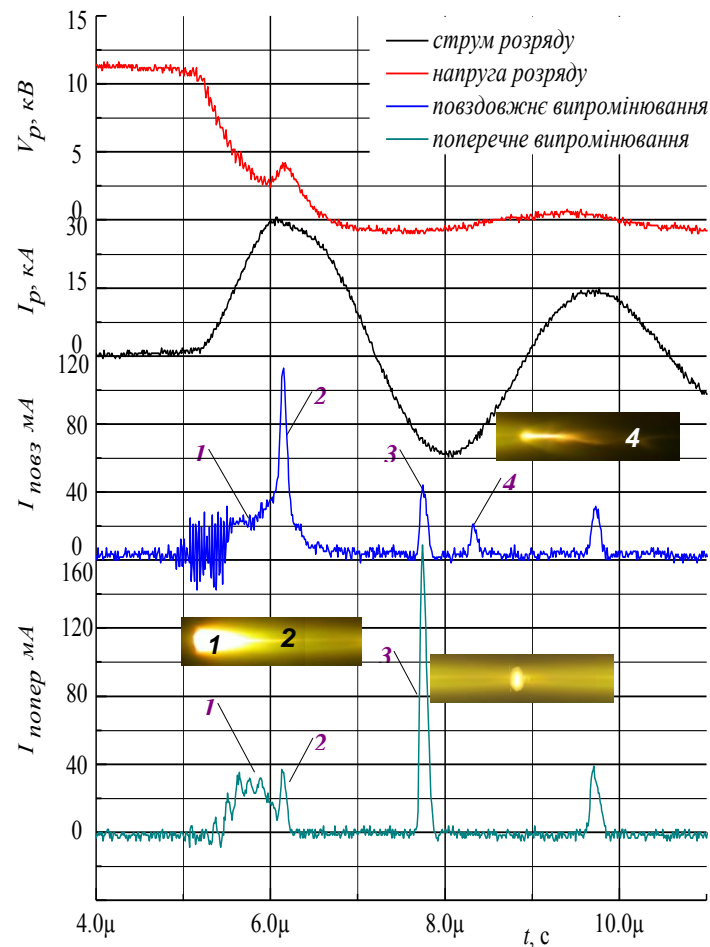


Рис. 1.4. Осцилограми напруги (а) і струму (б) розряду, інтенсивності випромінювання в діапазоні довжин хвиль 12,2–15,8 нм в поздовжньому (в) і поперечному (г) напрямку [145]

У першому півперіоді коливань розрядного струму (рис.1.4 б) при напрузі понад 10 кВ на фоні широкого імпульсу рекомбінаційного випромінювання I спостерігається вузький піковий імпульс випромінювання 2 тривалістю ~ 200 нс, в якому зосереджується до 70% енергії, що випромінюється за перший півперіод. Випромінювання цього пікового імпульсу має яскраво виражену поздовжню спрямованість. (Інтенсивність випромінювання вздовж осі розряду в 3 рази перевищує інтенсивність поперек.) Цей піковий імпульс поздовжнього випромінювання генерується в густій прианодній плазмі, що має форму тонкої спиці

втягнутої в поздовжньому напрямку (зона 2). Ця плазмова спиця виривається з прианодної плазми в момент різкого зриву струму розряду і збільшення розрядної напруги. Після закінчення пікового імпульсу спиця розширюється і через 300–400 нс зникає. Рекомбінаційне випромінювання *I* генерується з широкої прианодної плазми (зона 1).

У другому півперіоді в широкому діапазоні розрядних напруг (4–12 кВ) спостерігається генерація інтенсивного пікового випромінювання переважно поперек осі розряду 3. (Інтенсивність випромінювання поперек осі розряду в 4 рази перевищує інтенсивність вздовж.) У більш вузькому діапазоні напруг (5–8 кВ) після основного піку випромінювання через 200 нс слідує пік-сателіт 4. Випромінювання піку-сателіта завжди має повздовжню спрямованість. Зоною генерації основного піку з поперечною спрямованістю є густе плазмове утворення в формі сплюсненого в поздовжньому напрямку еліпсоїда (зона 3). Зона генерації піку-сателіта має вигляд витягнутого циліндра в поздовжньому напрямку (зона 4). Плазмовий еліпсоїд розташовується на деякій відстані від прианодної плазми і виникає, коли розрядний струм в другому півперіоді досягає максимального значення. Плазмовий циліндр витягується з плазмового еліпсоїда через 200 нс.

Основні піки випромінювання мають місце при амплітуді струму більше 10 кА. Їх інтенсивність зростає з ростом розрядної напруги, проте вони повністю зникають при збільшенні розрядної напруги понад 10 кВ у разі використання анодів діаметром 0,15 см і 0,25 см. Для анода діаметром 0,5 см основні піки випромінювання спостерігаються у всьому досліджуваному діапазоні розрядних напруг. Інтенсивність піка-сателіта також зростає зі збільшенням розрядної напруги, але при напругах понад 8 кВ пік-сателіт зникає. Залежність спрямованості випромінювання від напруги підпалу незначна.

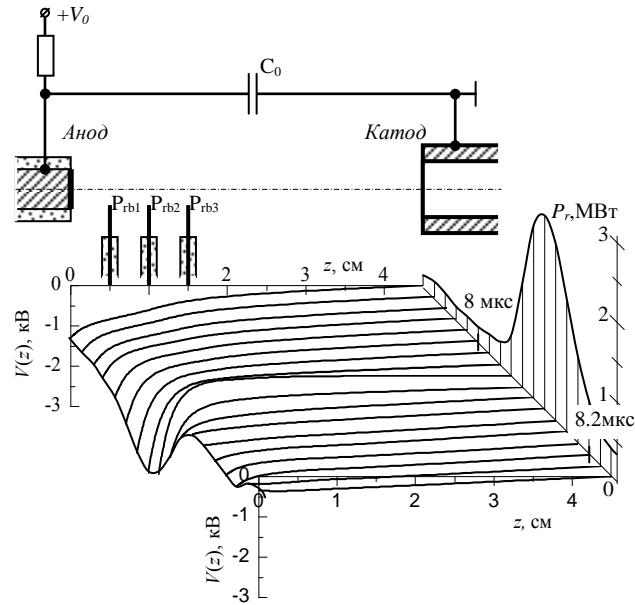
У третьому півперіоді поблизу максимуму розрядного струму, як правило, спостерігається піковий імпульс практично ізотропної спрямованості з меншою в порівнянні з попередніми півперіодами

амплітудою. Його інтенсивність також зростає зі збільшенням розрядної напруги і слабо залежить від напруги підпалу.

У роботі [147] було показано, що в основі генерації пікового випромінювання лежить пучковий механізм розігріву плазми. Електронний пучок формується в подвійному електричному шарі на границі між густою прианодною плазмою та менш густою плазмою розрядного проміжку. Полярність ПШ така, що електронний пучок інжектуються в густу прианодну плазму і розігріває її за рахунок колективних ефектів. Це призводить до різкого збільшення інтенсивності випромінювання з локальної області.

На рис.1.5 показана еволюція розподілу електричного потенціалу вздовж осі розрядного проміжку в момент формування пікового випромінювання. На відміну від ізотропного випромінювання, яке спостерігається з усього плазмового стовпа, пікове випромінювання виходить з певної локальної області розряду поблизу поверхні анода. Концентрація прикладеної напруги у вузькій області говорить про формування електричного подвійного шару. Оцінка товщини цього ПШ, на підставі напруги, струму розряду та площі електроду, дає величину порядку 20 мкм.

На рис.1.6 представлені фрагменти струму розряду (*a*), потужності випромінювання (*b*), потужності, що виділяється в розряді, (*в*), розрядної напруги та потенціалів зондів (*г*). З осцилограм видно, що на фоні зростання анодної напруги потенціали зондів, що розташовані поблизу поверхні анода, зменшуються, наближаючись до потенціалу катода. Це означає, що вся напруга розрядного проміжку концентрується у вузькій області між анодом і зондами. Іншими словами, біля аноду утворюється подвійний шар об'ємного заряду, в якому формується потужний (з енергією ~ 3 кеВ і струмом ~ 20 кА) електронний пучок. Поява електронного пучка, який водночас зі збільшенням активної напруги розряду, призводить до різкого зростання потужності, що вводиться в розряд. При цьому, збільшення інтенсивності випромінювання з плазми слідує за збільшенням енергії, що вводиться в плазму, відстаючи на 80 нс.



P_{rbi} – зондові детектори,

P_r – потужність випромінювання в діапазоні довжин хвиль 12,2–15,8 нм

Рис. 1.5. Еволюція розподілу електричного потенціалу вздовж осі розрядного проміжку в момент формування пікового випромінювання [147]

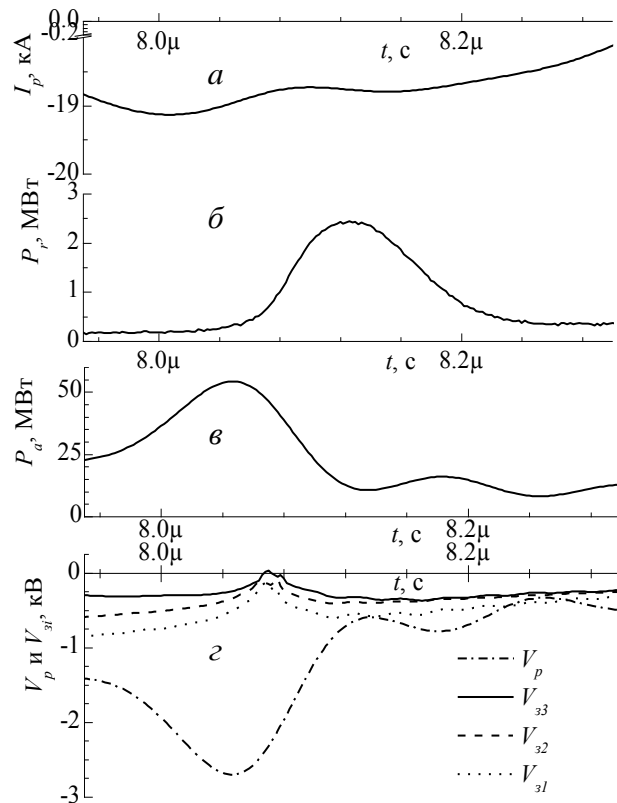


Рис. 1.6. Часові залежності розрядного струму (а), потужності випромінювання (б), потужності, що вводиться в розряд, (в), напруги розряду і потенціали зондів (г) у другому півперіоді коливань розрядного струму [147]

Оцінки показують, що швидке і локальне (за рахунок пучкового механізму розігріву плазми) збільшення на 25% потужності, що виділяється в розряді, призводить до збільшення інтенсивності випромінювання на 50%. Іншими словами, коефіцієнт конверсії електричної енергії в енергію випромінювання за рахунок швидкого і локального введення приблизно в 2 рази вище, ніж при звичайному омичному або адіабатичному нагріванні плазмового стовпа.

1.5. Використання сильнотривового імпульсного розряду для інтенсивного впливу на поверхню твердого тіла

Сильнотривові імпульсні розряди також широко використовуються у джерелах інтенсивних пучків заряджених частинок для проведення різних технологічних процесів [148-157]. Наприклад, вплив потужних потоків заряджених частинок або плазми з густиною потужності 10^5-10^9 Вт/см² на тверді тіла різної природи дозволяє істотно модифікувати властивості поверхневого шару конструкційних матеріалів і досягти ефектів, які неможливо отримати традиційними методами обробки [148, 150, 153, 156]. Швидке введення енергії в речовину викликає протікання в ній інтенсивних теплових та деформаційних процесів, що призводять до зміни структури і фазового складу матеріалу. При цьому збільшується міцність, зносостійкість та корозійна стійкість матеріалу [151, 154, 157]. Такий метод впливу на тверді тіла інтенсивними потоками заряджених частинок або плазми, відкриває перспективи в створенні нових радіаційних технологій обробки матеріалів.

Великі перспективи пов'язані з промисловим впровадженням технології електронно-пучкової модифікації поверхні металевих виробів [152, 155]. Опромінюючи метал потужним електронним пучком, можна миттєво відполірувати його поверхню до дзеркального блиску, навіть якщо ця поверхня має складну форму, якісно відполірувати яку механічно просто

неможливо. На рис.1.7 показана схема впливу інтенсивного електронного пучка на поверхню металу. Плавлячись під пучком і миттєво остигаючи, тонкий, в декілька мікрон, шар металу очищується від домішок та набуває нанокристалічної структури, яка має високу твердість, зносостійкість та корозійну стійкість. Такий імпульсний вплив потужного електронного пучка застосовується також і для обробки крихких надтвердих інструментальних сплавів. Комбінованими пучково-плазмовими методами можна створювати на поверхні сплави зі складом і властивостями, неможливими з точки зору традиційної металургії [149, 152, 153, 156].

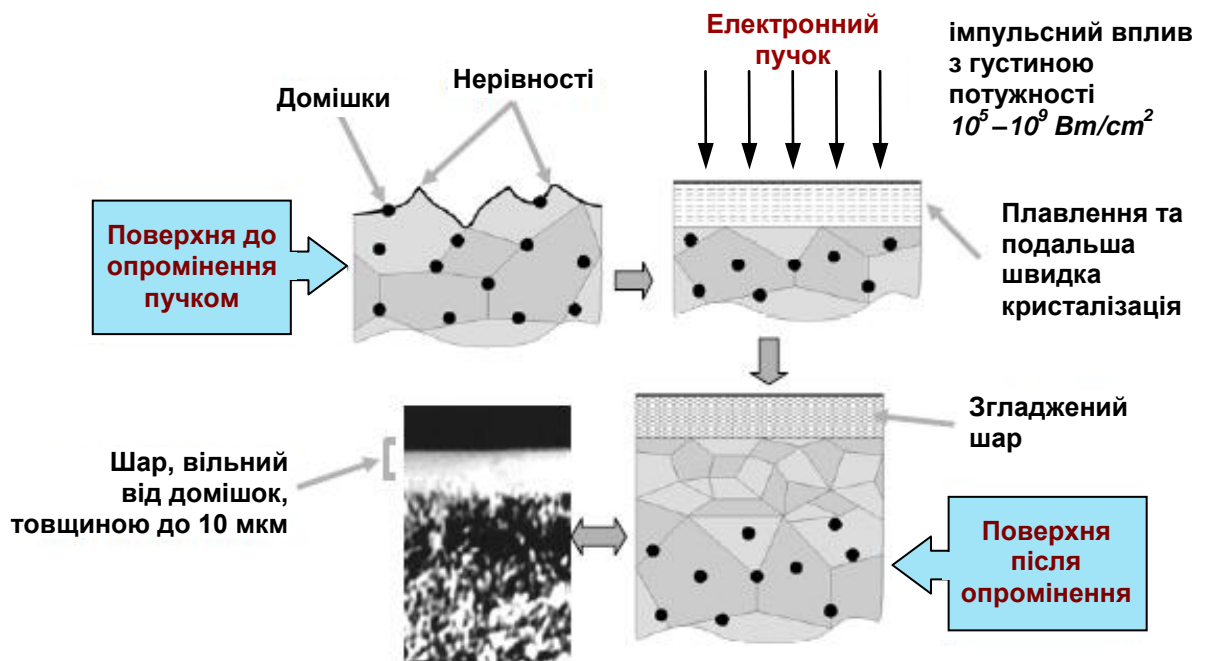


Рис. 1.7. Схематичне зображення процесу впливу потужного електронного пучка на поверхню металу [152]

Висновки до розділу 1

Сильнострумові імпульсні розряди низького тиску знаходять широке практичне застосування як в наукових дослідженнях, так і в техніці та різних технологіях. Ключовою особливістю, що зумовила їх широке застосування, є відносно просте отримання імпульсної потужності в десятки, сотні і тисячі

мегават, що абсолютно недосяжно в стаціонарних системах. Видатне місце серед інших типів сильноточових імпульсних розрядів низького тиску займає самостійний плазмово-пучковий розряд, оскільки він є найпотужнішим типом електричного розряду в газі та надає унікальну можливість для локального введення в плазму енергії з густиною потужності десятки гігават при відносно невеликому енергозапасі накопичувального елемента. Характерною особливістю СППР є те, що всередині його газорозрядної плазми в локальній області на подвійному шарі об'ємного заряду відбувається прискорення потужного електронного пучка, який відразу ж, за зоною прискорення, починає віддавати свою енергію. Керуючи місцем розташування подвійного шару, можна формувати електронний пучок безпосередньо перед об'єктом, куди передбачається введення енергії (плазма, тверде тіло, інші об'єкти).

Введення в плазму енергії з великою густиною потужності (на рівні 10^9 Вт/см² і вище) дозволяє отримувати багаторазово іонізовану плазму з густиною понад 10^{16} см⁻³, певну квазі-кристалічну плазмову структуру, в дебаєвській сфері якої знаходиться один іон. Така плазма сьогодні є найбільш приваблива для використання у надпотужних джерелах ЕУФ випромінювання з довжиною хвилі 13,5 нм. Окрім того імпульсний вплив на тверді тіла при такому рівні потужності дозволяє істотно модифікувати їх поверхневий шар, надаючи йому унікальні властивості та збільшуючи при цьому конструкційні характеристики матеріалів.

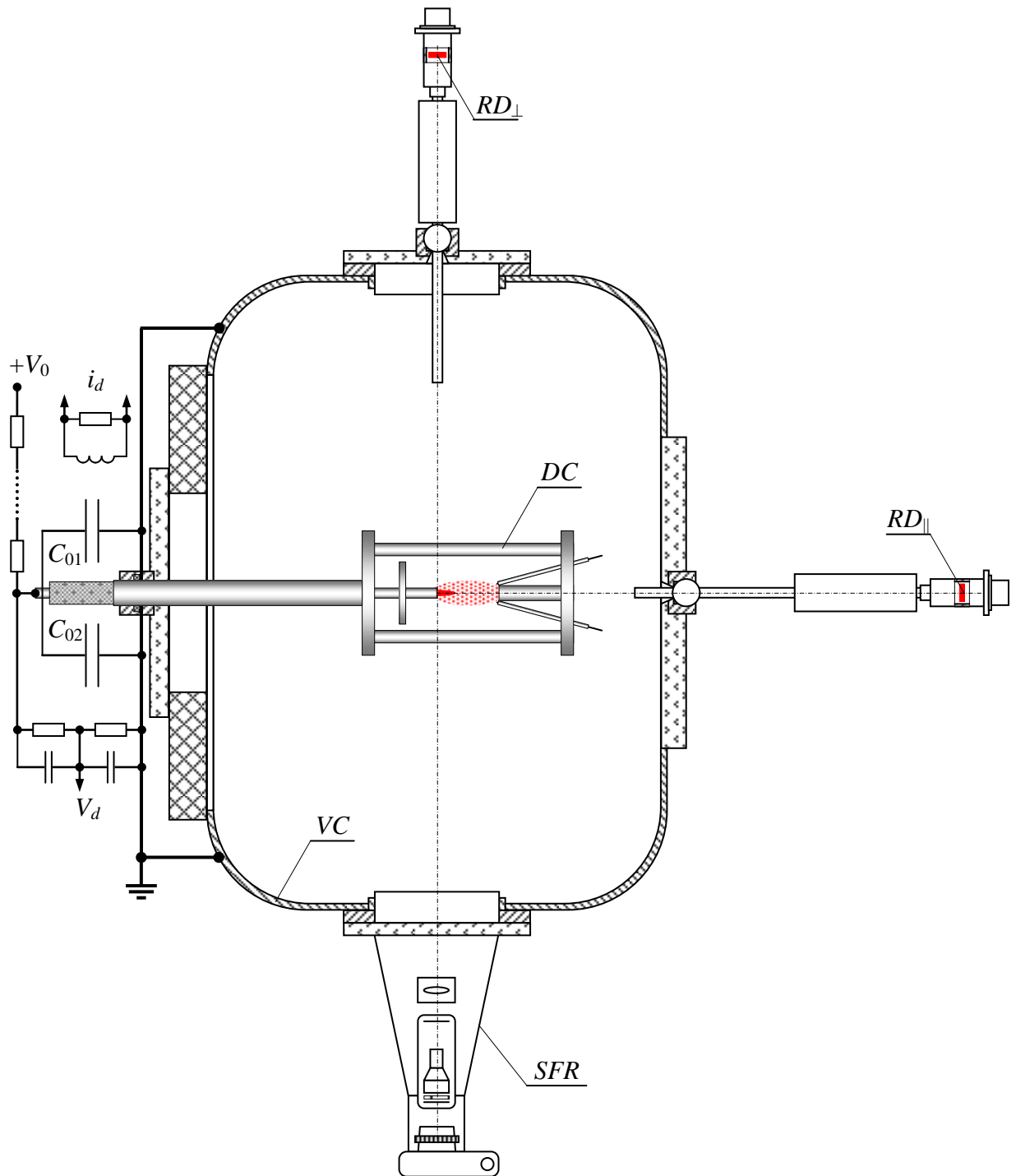
Проведені попередні теоретичні та експериментальні дослідження СППР стосувалися розрядів з густиною плазми не вище 10^{14} см³, коли працюють добре узгоджені теоретичні засоби опису плазмової системи гідродинамічними та кінетичними рівняннями. У разі дослідження СППР в густій (понад 10^{16} см⁻³) плазмі багаторазово іонізованих атомів застосування класичних теоретичних засобів ускладнюється. Таким чином теоретичні та експериментальні дослідження СППР та засобів його керування при високій густині енергії в плазмі багаторазово іонізованих атомів є дуже актуальними.

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИКА ТА ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

2.1. Загальний опис експериментальної установки

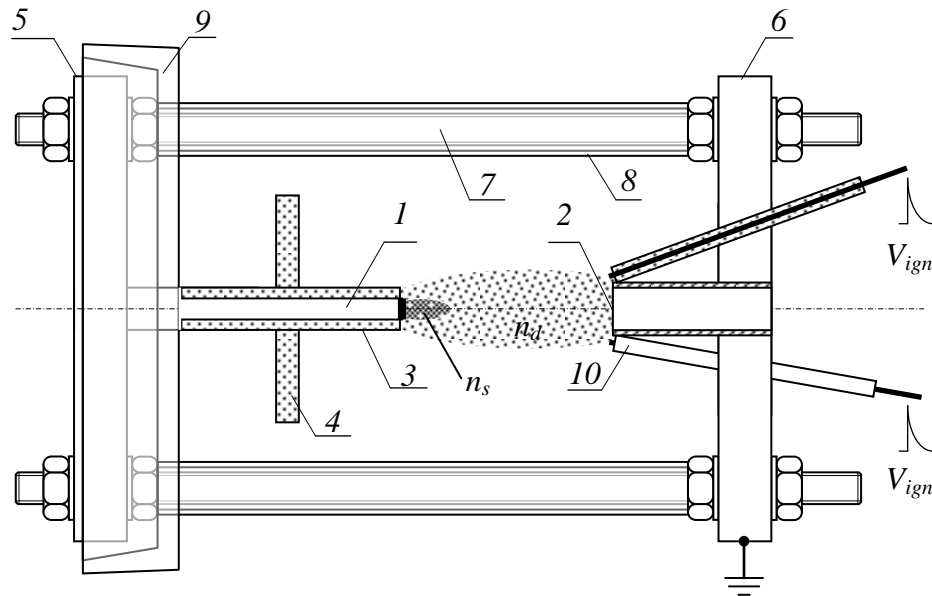
Дослідження динаміки СППР при високій густині енергії здійснювалося з використанням сильнострумowego імпульсного плазмового діода низького тиску. Загальне схематичне зображення експериментальної установки представлено на рис. 2.1. Розрядна комірка DC плазмового діода поміщалася в вакуумну камеру VC , яка відкачувалась до тиску $\sim 2-3 \cdot 10^{-6}$ Тор. Живлення розряду здійснювалося за допомогою двох малоіндуктивних конденсаторних батарей C_{01} , C_{02} , сумарна ємність яких становила $C_0 = 1,914$ мкФ. Конденсатори заряджалися до напруги $V_0 = 4-14$ кВ через зарядний опір $R_0 = 961$ кОм. Вимірювання струму розряду i_d здійснювалося за допомогою індукційного датчика струму, а напруга розряду V_d – збалансованого подільника напруги. Оскільки дослідження проводилися з плазмою багаторазово іонізованих атомів олова ($\text{Sn}^{+6}-\text{Sn}^{+12}$), то була передбачена можливість вимірювання інтенсивності випромінювання в ЕУФ діапазоні. Для цього використовувалася система реєстрації випромінювання на основі напівпровідникових датчиків $AXUV-20$ фірми *International Radiation Detectors* з оптичним фільтром в діапазоні довжин хвиль 12,2–15,8 нм. Датчики були розташовані вздовж RD_{\parallel} та поперек SD_{\perp} осі розряду на відстані 42 см від зони випромінювання. Наявність випромінювання у заданому діапазоні довжин хвиль дозволяла судити про багаторазову іонізацію атомів олова. Всі сигнали реєструвалися за допомогою двох цифрових чотирьох каналних осцилографів *Tektronix TDS 2014*. Також була передбачена можливість інтегрального фотографування розрядного проміжку у видимому діапазоні за допомогою системи швидкісної фотореєстрації SFR на основі електронно-оптичного перетворювача та цифрового фотоапарата.



VC – вакуумна камера; DC – розрядна комірка; RD_{\parallel} та RD_{\perp} – датчики реєстрації ЕУФ-випромінювання вздовж та поперек осі розряду відповідно; SFR – система швидкісної фотореєстрації.

Рис. 2.1. Схематичне зображення експериментальної установки

Розрядна комірка плазмового діода (рис. 2.2) включала в себе два мідних електроди: стрижневий 1 та трубчастий 2. У початковий момент часу стрижневий електрод знаходився під високим ($V_0 = 4\text{--}14\text{ кВ}$) позитивним потенціалом (високовольтний електрод), а трубчастий електрод – під потенціалом землі (заземлений електрод). Початкова полярність підключення електродів в деяких серіях експерименту могла змінюватися.



1 – стрижневий електрод; 2 – трубчастий електрод; 3 – трубчастий керамічний ізолятор; 4 – дисковий керамічний гребінь; 5, 6 – фланці кріплення; 7 – шина зворотного струму; 8, 9 – скляні ізолятори; 10 – електрод підпалу.

Рис. 2.2. Схематичне зображення розрядної комірки плазмового діода

Особливістю даної розрядної комірки було обмеження робочої поверхні високовольтного електрода трубчастим керамічним ізолятором 3, таким чином, що робочим залишався тільки торець електрода. Діаметр і довжина трубчастого заземленого електрода залишалися незмінними у різних серіях експерименту та становили 1 см і 3 см відповідно. Діаметр стрижневого високовольтного електрода варіювався в межах від 1,5 мм до 5 мм. Площа робочої поверхні високовольтного електрода становила $0,02\text{--}0,2\text{ см}^2$, і була на два порядки нижча, ніж площа робочої поверхні заземленого електрода.

Це дозволяло концентрувати на високовольтний електрод струм великої густини (до 2 MA/cm^2) і сприяло формуванню подвійного шару об'ємного заряду біля його поверхні. Відстань між електродами в різних серіях експерименту могла варіюватися в межах 3–10 см, але найбільш стійке збудження розряду досягалося при відстані між електродами 5 см.

Отримання розрядних струмів амплітудою до 40 кА передбачало обмеження індуктивності розрядного ланцюга на рівні 100 нГн. Для зниження індуктивності був виключений комутатор струму, і електроди діода безпосередньо підключалися до конденсаторної батареї через вакуумний коаксіальний ввід. Для виключення розповзання густої плазми вздовж керамічного ізолятора 3 в бік фланця кріплення 5, на ізоляторі був дисковий керамічний гребінь 4. Стрижневий електрод кріпився безпосередньо до центрального провідника коаксіального вводу, а трубчастий електрод з'єднувався з патрубком вводу через фланці кріплення 5, 6 та шини зворотного струму 7. Щоб виключити контакт з плазмою, шини та фланець 5 захищалися скляними ізоляторами 8 та 9.

Розряд збуджувався при тиску $\sim 2\text{--}3 \cdot 10^{-6}$ Тор і включав в себе два етапи. Перший етап, високовольтний, починався після подачі імпульсу напруги на електроди підпалу 10, які представляли собою вольфрамовий дріт, що розташовувався всередині керамічного ізолятора. Імпульсна напруга $V_{ign} = 0,5\text{--}5$ кВ підводилась до електродів від пристрою підпалу, схема якого наведена на рис. 2.3. Для синхронного спрацьовування всіх трьох електродів в схему був включений трансформатор T , який при подачі напруги на один з електродів підпалу автоматично підвищував напругу на двох інших. Цим досягалося рівномірне заповнення розрядного проміжку первинною плазмою та стійка повторюваність підпалу від імпульсу до імпульсу. Ємність конденсатора $C_{ign} = 0,025$ мкФ підбиралась такою, щоб отримати необхідну концентрацію первинної плазми. Величина індуктивності $L_{ign} = 400$ мкГн вибиралася з урахуванням того, що в момент підходу первинної плазми до високовольтного електроду струм в ланцюзі підпалу досягав максимуму.

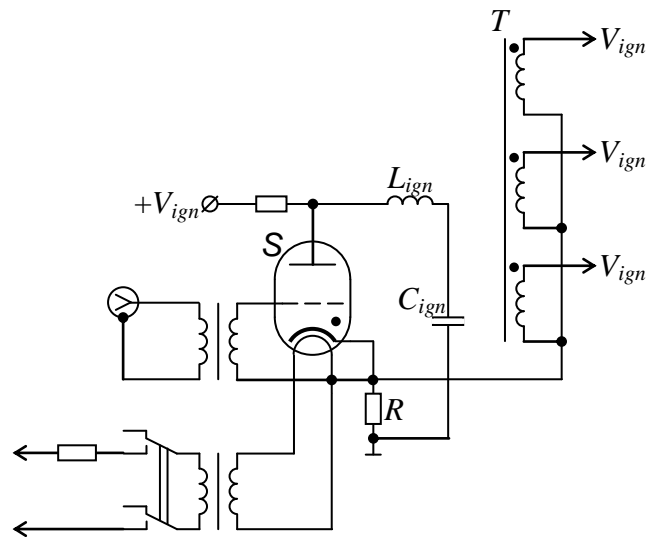


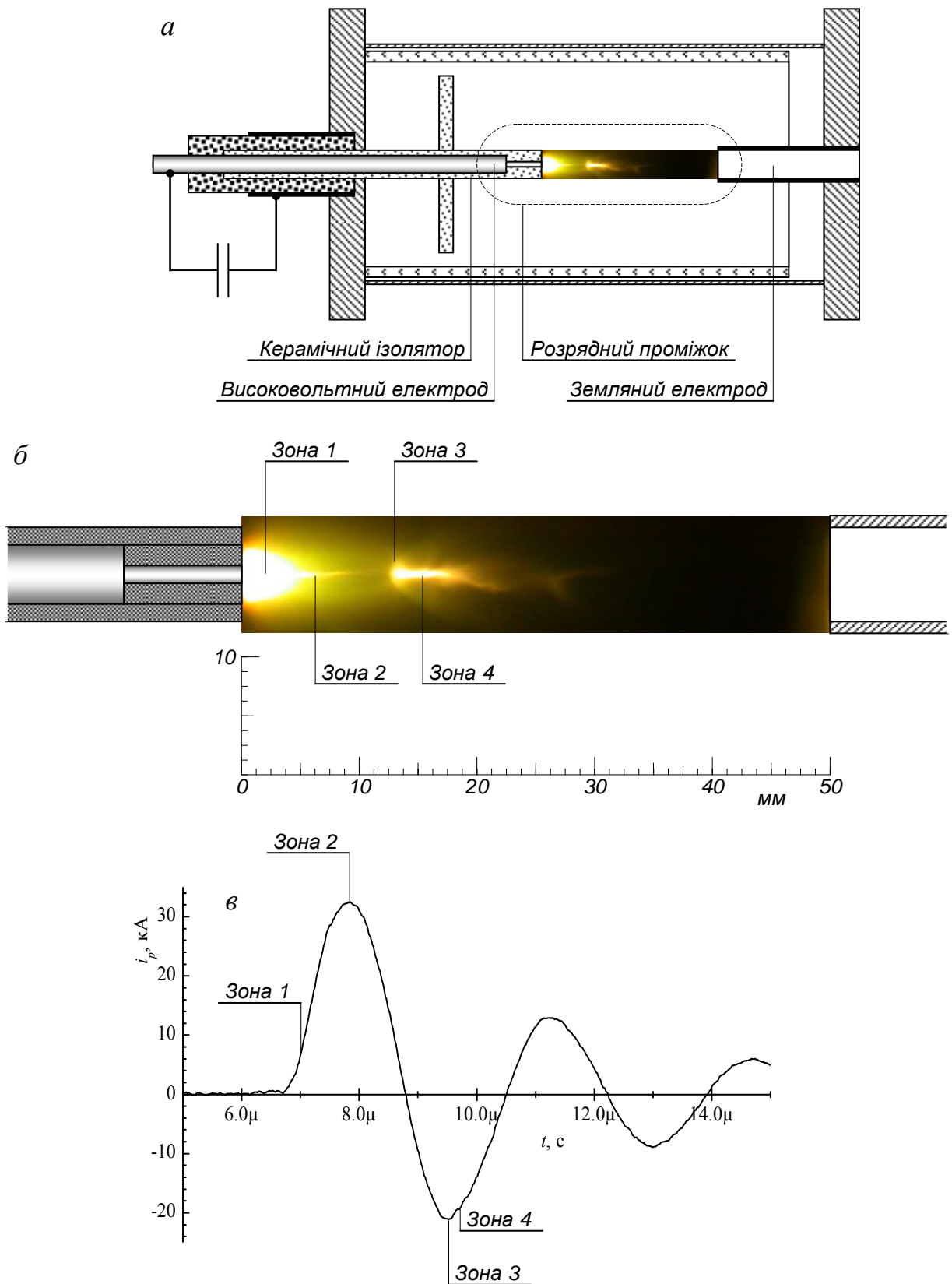
Рис. 2.3. Електрична схема пристрою підпалу

Первинна плазма з густиною $n_d \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ поширювалася до високовольтного електроду і заповнювала весь розрядний проміжок. На цьому етапі вся прикладена напруга зосереджувалась поблизу поверхні позитивного високовольтного електроду на подвійному шарі об'ємного заряду. У цьому випадку максимальний струм, що може перенести плазма (визначається як меншою густиною плазми, так і меншим перетином струмового каналу) мав мінімальне значення саме поблизу високовольтного електроду. Електрони первинної плазми, прискорюючись в електричному полі подвійного шару, опромінювали робочу поверхню високовольтного електроду, що призводило до її нагріву та випаровуванню робочої речовини. В якості робочої речовини використовувалось олово, яке тонким шаром ($\sim 1 \text{ мм}$) покривало робочі ділянки електродів. У створеній щільній паровій подушці починалася інтенсивна іонізація, і біля поверхні електроду утворювалася плазма з густиною $n_s \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

По мірі розширення густої плазми вглиб розрядного проміжку площа її контакту з менш густою первинною плазмою зростала. При цьому поступово зростав і розрядний струм, що в свою чергу призводило до зменшення активного опору розряду R_a . У момент, коли активний опір розряду ставав менше подвоєного хвильового опору $\rho = \sqrt{L/C}$, розряд переходив до другого

етапу – сильнотривової індуктивної стадії з амплітудою струму до 40 кА і періодом коливання $\sim 3,5$ мкс. Загальна тривалість розряду, в залежності від зарядної напруги, становила $\sim 10\text{--}20$ мкс.

З початком сильнотривового етапу ПШ біля високовольтного електроду зникав, проте періодично виникали і зникали інші ПШ, змінюючи свою локалізацію і величину падіння потенціалу. При формуванні ПШ забезпечувалося локальне введення енергії в розряд. На рис. 2.4 показані основні зони поглинання енергії у плазмовому діоді з обмеженою робочою поверхнею високовольтного електрода. Фотографія розрядного проміжку (рис. 2.4б) зроблена за допомогою системи швидкісної фотореєстрації у видимому діапазоні довжин хвиль. З наведеної фотографії можна чітко виділити чотири основні зони поглинання енергії в розряді. На осцилограмі струму (рис. 2.4в) відзначені моменти в часі, що відповідають характерним зонам виділення енергії. На рис. 2.5 наведено схематичне зображення конфігурацій подвійного шару об'ємного заряду відповідно до зон поглинання енергії, представлених на рис. 2.4. Відмінністю між цими випадками є направлення електронного пучка у парні та непарні півперіоди коливання розрядного струму. У першому півперіоді, коли високовольтний електрод знаходиться під позитивним потенціалом, електронний пучок направлений до нього. У цьому разі дисипація енергії електронного пучка відбувається локально в густій плазмі біля поверхні високовольтного електрода. Зона 1 (рис. 2.5а) відповідає моменту переходу розряду від високовольтної до сильнотривової стадії. Далі, зі збільшенням розрядного струму, густа приелектродна плазма стискається власним магнітним полем та приймає вигляд тонкої спиці, витягнутої в поздовжньому напрямку. При цьому формується наступна зона виділення енергії, зона 2 (рис. 2.5б), що відповідає максимуму розрядного струму. У другому півперіоді, коли високовольтний електрод знаходиться під негативним потенціалом, електронний пучок направлений від його поверхні. Виділення енергії, в цьому випадку, відбувається в зоні 3 та зоні 4 (рис. 2.5в,г).



a – схематичне зображення розрядної комірки; *б* – збільшене зображення розрядного проміжку з характерними зонами поглинання енергії; *в* – осцилограма струму з чередуванням зон поглинання енергії

Рис. 2.4. Зони поглинання енергії у плазмовому діоді з обмеженою поверхнею високовольтного електрода

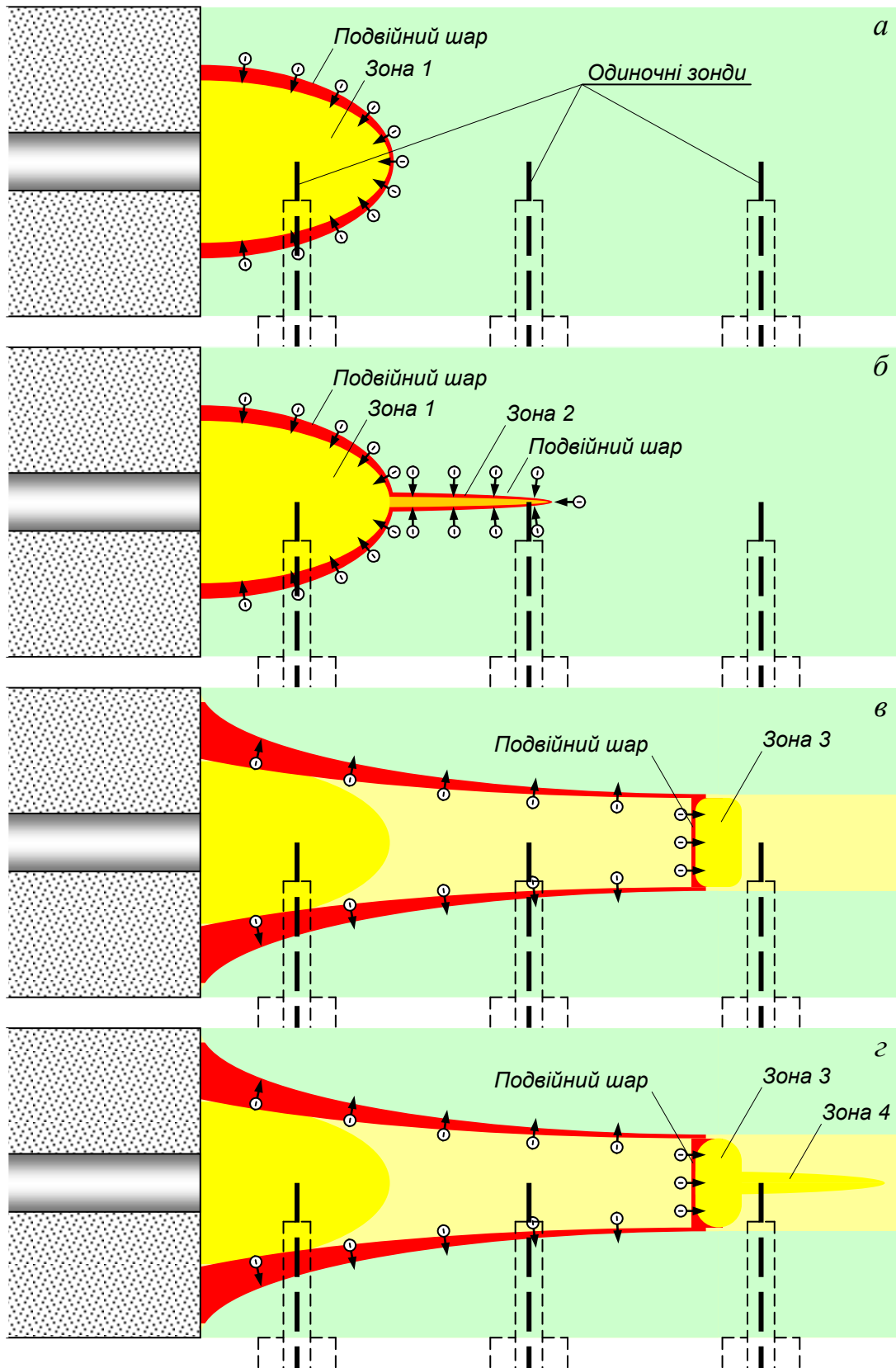
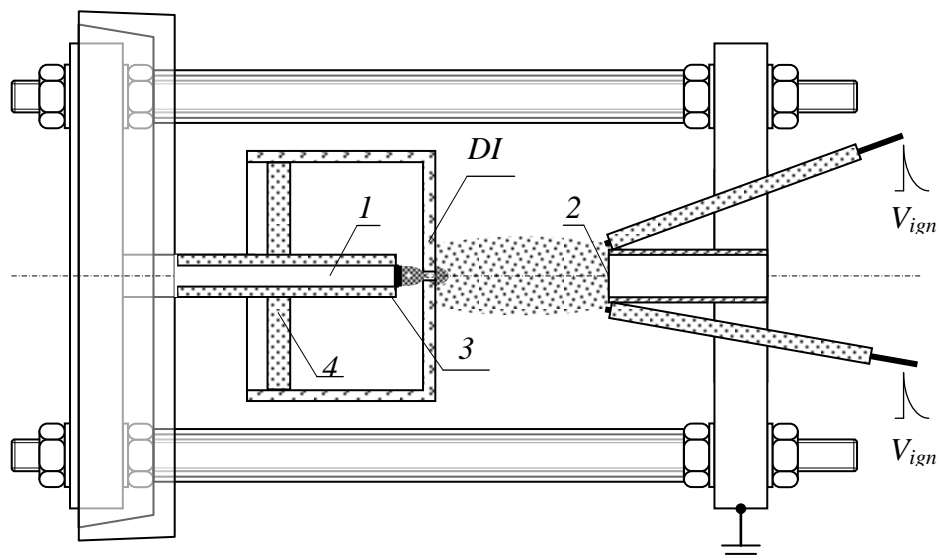


Рис. 2.5. Схематичне зображення конфігурацій подвійного шару об'ємного заряду відповідно до зон поглинання енергії (рис. 2.4)

2.2. Розрядна комірка при частковому контрагуванні плазмового каналу діелектричною вставкою

Часткове контрагування плазмового каналу здійснювалося за допомогою діелектричної вставки DI , яка поміщалася в розрядний проміжок між електродами діода. Схематичне зображення такої розрядної комірки показано на рис. 2.6. Діелектрична вставка представляла собою скляний стакан з отвором по центру діаметром 2 мм. Відстань між високовольтним стрижневим електродом 1 та отвором скляної вставки варіювалася в межах 4–6 мм. Відстань між стрижневим та трубчастим 2 електродом становила 5 см. В експериментах з впливу часткового контрагування плазмового каналу діелектричною вставкою діаметр стрижневого електрода дорівнював 5 мм. Бокова поверхня стрижневого електрода була закрыта керамічним ізолятором 3 з дисковим керамічним гребенем 4 . Дисковий гребінь разом зі скляною вставкою утворювали плазмовий канал тільки через центральний отвір вставки.



1 – стрижневий електрод; 2 – трубчастий електрод; 3 – трубчастий керамічний ізолятор; 4 – дисковий керамічний гребінь; DI – діелектрична вставка.

Рис. 2.6. Схематичне зображення розрядної комірки при частковому контрагуванні плазмового каналу діелектричною вставкою

2.3. Розрядна комірка при використанні зовнішнього магнітного поля

Зовнішнє магнітне поле в сильнострумовому плазмовому діоді створювалося поблизу високовольтного стрижневого електрода і перешкоджало відходу частинок у радіальному напрямку. На рис. 2.7 представлено схематичне зображення розрядної комірки плазмового діода з використанням системи зовнішнього магнітного поля MS . У роботі розглядалися дві магнітні системи: система слабкого (до 0,1 Тл) і сильного (до 10 Тл) магнітного поля. Слабке магнітне поле створювалося постійними кільцевими феритовими магнітами із зовнішнім та внутрішнім діаметром 6 см та 2,5 см відповідно, і товщиною 0,9 см. Такі розміри були вибрані з конструктивних міркувань. Величина магнітного поля змінювалася дискретно за рахунок варіювання кількістю магнітів в магнітній збірці. Оптимальні результати були отримані для магнітної збірки з двома кільцевими магнітами. Параметри магнітних систем наведено в таблиці 2.1. Розташування магнітів змінювалося відносно осі розряду.

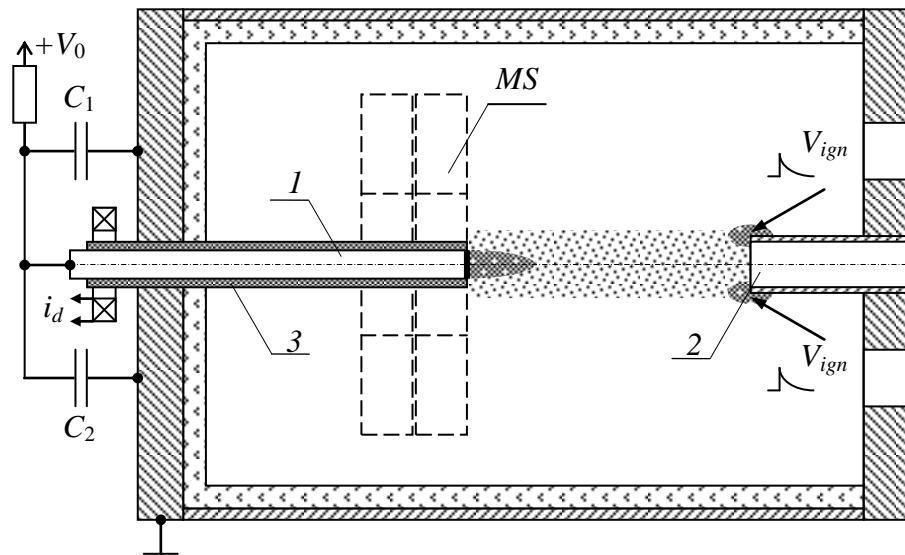
Таблиця 2.1

Параметри магнітної системи на постійних кільцевих магнітах

| Параметри магнітної збірки | Кількість магнітів в збірці | | |
|--|-----------------------------|----------|----------|
| | 1 | 2 | 3 |
| Максимальне значення індукції магнітного поля B_{\max} , Тл | 0,0645 | 0,1102 | 0,1192 |
| Мінімальне значення індукції магнітного поля B_{\min} , Тл | - 0,0184 | - 0,0235 | - 0,0321 |
| Значення індукції магнітного поля на границі* $B_{\text{гр}}$, Тл | 0,0009 | - 0,0020 | - 0,0032 |
| Положення максимуму** B , см | 0,15 | 0,05 | - 0,05 |
| Положення точки інверсії**, см | 1,36 | 1,56 | 1,83 |
| Положення мінімуму** B , см | 2,46 | 2,66 | 2,96 |

*Границя – на відстані 10 см від центру магнітної збірки

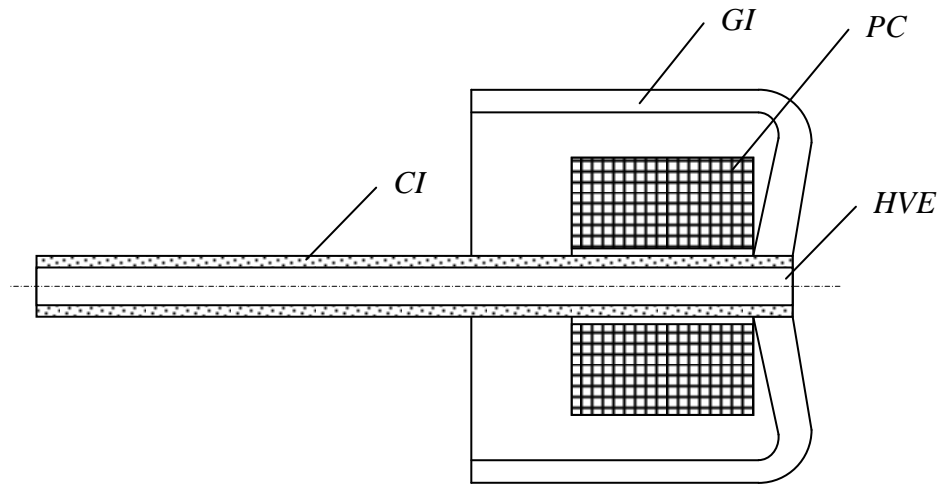
** Положення відносно центра магнітної збірки



1 – високовольний стрижневий електрод; *2* – трубчастий заземлений електрод; *3* – трубчастий керамічний ізолятор; *MS* – система зовнішнього магнітного поля.

Рис. 2.7. Схематичне зображення розрядної комірки плазмового діода при використанні зовнішнього магнітного поля

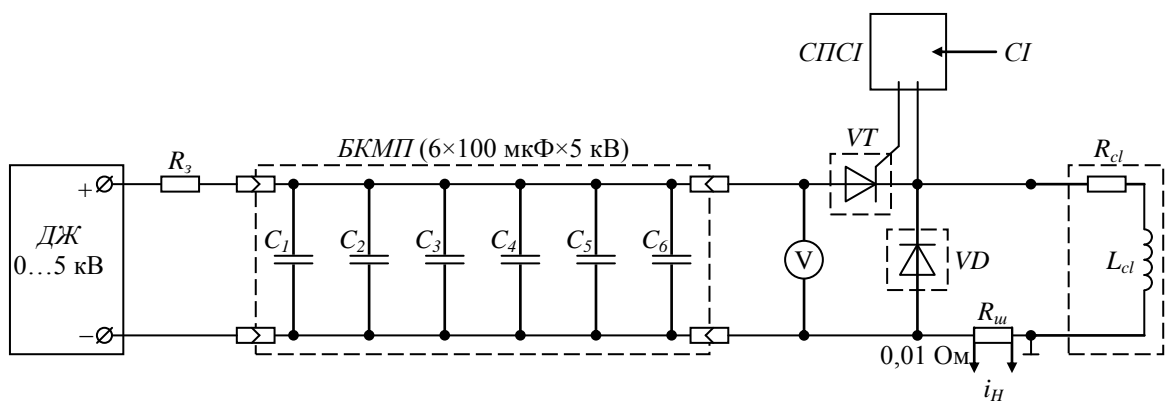
Сильне (до 10 Тл) магнітне поле створювалося імпульсною котушкою *PC*, яка розташовувалася аксіально з високовольтним електродом *HVE* (рис. 2.8). Імпульсна котушка з зовнішнім та внутрішнім діаметром 35 мм та 10 мм, відповідно, і довжиною 23 мм, містила 200 витків мідного дроту діаметром 1,16 мм. Для виключення розриву котушки в момент імпульсу струму, витки склеювалися епоксидною смолою, а сама котушка додатково стягувалася бандажем на основі склотканини, що просочена епоксидною смолою. Зовні котушка захищалася від контакту з плазмою скляним стаканом *GI*, який був герметично приклеєний до керамічного трубчастого ізолятора *CI*, що закривав бокову поверхню високовольтного електрода. Весь вільний простір в склянці заповнювався силіконовим компаундом, який повністю герметизував котушку і виключав її контакт з плазмою. Індуктивність котушки дорівнювала $L_c = 370$ мкГн, а активний опір котушки $R_c = 0,232$ Ом.



HVE – високовольний стрижневий електрод; *CI* – трубчастий керамічний ізолятор; *PC* – імпульсна котушка магнітного поля; *GI* – скляний стакан.

Рис. 2.8. Схематичне зображення розташування імпульсної котушки магнітного поля

Живлення імпульсної котушки здійснювалося від конденсаторної батареї ємністю 600 мкФ, яка заряджалася до напруги 1,8 кВ. В якості комутатора служив тиристор типу *T133-320 18*. Для виключення зворотної півхвилі струму паралельно котушці був включений діод із зворотною полярністю. Схема живлення імпульсної котушки магнітного поля наведена на рис. 2.9.

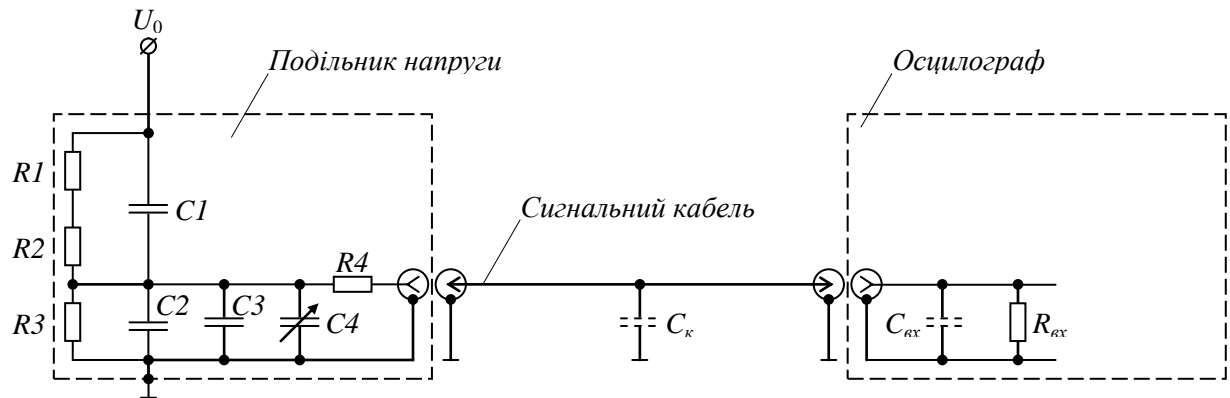


ДЖ – джерело регульованої постійної напруги;
БКМП – конденсаторна батарея магнітного поля;
СПСИ – схема підсилення синхроімпульсу.

Рис. 2.9. Схема живлення імпульсної котушки магнітного поля

2.4. Діагностичні засоби вимірювання напруги та струму розряду

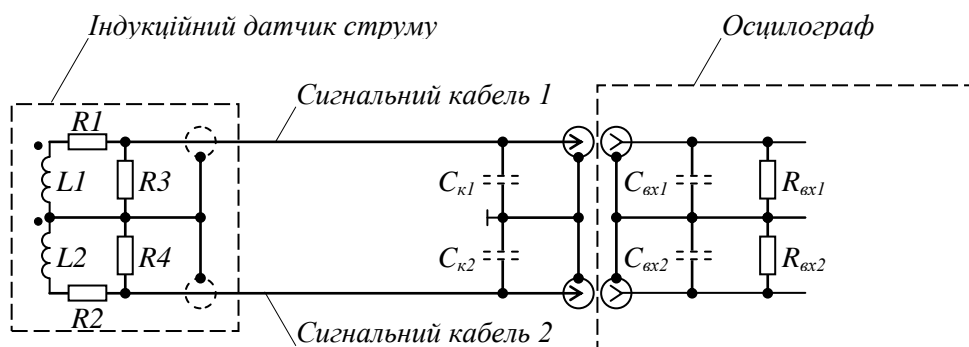
Напруга розряду вимірювалася збалансованим подільником напруги з гасінням зворотної хвилі, еквівалентна схема якого зображена на рис. 2.10.



U_0 – напруга, що вимірюється; $R1, R2, C1$ – елементи високовольтного плеча подільника напруги; $R3, C2, C3, C4$ – елементи низьковольтного плеча подільника напруги; $R4$ – резистор гасіння зворотної хвилі; C_k – паразитна ємність сигнального кабелю; $C_{вх}$ – паразитна ємність входу осцилографа; $R_{вх}$ – вхідний опір осцилографа.

Рис. 2.10. Схема збалансованого подільника напруги з гасінням зворотної хвилі

Вимірювання струму проводилося за допомогою індукційного датчика струму, еквівалентна схема якого приведена на рис. 2.11.

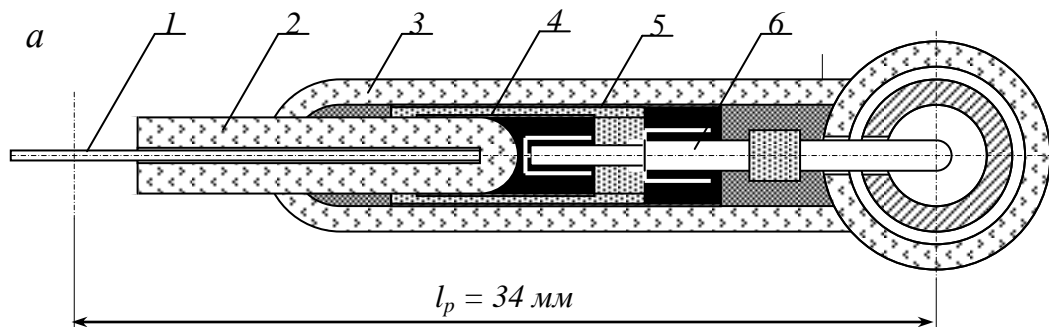


$L1, L2$ – індуктивності котушок, що вимірюють; $R1, R2$ – власні опори котушок, що вимірюють; $R3, R4$ – вимірювальні опори; C_{k1}, C_{k2} – паразитні ємності сигнальних кабелів; $C_{вх1}, C_{вх2}$ – паразитні ємності входів осцилографа; $R_{вх1}, R_{вх2}$ – вхідні опори осцилографа.

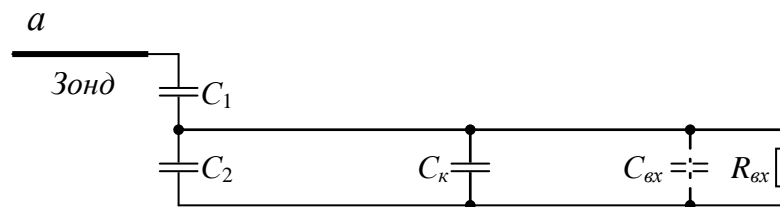
Рис. 2.11. Схема індукційного датчика струму

2.5. Діагностичні засоби дослідження потенціалу плазми

Дослідження потенціалу плазми в розрядній комірці плазмового діоду здійснювалося за допомогою системи з трьох одиночних зондів з вбудованими ємнісними подільниками напруги. Схематичне зображення конструкції (а) та еквівалентна схема (б) одиночного зонда наведені на рис. 2.12. Зонди розташовувалися на відстані 0,5 см один від одного вздовж осі розряду та жорстко кріпилися на рухомій підставці, яка дозволяла переміщати зонди як в поздовжньому, так і в поперечному напрямках. Ємність C_1 високовольтного плеча подільника напруги була утворена дротом зонда 1, скляним ізолятором 2 та сигнальним трубчастим електродом 3. Ємність сигнального електрода на «землю» C_2 була утворена сигнальним трубчастим електродом 4, та екрануючим трубчастим електродом 5. Ємність зонда на «землю» не перевищувала 1 пФ.



1 – зонд; 2, 3 – скляний ізолятор; 4 – сигнальний трубчастий електрод; 5 – екрануючий трубчастий електрод; 6 – коаксіальний кабель.

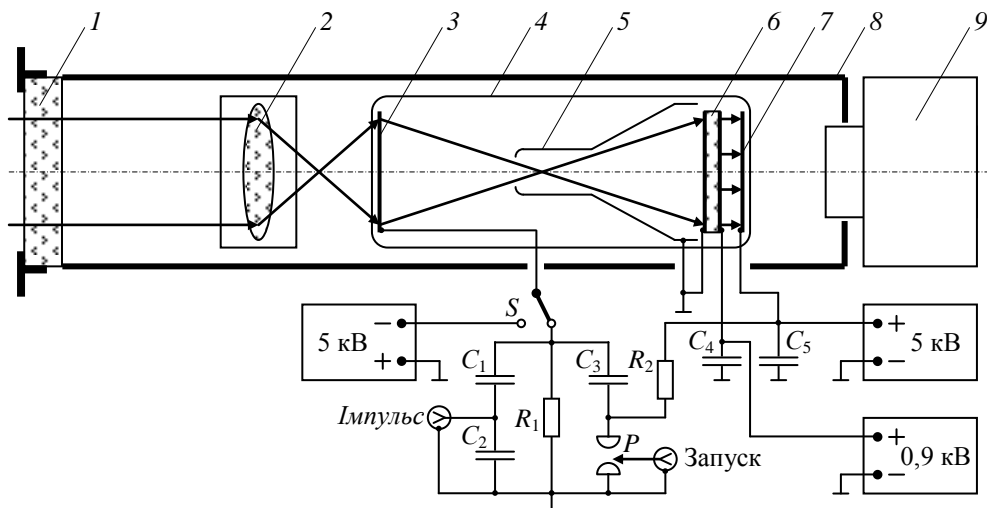


C_1 – ємність високовольтного плеча подільника напруги; C_2 – ємність сигнального електрода на «землю»; C_k – ємність коаксіального кабелю; C_{ex} – вхідна ємність осцилографа; R_{ex} – вхідний опір осцилографа.

Рис. 2.12. Схематичне зображення конструкції (а) та еквівалентна схема (б) одиночного зонда з вбудованим ємнісним подільником напруги

2.6. Діагностичні засоби дослідження динаміки плазмового шнура у видимому діапазоні довжин хвиль

Дослідження динаміки плазмового шнура у видимому діапазоні довжин хвиль проводилось за допомогою системи швидкісної реєстрації зображення з наносекундною роздільною здатністю на основі електронно-оптичного перетворювача (ЕОП) та цифрового фотоапарату. На рис. 2.13 наведена схема цієї системи. Система включала в себе об'єктив 2, ЕОП 4 та схему живлення. Для магнітної ізоляції об'єктив та ЕОП були розташовані в сталевому циліндричному корпусі 8, який пристиковувався до ілюмінатора 1 вакуумної камери.



1 – ілюмінатор вакуумної установки; 2 – об'єктив; 3 – фотокатод;
4 – електронно-оптичний перетворювач; 5 – електронно-оптична лінза;
6 – мікроканальна пластина; 7 – екран; 8 – захисний екран; 9 – фотоапарат.

Рис. 2.13. Схема системи швидкісної фотореєстрації зображення на основі електронно-оптичного перетворювача

ЕОП використовувався в якості швидкого оптичного затвора, за рахунок подачі на нього напруги V_{bl} тривалістю 20 нс від генератора підсвічування. Характерна осцилограма імпульсу підсвічування, що подається на фотокатод ЕОПа представлена на рис. 2.14. Для налаштування системи використовувався стаціонарний режим роботи ЕОПа з постійним формуванням зображення за рахунок подачі на фотокатод постійної

негативної напруги 5 кВ. Перехід від стаціонарного режиму до імпульсного проводився малоіндуктивним високовольтним перемикачем S .

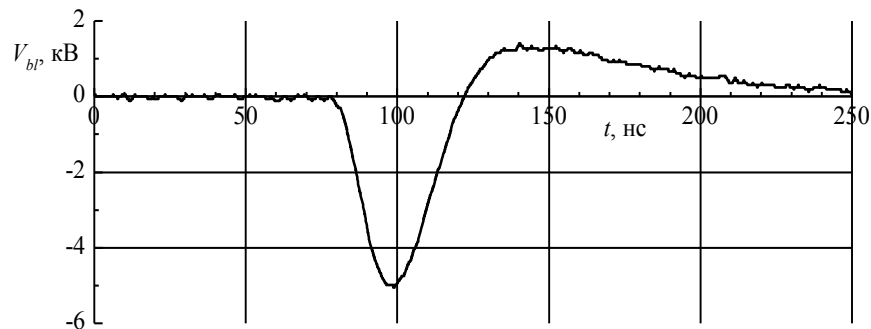


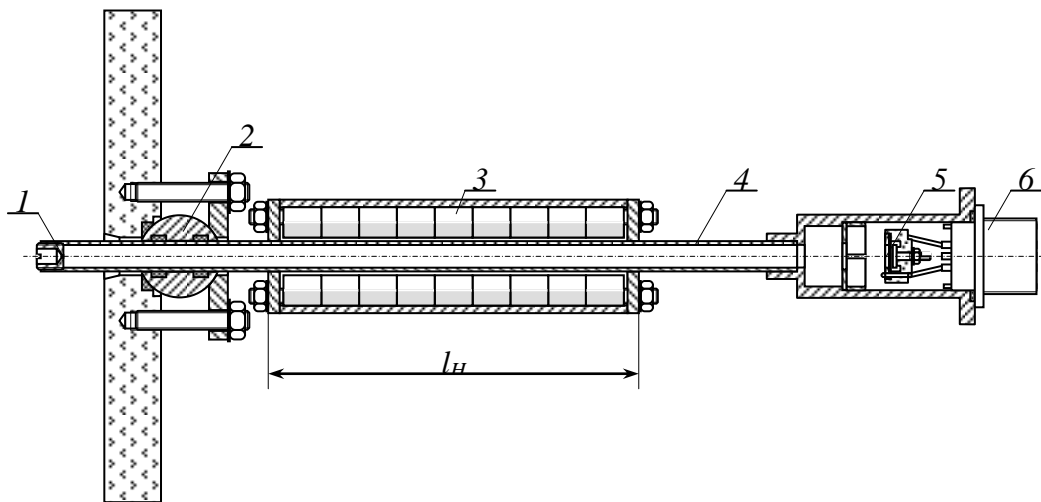
Рис. 2.14. Осцилограма імпульсу підсвічування, що подається на фотокатод ЕОПа в імпульсному режимі

Імпульс негативної напруги вироблявся за рахунок розряду конденсатора C_3 ємністю 1000 пФ через опір $R_1 = 19$ Ом. Комутатором служив керований повітряний розрядник P , що запускався від системи синхронізації. Зважаючи на наявність затримки між імпульсом запуску та спрацьовуванням розрядника для визначення моменту фотографування на осцилограф подавався сигнал з опору R_1 через ємнісний подільник напруги C_1, C_2 . Цей сигнал був міткою часу фотографування.

2.7. Діагностичний модуль вимірювання інтенсивності випромінювання в діапазоні екстремального ультрафіолету

Багаторазовість іонізації атомів олова визначалася по наявності випромінювання в ЕУФ діапазоні. Для цього застосовувався діагностичний модуль на основі напівпровідникових детекторів $AXUV-20$ фірми *International Radiation Detectors*, і використовувалася напівавтоматична комп'ютерна система розрахунку інтенсивності випромінювання [158]. Детектори мали вбудовані двошарові $Mo-Si$ оптичні фільтри з пропускною здатністю в діапазоні довжин хвиль 12,2–15,8 нм та площею поверхні збору 20 мм². Схема діагностичного модуля наведена на рис. 2.15. Модуль

складався з реєстраційного каналу 4, уздовж якого був встановлений магнітний фільтр 3, напівпровідникового детектора 5 та електричного вакуумного вводу 6. Кульковий рухливий вакуумний ввід 2 використовувався для вакуумного ущільнення реєстраційного каналу та забезпечував сканування простору в межах $\pm 15^\circ$. Для регулювання світлосили встановлювався набір змінних входних діафрагм 1. Магнітний фільтр з поперечним магнітним полем $H = 4$ кЕ і протяжністю $l_H = 10$ см використовувався для захисту детектора від впливу плазми та пучків заряджених частинок.

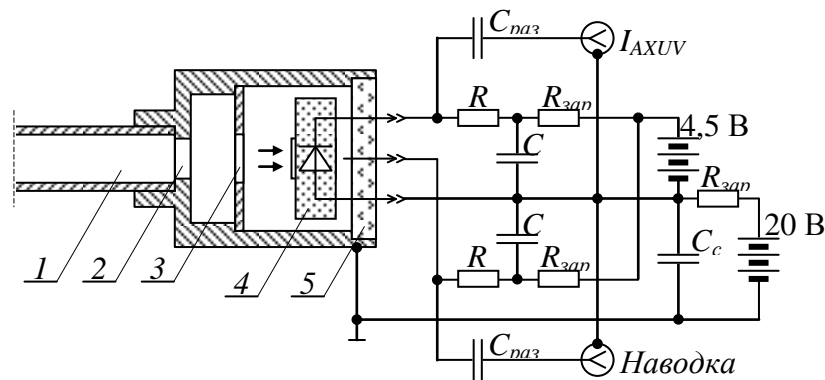


1 – входна діафрагма; 2 – кульовий рухливий вакуумний ввід; 3 – магнітний фільтр; 4 – реєстраційний канал; 5 – детектор випромінювання; 6 – електричний вакуумний ввід.

Рис. 2.15. Конструкція діагностичного модуля вимірювання ЕУФ випромінювання

На рис. 2.16 представлена схема підключення напівпровідникового детектора AXUV-20 для вимірювання інтенсивності випромінювання в ЕУФ діапазоні. Особливістю цієї схеми є автономне батарейне джерело живлення на 80 В і наявність дзеркального реєстраційного каналу. Це зроблено для того, щоб при реєстрації сигналу з детектора значно знизити рівень перешкод (наводок), які властиві сильнотривим імпульсним розрядам. З метою виключення ємнісних струмів в момент реєстрації потужних сигналів малої

тривалості (~ 50 нс) вимірювальний резистор R знаходиться в потенційній ланці ланцюга живлення детектора. Для усунення постійної складової напруги в сигналі він подається на вхід осцилографа через роздільний конденсатор $C_{розд}$. Для виключення фотоструму з поверхні детектора його корпус знаходиться під потенціалом $+20$ В відносно землі. Величина зворотної робочої напруги $V_0 = -4,5$ В вибиралася виходячи з вольт-амперної характеристики детектора при відсутності випромінювання, і становила половині напруги пробою.

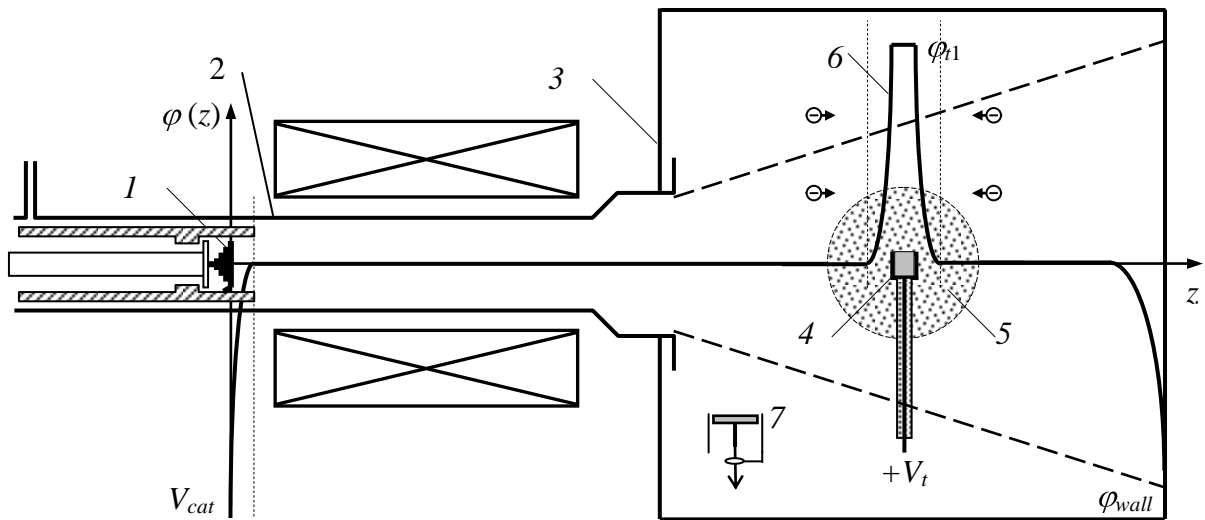


1 – реєстраційний канал; 2 – діафрагма, що затіняє;
3 – діафрагма, що відсікає; 4 – напівпровідниковий детектор AXUV-20;
5 – електричний вакуумний ввід.

Рис. 2.16. Схема підключення напівпровідникового детектора AXUV-20 для вимірювання інтенсивності випромінювання в ЕУФ діапазоні

2.8. Експериментальний стенд для фізичного моделювання стаціонарного режиму самостійного плазмово-пучкового розряду

Фізичне моделювання стаціонарного режиму СППР проводилося в плазмовій електронно-променевої системі з використанням джерела первинної плазми на основі розряду з катодом розжарення. Такий спосіб створення плазми при відносно невисоких енерговитратах давав можливість отримувати за умов низьких тисків ($\sim 10^{-4}$ Тор) досить густу ($\sim 10^{11}$ см $^{-3}$) плазму. Схематичне зображення експериментального стенду представлено на рис. 2.17.



1 – термокатод; 2 – розрядна трубка; 3 – вакуумна камера; 4 – тигель з речовиною, що випаровується; 5 – густа плазма; 6 – розподіл потенціалу тигля; 7 – плоский зонд.

Рис. 2.17. Схематичне зображення експериментального стану для моделювання стаціонарного режиму СППР

Дротяний спіральний вольфрамовий катод прямого розжарення (термокатод) 1 діаметром 2 см розташовувався в торці розрядної трубки 2 з нержавіючої сталі діаметром 4 см і довжиною 27 см, яка охолоджувалася водою. Протилежним кінцем розрядна трубка пристиковувалася до вакуумної камери 3, яка відкачувалась до тиску $\sim 10^{-5}$ Тор. Розрядна трубка виконувала роль анода і була заземлена, а на термокатод подавався негативний потенціал $V_c = 0-300$ В. Джерело первинної плазми знаходилося в поздовжньому дзвіноподібному магнітному полі з напруженістю в максимумі до 600 Е. Величина та конфігурація магнітного поля вибиралися такими, щоб сформувати в вакуумній камері потік первинної плазми, що розходить. В якості плазмоутворюючого газу використовувався аргон, який подавався в область термокатоду. Характерний робочий тиск у вакуумній камері становив $1-5 \cdot 10^{-4}$ Тор. В області термокатода, за рахунок вакуумного опору розрядної трубки, робочий тиск був на порядок вище.

Густа приелектродна плазма 5 формувалася навколо вольфрамового тигля 4 з речовиною, що випаровується, який розташовувався по центру

вакуумної камери. На тигель від додаткового джерела живлення подавався позитивний, відносно заземленої камери, потенціал $+V_t$. Тигель з речовиною грав роль другого анода з потенціалом ϕ на сотні вольт вище, ніж потенціал розрядної трубки (першого анода) джерела первинної плазми. У порівняльних експериментах густа плазма моделювалася сферичним електродом діаметром 5 см, розміри якого збігалися з характерними розмірами густої приелектродної плазми. Цей електрод встановлювався замість тигля.

Для дослідження динаміки плаваючого потенціалу плазми використовувався плоский зонд 7 з робочою поверхнею 1 см^2 , який встановлювався в вакуумній камері поза плазмового шнура джерела первинної плазми. Для запобігання запилення ізолятора зонд збоку закривався екраном. Потенціал зонда, струм і напруга на тиглі, а також струм плазмового джерела реєструвалися 4-х канальним осцилографом *Tektronix TDS 2014*.

Висновки до розділу 2

1. Використання сильнострумове імпульсного плазмового діода низького тиску з обмеженою робочою поверхнею високовольтного електрода дозволило провести дослідження динаміки СППР при високій густині енергії. Обмеження робочої поверхні високовольтного електрода сприяло формуванню подвійного електричного шару об'ємного заряду біля нього. Цим досягалося локальне введення енергії в розряд з густиною потужності понад 2 ГВт/см^2 . Густина струму на робочій поверхні електрода досягала $0,1\text{--}2 \text{ МА/см}^2$ при розрядному струмі до 35 кА. Існування СППР за умов великої густини енергії забезпечувалось за рахунок багаторазової іонізації атомів у плазмі. Густина цієї плазми становила понад 10^{16} см^{-3} .

2. Розроблено різні модифікації розрядної комірки плазмового діода, які дали змогу провести дослідження засобів керування СППР при високій

густині енергії за рахунок часткового контрагування плазмового каналу діелектричною вставкою та використання зовнішнього постійного (максимальна індукція поля $\sim 0,1$ Тл) та імпульсного (максимальна індукція поля ~ 10 Тл) магнітного поля.

3. Наведені в роботі діагностичні засоби дозволили провести, з досить великою точністю, вимірювання струму та напруги розряду, розподілу потенціалу плазми. Система швидкісної реєстрації зображень дала змогу дослідити динаміку плазмового шнура у видимому діапазоні довжин хвиль.

4. Використання плазмової електронно-променевої системи дозволило провести фізичне моделювання стаціонарного існування СППР. В якості джерела первинної плазми було обрано розряд з катодом розжарення. Такий засіб створення плазми при відносно невисоких енерговитратах давав змогу отримувати за умов низьких тисків ($\sim 10^{-4}$ Тор) досить густу ($\sim 10^{11}$ см $^{-3}$) плазму.

РОЗДІЛ 3

РОЗРАХУНОК АКТИВНОЇ ПОТУЖНОСТІ РОЗРЯДУ

Розрахунок динаміки активної потужності розряду $P_a(t)$ необхідний для оцінки ефективності введення енергії в плазму. Вираз для потужності розряду має вигляд:

$$P_a = i_d \cdot V_{da}, \quad (3.1)$$

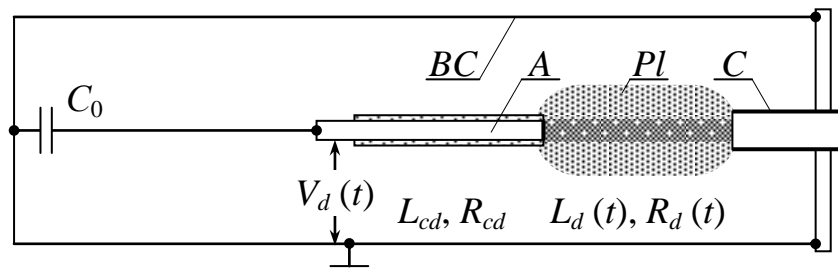
де i_d – струм розряду; V_{da} – активна напруга розряду.

У розрахунках враховувалася не вся активна потужність, а лише та, що обумовлена пучками заряджених частинок, прискореними в подвійному шарі. Саме подвійний шар відповідає за локальне введення енергії в розряд, зважаючи на потужний колективний дисипативний механізм передачі енергії від електронного пучка до плазми. Тому в активній напрузі розряду, розглядалася тільки та її частина, яка зосереджена на подвійному електричному шарі об'ємного заряду $V_{DL}(t)$. Приелектродні стрибки потенціалу та активне падіння напруги на плазмовому стовпі за рахунок зіткнень не розглядалися.

Визначення динаміки активної потужності в сильноточових імпульсних розрядах є досить нетривіальним завданням. Якщо струм розряду – це величина, що вимірюється, то безпосереднє вимірювання активної напруги в імпульсному сильноточовому розряді практично неможливо.

Розрахунок активної потужності на основі розрядного струму $i_d(t)$ та напруги $V_d(t)$ зустрічає на своєму шляху великі труднощі. Розрядна напруга включає в себе не тільки активну напругу розряду $V_{da}(t)$ (рис. 3.1), але і падіння напруги на індуктивності провідників розрядної комірки L_{cd} , активному опорі провідників R_{cd} , а також падіння напруги на індуктивності самого розряду $L_d(t)$:

$$V_d = V_{da} + L_{cd} \cdot \frac{di_d}{dt} + i_d \cdot R_{cd} + \frac{d}{dt} L_d \cdot i_d. \quad (3.2)$$



C_0 – конденсаторна батарея живлення; стрижневий (A) і трубчастий (C) електроди розряду; BC – провідники зворотного струму;
 Pl – плазмовий шнур

Рис. 3.1. Схематичне зображення розрядної комірки з елементами ланцюга

При цьому слід врахувати, що активний опір струмопровідних елементів розрядної комірки R_{cd} через скін-ефект залежить від частотного спектру розрядного струму і може значно відрізнятися від величини опору постійному струму. Крім того, індуктивність розрядного проміжку $L_d(t)$ може істотно змінюватися в процесі розряду. Є ще один важливий фактор, що ускладнює використання виразу для активної напруги розряду:

$$V_{da} \approx V_d - L_{cd} \cdot \frac{di_d}{dt} - i_d \cdot R_{cd} - \frac{d}{dt} L_d \cdot i_d. \quad (3.3)$$

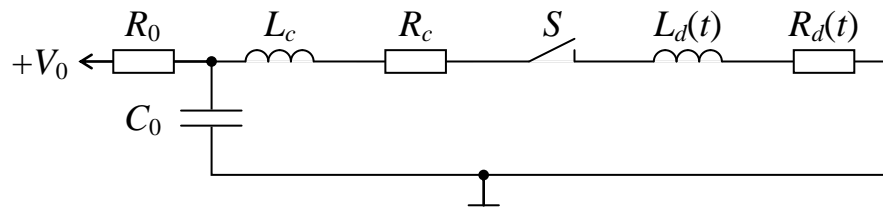
Він полягає в тому, що і розрядний струм $i_d(t)$ і напруга $V_d(t)$ вимірюються з певною (нехай навіть дуже високою) точністю. І при розрахунках присутня подвійна похибка. Неврахування похибок вимірювання призводить до появи негативних значень енергії. Ці негативні значення енергії можуть досягати фантастичних величин (десятки та сотні мегават).

У роботі для зниження похибки розрахунок динаміки активної потужності розряду проводився тільки на підставі експериментально отриманої динаміки розрядного струму.

3.1. Розрахунок активної напруги розряду по динаміці струму

Для визначення динаміки активної потужності розряду по динаміці струму розряду $i_d(t)$ в роботі була розроблена спеціальна методика [34]. В її основі лежить рівняння ланцюга, еквівалентна схема якого представлена на рис. 3.2.

У даній моделі передбачається, що конденсаторна батарея C_0 , спочатку заряджена до напруги V_0 через зарядний опір R_0 . Збудження струму $i_d(t)$ відбувається після заповнення розрядного проміжку первинною плазмою та виникнення в розряді струмового каналу. Це еквівалентно замиканню ключа S .



V_0 – зарядна напруга; R_0 – зарядний опір; C_0 – конденсаторна батарея;
 L_c – індуктивність та R_c – активний опір ланцюга живлення;
 $L_d(t)$ – індуктивність та $R_d(t)$ – активний опір розряду

Рис. 3.2. Еквівалентна схема розрядного ланцюга

Після замикання ключа S конденсаторна батарея C_0 розряджається через індуктивність ланцюга живлення L_c , активний опір ланцюга живлення R_c , індуктивність розрядного проміжку $L_d(t)$ та активний опір розрядного проміжку $R_d(t)$. При цьому L_c , R_c , $L_d(t)$ і $R_d(t)$ невідомі.

При розряді конденсаторної батареї C_0 напруга на ній V_C змінюється за законом:

$$V_C = V_0 - \frac{1}{C_0} \int_0^t i_d \leftarrow d\tau. \quad (3.4)$$

Передбачалося, що дана напруга складається з падінь напруги на:

- сумарній індуктивності ланцюга живлення L_c (яка включає в себе і індуктивність конденсаторів, що утворюють батарею C_0):

$$V_L \llcorner = L_c \cdot \frac{di_d \llcorner}{dt}; \quad (3.5)$$

- сумарному активному опорі ланцюга живлення R_c :

$$V_R \llcorner = R_c \cdot i_d \llcorner; \quad (3.6)$$

- індуктивності розрядного проміжку $L_d(t)$:

$$V_{Ld} \llcorner = \frac{d}{dt} \llcorner i_d \llcorner = L_d \llcorner \cdot \frac{di_d \llcorner}{dt} + i_d \llcorner \cdot \frac{dL_d \llcorner}{dt}; \quad (3.7)$$

- сумарному активному опорі приелектродних шарів та плазмового стовпа R_{da} :

$$V_{da} \llcorner = R_{da} \cdot i_d \llcorner; \quad (3.8)$$

- на подвійному шарі об'ємного заряду $V_{DL}(t)$.

Таким чином, в даній моделі вираз для падіння напруги на подвійному шарі $V_{DL}(t)$ має вигляд:

$$\begin{aligned} V_{DL} \llcorner &= \\ &= V_0 - \frac{1}{C_0} \int_0^t i_d \llcorner d\tau - \llcorner_c + L_d \llcorner \cdot \frac{di_d \llcorner}{dt} - \frac{dL_d \llcorner}{dt} \cdot i_d \llcorner - \llcorner_c + R_{da} \llcorner \cdot i_d \llcorner. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Для подальших розрахунків необхідно визначити:

- сумарну індуктивність розрядного ланцюга $L = L_c + L_d \llcorner$;
- сумарний активний опір розрядного ланцюга $R = R_c + R_{da}$;
- похідну індуктивності розрядного проміжку $dL_d \llcorner / dt$.

3.1.1. Індуктивність та активний опір ланцюга

При визначенні сумарних індуктивності та активного опору розрядного ланцюга враховувалися наступні особливості проведених експериментальних досліджень:

- індуктивність розрядного проміжку не перевищувала 15% від загальної індуктивності розрядного ланцюга;
- час існування подвійного шару, коли активний опір розрядного проміжку різко зростає, як правило, не перевищував 10% від тривалості періоду

коливань розрядного струму.

Ці особливості істотно спрощували визначення $L = L_c + L_d$ та $R = R_c + R_{da}$. Усереднені індуктивність L_{cp} та активний опір R_{cp} всього розрядного ланцюга в роботі визначалися по індуктивній стадії розвитку розряду. Тут розрядний струм мав вигляд затухаючих коливань. У припущенні приблизної сталості параметрів розрядного ланцюга, використовувалася формула згасаючих коливань [159]:

$$i = \frac{V_0}{\omega L_{cp}} \cdot e^{-\kappa_{cp} t} \sin \omega t, \quad (3.10)$$

де V_0 – напруга конденсаторної батареї на початку індуктивної стадії;

$\kappa_{cp} = R_{cp} / 2L_{cp}$ – коефіцієнт затухання коливань;

$\omega = \sqrt{1/(L_{cp} C_0) - \kappa_{cp}^2}$ – циклічна частота затухаючих коливань.

Для визначення усереднених індуктивності та активного опору ланцюга вимірювалися амплітудні значення струму

$$i_{dn} = \left(V_0 / \omega L_{cp} \right) e^{-\kappa_{cp} t_{dn}} \sin \omega t_{dn} \quad (3.11)$$

в перших чотирьох півперіодах його коливань, які досягалися при $t = t_{dn}$. Тут $n = 1, 2, 3, 4$ відповідає 1, 2, 3, 4-му амплітудному значенню струму.

(Значення t_n визначаються умовою $di/dt|_{t=t_n} = 0$, що справедливо при

$\omega t_n = \arctg(\rho / \kappa_{cp}) + \pi(n-1)$.) Оскільки $\sin \omega t_n = \sin(\arctg(\rho / \kappa_{cp}) + \pi(n-1))$, то:

$$\sin \omega t_{d1} = -\sin \omega t_{d2} = \sin \omega t_{d3} = -\sin \omega t_{d4}. \quad (3.12)$$

У роботі враховувалося, що індуктивність та активний опір ланцюга в непарних та парних півперіодах коливання розрядного струму можуть відрізнятися, оскільки змінюється на протилежний напрям протікання струму. При різному розмірі електродів це впливає на умови та механізми протікання струму.

У зв'язку з цим визначалися два коефіцієнта загасання струму:

κ_{13} – з відношення величин 1-го та 3-го максимумів струмів i_{d1} та i_{d3} , і відповідних їм моментів часу t_{d1} та t_{d3} :

$$\kappa_{13} = \ln \left(i_{d1} / i_{d3} \right) \left(t_{d3} - t_{d1} \right), \quad (3.13)$$

та κ_{24} – з відношення величин 2-го та 4-го максимумів струмів i_{d2} та i_{d4} , і відповідних їм моментів часу t_{d2} та t_{d4} :

$$\kappa_{24} = \ln \left(i_{d2} / i_{d4} \right) \left(t_{d4} - t_{d2} \right). \quad (3.14)$$

(Відповідно (3.11) та (3.12) $i_{d1} / i_{d3} = e^{-\kappa_{13} (t_{d3} - t_{d1})}$ та $i_{d2} / i_{d4} = e^{-\kappa_{24} (t_{d4} - t_{d2})}$.)

Індекси у коефіцієнтів загасання означають варіант розрахунку. Вибір відношень величин максимумів струмів для непарних та парних півперіодів коливань струму обумовлений тим, що в цих півперіодах струм протікає в однакових напрямках і приблизно в однакових умовах.

Значення індуктивності ланцюга обчислювалося з періоду затухаючих коливань $T = 2\pi / \sqrt{1/LC_0 - \kappa^2}$. Відповідно до критерію використання непарних та парних півперіодів, період коливань визначався як $T_{13} = t_{d3} - t_{d1}$ або $T_{24} = t_{d4} - t_{d2}$. У цьому випадку вирази для індуктивності мали вигляд:

$$L_{13} = \frac{1}{C_0 \cdot \left(\pi^2 / (t_{d3} - t_{d1})^2 + \kappa_{13}^2 \right)}, \quad (3.15)$$

$$L_{24} = \frac{1}{C_0 \cdot \left(\pi^2 / (t_{d4} - t_{d2})^2 + \kappa_{24}^2 \right)}. \quad (3.16)$$

З коефіцієнтів загасання та індуктивностей ланцюга визначався його активний опір R :

$$R_{13} = 2\kappa_{13}L_{13}, \quad (3.17)$$

$$R_{24} = 2\kappa_{24}L_{24}. \quad (3.18)$$

Для зменшення похибки розрахунків в роботі використовувалися усереднені значення індуктивності та активного опору ланцюга:

$$L_{cp} = (L_{13} + L_{24}) / 2, \quad (3.19)$$

$$R_{cp} = (R_{13} + R_{24}) / 2. \quad (3.20)$$

3.1.2. Індуктивність розрядного проміжку

У дослідженнях, що проводилися, розрядний проміжок являв собою коаксіальну систему, схематичне зображення якої представлено на рис. 3.1. Центральний провідник був утворений стрижневим A та трубчастим C електродами між якими формувався струмопровідний плазмовий шнур Pl . Зовнішнім провідником коаксіальної системи були шини зворотного струму BC . Для оцінки величини індуктивності розрядного проміжку L_d в роботі використовувався вираз для індуктивності коаксіального кабелю:

$$L_d = 2 \cdot 10^{-3} l_d \ln \frac{r_{bc}}{r_{pl}}, \quad (3.21)$$

де l_d – довжина розрядного проміжку;

r_{bc} – відстань між шпильками зворотного струму та віссю системи;

r_{pl} – радіус плазмового шнура.

У даному виразі l_d , r_{bc} і r_{pl} вимірюються в см, а L_d – в мкГн.

Зважаючи на те, що власне магнітне поле на поверхні струмопровідного плазмового шнура в максимумі розрядного струму могло досягати величини 100 кГс, то зрозуміло, що в процесі протікання розрядного струму відбувалося періодичне стискання плазмового шнура r_{pl} та зміна індуктивності розрядного проміжку L_d .

Залежність радіуса шнура $r_{pl}(t)$ від величини розрядного струму i_d була отримана на підставі роботи [160], де наведені результати чисельного розрахунку зміни радіуса плазмового шнура при протіканні розрядного струму. Ці результати в припущенні лінійного зростання розрядного струму демонструє рис. 3.3. Безрозмірними величинами на графіку є $x = r_{pl}/r_0$ – відносна зміна радіуса плазмового шнура та відносний час $z = t/t_1$. Тут r_0 – початковий радіус шнура за відсутності струму, а t_1 – деякий характерний час. Оскільки при лінійному зростанні струму $t = i_d/i'_d$, то $z = i_d/i'_d t_1$, тобто $z \sim i_d$.

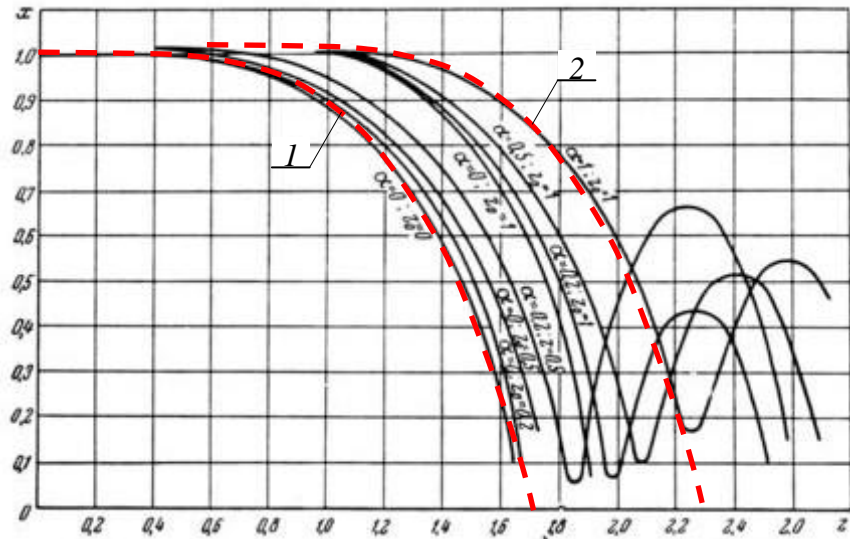


Рис. 3.3. Залежність радіуса плазмового шнура від часу [160] з накладеними екстраполяційними кривими 1 і 2

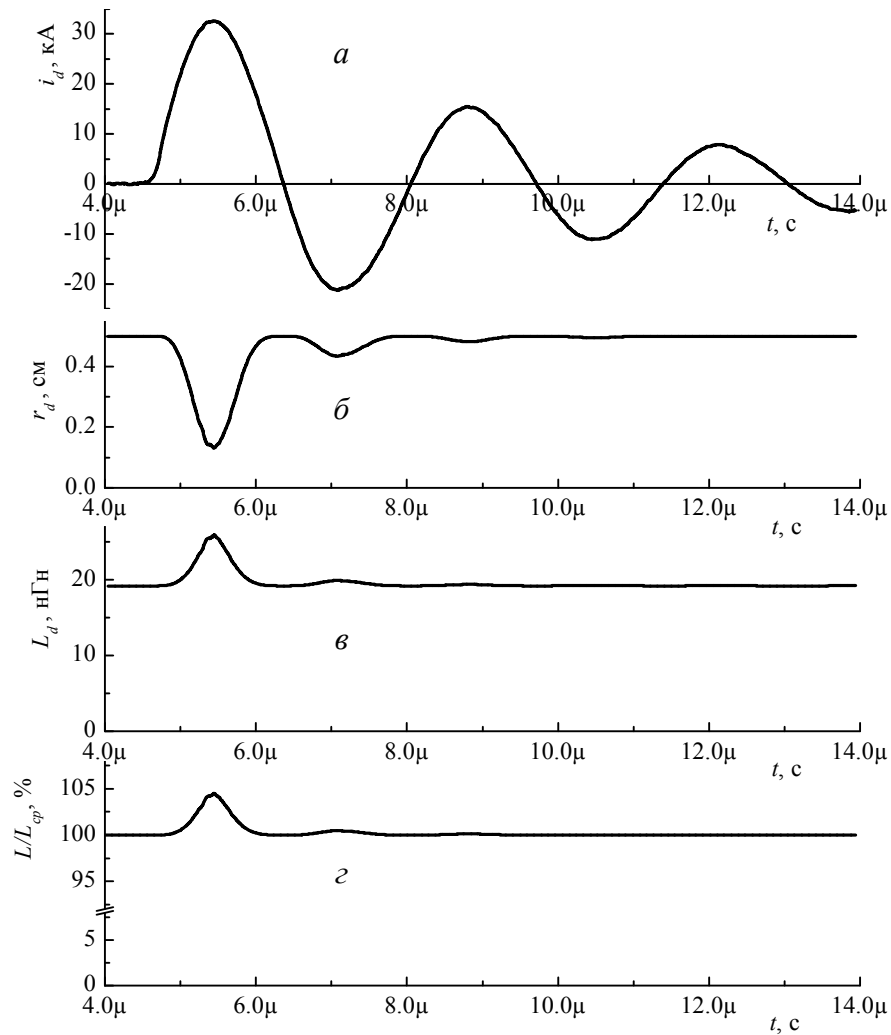


Рис. 3.4. Динаміка розрядного струму (а), радіуса плазмового шнура (б), індуктивності розрядного проміжку (в) і відносної зміни індуктивності всього ланцюга (г)

Таким чином, на рис. 3.3 в безрозмірних величинах наведені залежності зміни радіуса плазмового шнура від розрядного струму для різних відношень $\alpha = p_0/p_H$ – стартового газокінетичного p_0 і магнітного $p_H = i_1^2/2\pi r_0^2 c^2$ тисків. (Тут i_1 – величина струму в момент часу t_1 .)

Представлене сімейство кривих з хорошою точністю екстраполюється залежністю:

$$x = 1 - 0,088 \cdot (z - z_0)^4 \cdot \sigma(z - z_0), \quad (3.22)$$

де $\sigma(z - z_0)$ – сигма-функція,

z_0 – точка, з якої починається стискання плазмового стовпа.

Для прикладу на два крайні графіка на рис. 3.3 накладені екстраполяційні криві, що демонструють хороший збіг.

Оскільки величина струму на початку стискання плазмового стовпа i_k

$$i_k \approx \frac{2c^2}{e\alpha} \sqrt{2\pi m_e T_e}, \quad i_k \approx 10^2 \cdot \sqrt{T_e} \cdot B, \quad (3.23)$$

на один-два порядки менше розрядних струмів, характерних для цих експериментів (тобто $z \gg z_0$), то з урахуванням вигляду безрозмірних величин залежність радіуса плазмового шнура від величини розрядного струму може бути представлена як:

$$\frac{r_{pl}}{r_0} \approx 1 - a \cdot i_d^4, \quad (3.24)$$

де a – коефіцієнт пропорційності.

Значення початкового радіуса шнура r_0 визначалося методом швидкісної фотореєстрації в оптичному діапазоні на початку сильнострумової індуктивної стадії розвитку розряду. Коефіцієнт a оцінювався з виразу:

$$a = k_1 i_1^4, \quad (3.25)$$

де $k_1 = r_{1pl}/r_0$ – коефіцієнт стискання плазмового шнура в максимумі розрядного струму в 1-му півперіоді i_1 . (Величина r_{1pl} також оцінювалася швидкісною фотореєстрацією.)

Зважаючи на те, що процеси, які пов'язані зі зміною індуктивності розряду не є предметом цього дослідження, а сама зміна індуктивності відіграє допоміжну роль, то при виконанні роботи використовувалася проста модель зміни індуктивності розрядного проміжку. Згідно (3.21) і (3.24):

$$L_d = 2 \cdot 10^{-3} l_d \ln \frac{r_{bc}}{r_0 \left(-a \cdot i_d^4 \right)}, \quad (3.26)$$

де $a = 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ кА}^{-4}$; струм i_d вимірюється в кА.

Ця модель може бути застосована, якщо сумарна індуктивність ланцюга живлення значно перевищує індуктивність розрядного проміжку. В іншому випадку, для знаходження індуктивності розрядного проміжку, звичайно ж, необхідно вибирати більш адекватну математичну модель. В експериментах, що проводились, сумарна індуктивність ланцюга становила 140–160 нГн, а середня індуктивність розрядного проміжку – 20–25 нГн.

На рис. 3.4б представлена динаміка зміни радіуса плазмового шнура $r_{pl}(t)$, на рис. 3.4в – динаміка індуктивності розрядного проміжку $L_d(t)$, на рис. 3.4г – динаміка відносної зміни індуктивності всього ланцюга $L(t)/L_{cp}$ для характерного розрядного струму $i(t)$ (рис. 3.4а). З графіків видно, що діапазон зміни індуктивності розряду становить $\sim 19\text{--}25$ нГн, а відносне збільшення індуктивності всього ланцюга, навіть в першому півперіоді, не перевищує 4,5%.

На рис. 3.5 зображена максимально можлива зміна індуктивності розрядного проміжку при надсильній компресії плазмового стовпа для плазмового діода, що досліджується в роботі. Видно, що навіть у разі стократного стискання плазмового шнура $r_0/r_d \approx 100$ (що практично нереально), при мінімально можливому значенні r_{bc}/r_0 відносне збільшення індуктивності розрядного проміжку не перевищує 2,5. Іншими словами, навіть у цьому випадку відносна зміна індуктивності всього ланцюга не перевищить 30%.

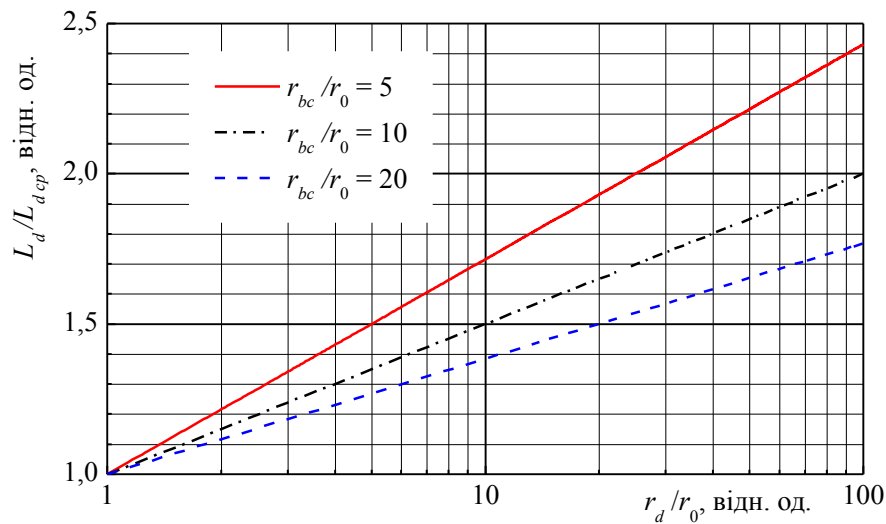


Рис. 3.5. Максимальна зміна індуктивності розрядного проміжку при компресії плазмового стовпа

Таким чином, цю модель зміни індуктивності розрядного проміжку цілком можна використовувати при розрахунках активної напруги розряду. У цьому випадку згідно (3.21) похідна індуктивності розрядного проміжку матиме вигляд:

$$\frac{dL_d}{dt} = 8 \cdot 10^{-3} l_d \cdot \frac{a \cdot i_d^3}{1 - a \cdot i_d^4} \cdot \frac{di_d}{dt}. \quad (3.27)$$

Тут dL_d/dt вимірюється в нГн/с; довжина розрядного проміжку l_d – в см; розрядний струм i_d – в кА; коефіцієнт a – в kA^{-4} , di_d/dt – в кА/с. Значення коефіцієнта a визначається з оптичних вимірів у відповідності з виразом (3.25).

3.1.3. Розрахункові вирази для активної напруги та активної потужності розряду

З урахуванням виразу (3.27), для зміни індуктивності розрядного проміжку, рівняння (3.9) буде мати наступний вигляд:

$$V_{DL} = V_0 - \frac{1}{C_0} \int_0^t i_d \overleftarrow{d\tau} - L_{cp} \cdot \frac{di_d}{dt} - 8 \cdot 10^{-3} l_d \cdot \frac{a \cdot i_d^3}{1 - a \cdot i_d^4} \cdot \frac{di_d}{dt} \cdot i_d - R_{cp} \cdot i_d. \quad (3.28)$$

Тут L_{cp} – сумарна індуктивність розрядного ланцюга, R_{cp} – сумарний активний опір розрядного ланцюга. Об'єднавши складові у правій частині рівняння, вираз для активної напруги на подвійному шарі $V_{DL}(t)$ матиме вигляд:

$$V_{DL} = V_0 - \frac{1}{C_0} \int_0^t i_d d\tau - \left(L_{cp} + 8 \cdot 10^{-3} l_d \cdot \frac{a \cdot i_d^4}{1 - a \cdot i_d^4} \right) \cdot \frac{di_d}{dt} - R_{cp} \cdot i_d. \quad (3.29)$$

Таким чином, вираз для розрахунку динаміки активної потужності розряду буде мати наступний вигляд:

$$P_{DL} = \left[V_0 - \frac{1}{C_0} \int_0^t i_d d\tau - \left(L_{cp} + 8 \cdot 10^{-3} l_d \cdot \frac{a \cdot i_d^4}{1 - a \cdot i_d^4} \right) \cdot \frac{di_d}{dt} \right] \cdot i_d - R_{cp} \cdot i_d^2. \quad (3.30)$$

З останнього рівняння видно, що для знаходження активної потужності розряду необхідно обчислити інтеграл та похідну розрядного струму. Чисельне інтегрування не викликає особливих проблем, оскільки воно зводиться до процесу підсумовування даних:

$$\frac{1}{C_0} \int_0^t i_d d\tau \approx \frac{1}{C_0} \sum_{k=1}^n i_{d(k)} \Delta t, \quad (3.31)$$

де $i_{d(k)}$ – k -е значення сигналу датчика струму, Δt – часовий крок запису даних осцилографа. Проте обчислення похідної сигналу чисельними методами стикається з низкою проблем. На рис. 3.6 представлена характерна осцилограма струму розряду та її похідна, отримана виходячи з виразу:

$$\frac{di_d}{dt} \approx \frac{\Delta i_d}{\Delta t} = \frac{i_{d(k+1)} - i_{d(k-1)}}{t_{k+1} - t_{k-1}}. \quad (3.32)$$

Видно, що хоча сигнал струму має незначний рівень шуму, але цього шуму досить, щоб при отриманні похідної одержати не похідну сигналу, а похідну шуму.

Таким чином, при розрахунках активної напруги та активної потужності розряду необхідно, перш за все, згладжувати сигнал розрядного струму будь-яким методом згладжування, до тих пір, поки не буде задовільною похідна розрядного струму.

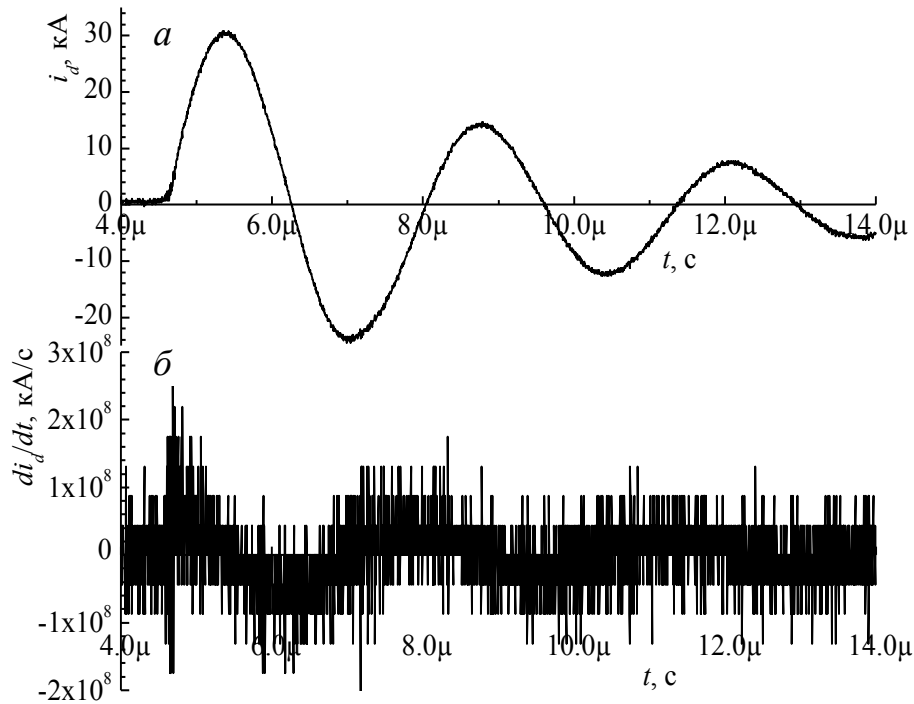


Рис. 3.6. Характерна осцилограма струму розряду (а) та її похідна (б)

3.2. Згладжування сигналу розрядного струму

Основна проблема при згладжуванні сигналу – це максимально знизити рівень шуму сигналу, не пошкодивши при цьому «тонку структуру» сигналу ($T_{СС}$). Під «тонкою структурою» мається на увазі незначна зміна величини сигналу з характерним періодом $T_{СС}$ багато меншим за основну тривалість сигналу τ_u ($T_{СС} \ll \tau_u$).

При виконанні цієї роботи для згладжування сигналу використовувався метод Савицького-Голя [161]. Одна з переваг цього методу – його простота. Властивості фільтрів на основі цього методу та різноманітні аспекти їх застосування відображені в роботах [162, 163]. При відомих коефіцієнтах фільтра C_i згладжене значення функції або її похідної може бути отримано через операцію згортки:

$$y_k^{(n)} = \frac{1}{(\Delta t)^n} \cdot \sum_{i=-\frac{M-1}{2}}^{\frac{M-1}{2}} C_i^{(n)} x_{k+i}, \quad (3.33)$$

де n – порядок похідної функції, що згладжується, (при $n = 0$ – значення самої функції);

$y_k^{(n)}$ – k -е значення функції, що згладжується, або її n -ї похідної;

Δt – часовий крок аналого-цифрового перетворення сигналу;

M – ширина вікна згладжування;

$C_i^{(n)}$ – коефіцієнти Савицького-Голея,

x_{k+i} – $(k + i)$ -е значення функції, що згладжується.

Порядковий номер вибірки x_{k+i} лежить в межах ширини вікна M :

$$-\frac{M-1}{2} \leq i \leq \frac{M-1}{2}. \quad (3.34)$$

Коефіцієнти $C_i^{(n)}$ табульовані або можуть бути обчислені за явними формулам.

При апроксимації функції поліномами 0-го та 1-го ступеня (просте усереднення) коефіцієнти Савицького-Голея мають вигляд:

$$C_i^{(0)} = \frac{1}{M}, \quad (3.35)$$

а при апроксимації поліномами 2-го та 3-го ступеня:

$$C_i^{(2)} = \frac{3}{4} \cdot \frac{3M^2 - 7 - 20i^2}{M \cdot (M^2 - 4)}. \quad (3.36)$$

Для першої похідної функції при апроксимації поліномами 1-го та 2-го ступеня (просте усереднення) коефіцієнти Савицького-Голея мають вигляд:

$$C_i^{(1)} = \frac{12}{M \cdot (M^2 - 1)} i, \quad (3.37)$$

а при апроксимації поліномами 2-го та 3-го ступеня:

$$C_i^{(2)} = 15 \cdot \frac{5 \cdot (M^4 - 18M^2 + 31) i - 28 \cdot (M^2 - 7) i^3}{M \cdot (M^2 - 1) \cdot (M^4 - 39M^2 + 108)}. \quad (3.38)$$

У дослідженнях, що проводилися, зниження рівня шуму сигналу датчика струму V_{id} проводилося з використанням комп'ютерної програми *OriginPro 8*, в якій є вбудований фільтр Савицького-Голея (рис. 3.7). Апроксимація сигналу проводилася поліномами 2-го та 3-го ступеня.

Розрахунок першої похідної сигналу датчика струму dV_{id}/dt проводився з використанням комп'ютерної програми *Microsoft Excel 2003*, де була створена спеціальна програма. У ній під задану ширину вікна згладжування M з використанням виразу (3.37) розраховувалися коефіцієнти Савицького-Голея і проводилася згортка за допомогою виразу (3.33). Просте усереднення для першої похідної було вибрано з метою зниження рівня шумів. Ця схема дозволяла автоматизувати процес обробки осцилограм, коли в готову розрахункову матрицю містилися дані, безпосередньо отримані з осцилографа. Інтерфейс розрахункової матриці наведено на рис. 3.8. Тут коефіцієнти Савицького-Голея представлені у вигляді відношення

$$C_i^C = a_i^C / h^C, \quad (3.39)$$

де, відповідно до виразу (3.37), $a_i^C = i$; $h^C = M \cdot (M^2 - 1) / 12$.

На графіку внизу в центрі показані вихідний (синій колір) та згладжений (рожевий колір) сигнали. Справа внизу наведено графік першої похідної, отриманої при простому усередненні та ширині вікна $M = 21$.

Для збереження «тонкої структури» сигналу важливо було визначити оптимальну ширину вікна згладжування M , при якій відбувається задовільне очищення сигналу від шумів, а амплітуда сигналу цієї структури зменшується несуттєво. Рис. 3.9 показує вплив ширини вікна згладжування на зміну «тонкої структури» сигналу. На рис. 3.9а наведено вихідний сигнал розрядного струму V_{id} (чорний колір) з накладеними згладженими сигналами. Червоний колір відповідає ширині вікна згладжування $M = 45$ точок (180 нс), зелений – 31 точка (124 нс), синій – 67 точок (268 нс). Видно, що в такому масштабі особливих відмінностей не спостерігається – на перший погляд усі три випадки згладжування добре повторюють форму вихідного сигналу.

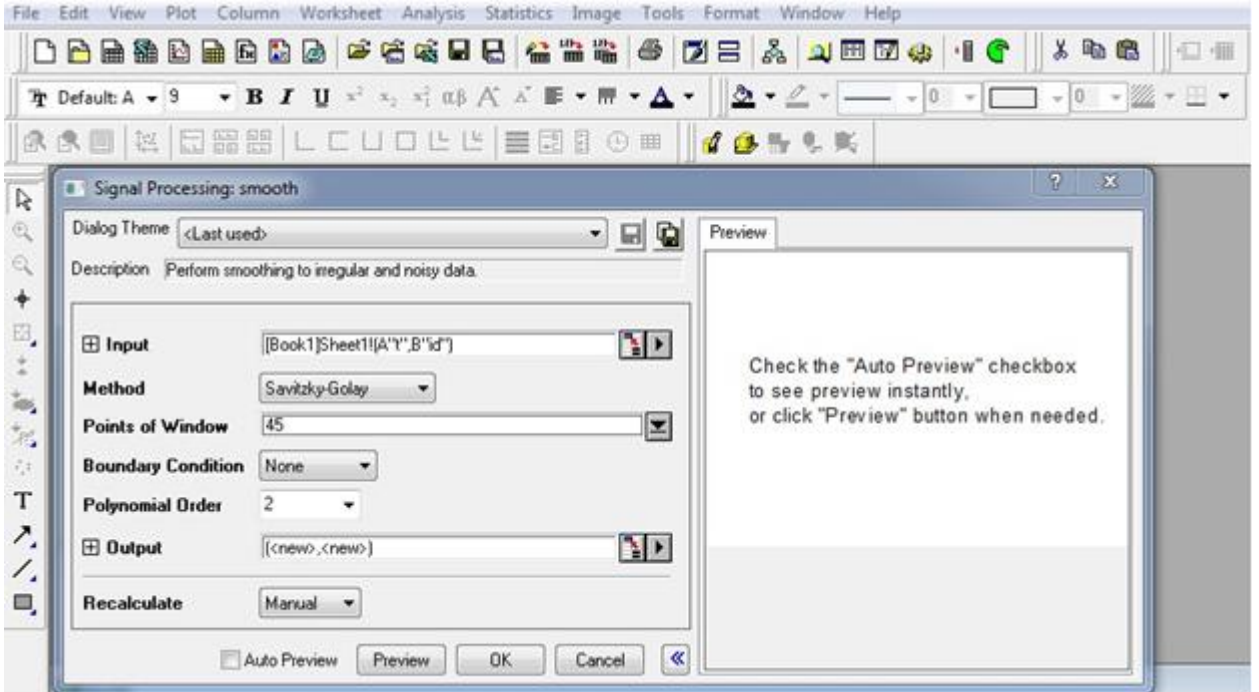


Рис. 3.7. Інтерфейс фільтра Савицького-Голя в програмі *OriginPro 8*

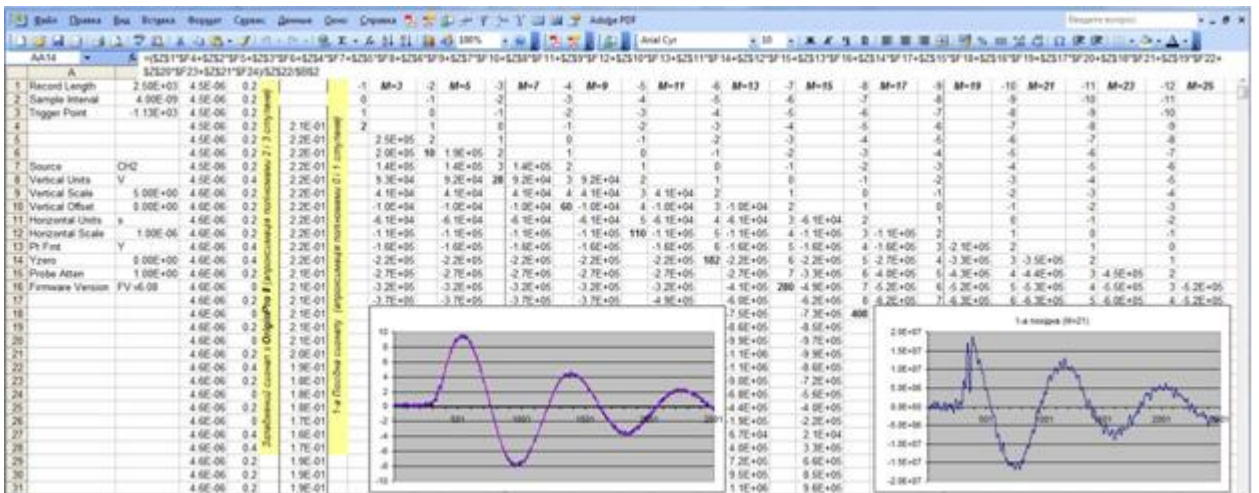


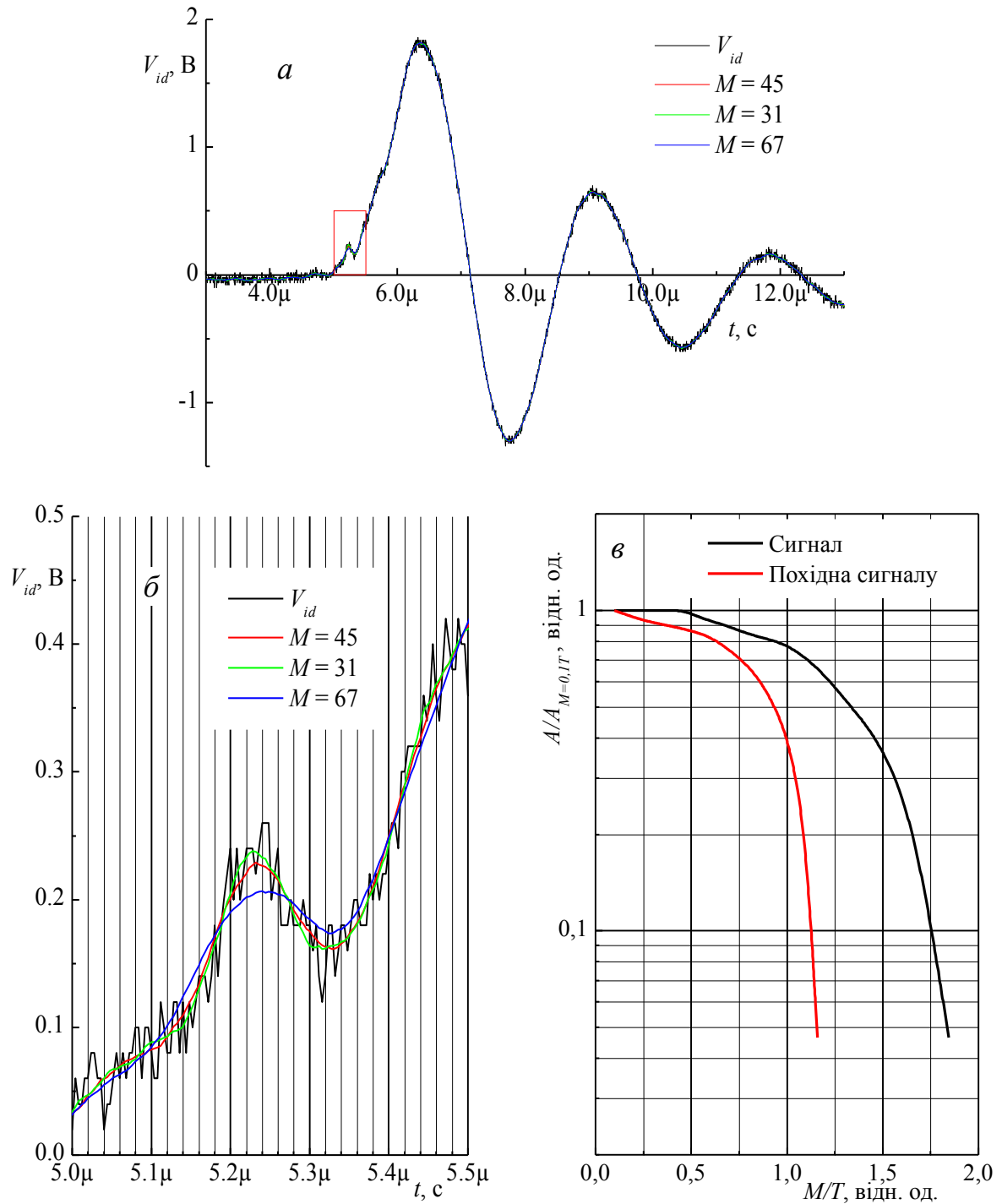
Рис. 3.8. Інтерфейс розрахункової матриці для знаходження першої похідної в програмі *Microsoft Excel 2003*

Однак при більш детальному розгляді (фрагмент виділений червоним прямокутником і збільшений на рис. 3.9б) видно, що апроксимації сигналу з шириною вікна $M = 31$ точка та $M = 45$ точок добре повторюють форму вихідного сигналу, тоді як апроксимація з шириною вікна $M = 67$ точок істотно затирає «тонку структуру» сигналу. У цьому разі період коливань струму в «тонкій структурі» становить ~ 180 нс, що відповідає 45 точкам. Зниження рівня «тонкої структури» сигналу при збільшенні ширини вікна згладжування демонструє рис. 3.9в (чорна лінія).

Тут M/T – ширина вікна згладжування M відносно періоду коливань в «тонкій структурі» T , а $A/A_{M=0,1T}$ – амплітуда коливань в «тонкій структурі» відносно амплітуди згладженого сигналу при ширині вікна $M = 0,1T$. З рисунка видно, що збільшення ширини вікна згладжування до $M = 0,4T$ не знижує рівень сигналу в «тонкій структурі». В інтервалі $0,4T \leq M \leq 1,0T$ відносна амплітуда $A/A_{M=0,1T}$ починає лінійно падати від 1,0 до 0,8. Коли ж ширина вікна згладжування починає перевищувати період «тонкої структури» сигналу відбувається різке зменшення A/A_M . При $M = 1,33T$ амплітуда «тонкої структури» падає вдвічі, а при $M = 1,67T$ – у п'ятеро.

Результати аналогічних досліджень щодо впливу ширини вікна згладжування на зміну похідної сигналу при простому усередненні демонструє рис. 3.9в (червона лінія). На відміну від поведінки амплітуди сигналу тут зниження починається відразу ж при збільшенні ширини вікна. Значення $A/A_{M=0,1T} = 0,8$ досягається набагато раніше, вже при $M = 0,6T$. Подальше збільшення ширини вікна відзначається більш крутим, в порівнянні з попереднім випадком, спадом.

Таким чином, для гарного згладжування сигналу та збереження його «тонкої структури» в роботі виконувалось наступне правило: максимальна ширина вікна згладжування фільтра Савицького-Голея при апроксимації сигналу поліномами 2-го та 3-го ступеня не повинна перевищувати період «тонкої структури» сигналу, а для отримання першої похідної при апроксимації поліномами 1-го та 2-го ступеня – половини цього періоду.



a – вихідний сигнал розрядного струму V_{id} з варіантами згладжування;
б – фрагмент (виділено червоним прямокутником) вихідного сигналу;
в – зниження рівня «тонкої структури» сигналу та його похідної при збільшенні ширини вікна згладжування

Рис. 3.9. Вплив ширини вікна згладжування на зміну «тонкої структури» сигналу

3.3. Верифікація методики розрахунку активної потужності розряду

Для верифікації наведеної методики розрахунку активної потужності розряду підставимо в рівняння (3.30) експериментально отриману та попередньо згладжену фільтром Савицького-Голея часову залежність розрядного струму $i_d(t)$. Знаючи значення сумарної індуктивності L_{cp} та активного опору R_{cp} розрядного ланцюга можемо отримати динаміку активної потужності розряду. На рис. 3.10 показана динаміка розрядного струму $i_d(t)$ (а), розраховані по ній часові залежності сумарної активної напруги розряду $U_a(t)$ (б) та сумарної активної потужності розряду $P_a(t)$ (в). Зарядна напруга конденсаторної батареї становила $V_0 = 12$ кВ. Чорний колір кривих відповідає розрядному струму, що спостерігається на осцилографі, а червоний колір – дійсному розрядному струму. З рисунка видно, що сигнал струму, який спостерігається на осцилографі, та дійсний розрядний струм мають незначну (~ 5–6%) невідповідність. Однак, якщо при подальших розрахунках використовувати сигнал струму, що спостерігається на осцилографі, то з'являються помилки, які призводять до фізично невірних результатів. На графіку активної напруги розряду (рис. 3.10б) видно, що у разі використання сигналу струму, що спостерігається, є різкий відхід кривої вгору. Як наслідок цього ми отримуємо фізично неправдоподібну динаміку активної потужності розряду з негативними значеннями, які досягають десятки-сотні мегават. У разі дійсного розрядного струму такого не відбувається, і ми спостерігаємо фізично правдоподібну динаміку активної напруги та активної потужності розряду.

Така поведінка динаміки активної напруги при використанні сигналу струму, що спостерігається на осцилографі, пов'язана з тим, що як правило, будь-який датчик струму спотворює форму дійсного сигналу. Початкова похибка в кілька відсотків в кінцевому підсумку призводить до суттєвих помилок. Тому необхідно відновлювати дійсне значення розрядного струму за формою сигналу з датчика струму.

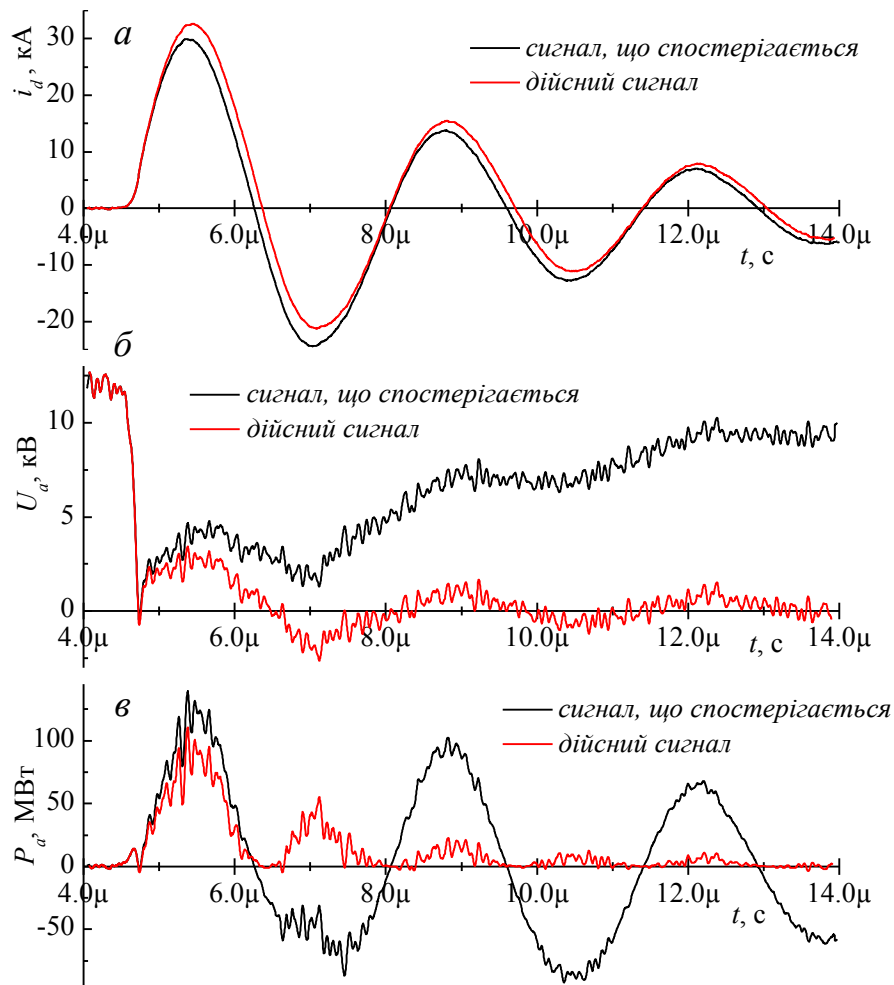
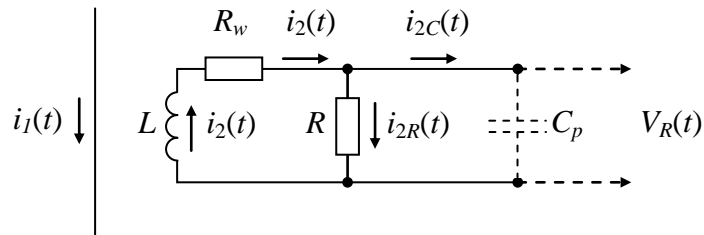


Рис. 3.10. Динаміка розрядного струму (а), сумарної активної напруги (б) та сумарної активної потужності (в) розряду при $V_0 = 12$ кВ

3.4. Відновлення сигналу розрядного струму

У роботі для реєстрації струму розряду використовувався індукційний датчик струму, еквівалентна електрична схема якого приведена на рис. 3.11. Датчик являє собою трансформатор струму, первинною обмоткою якого є провідник зі струмом $i_1(t)$, а вторинною обмоткою – котушка індукційного датчика L , по якій протікає струм $i_2(t)$. У цьому випадку спотворення форми сигналу є наслідком наявності в ланцюзі активного опору котушки R_w , вимірювального опору R , а також паразитної ємності C_p , що включає в себе ємність самого датчика, ємність кабелю та вхідну ємність осцилографа. Важливим моментом тут є те, що індуктивний опір обмотки індукційного

датчика має істотно перевищувати його активний опір $\omega L \gg R_w + R$.



L – індуктивність вимірювальної котушки; R_w – її опір;
 R – вимірювальний опір; C_p – паразитна ємність;
 $i_1(t)$ – вимірювальний струм; $i_2(t)$ – струм в обмотці датчика; $i_{2R}(t)$ – струм
через вимірювальний опір; $i_{2C}(t)$ – струм через паразитну ємність;
 $V_R(t)$ – сигнал, що спостерігається на осцилографі.

Рис. 3.11. Еквівалентна електрична схема індукційного датчика струму

Для отримання рівняння відновлення розрядного струму запишемо

розподіл е.р.с. ланцюга $\mathcal{E} = M \frac{di_1}{dt}$ між її елементами:

$$M \frac{di_1}{dt} = L \frac{di_2}{dt} + R_w \cdot i_2 + R \cdot i_{2R}. \quad (3.40)$$

Тут M – коефіцієнт зв'язку між провідником зі струмом i_1 та вимірювальною обмоткою датчика. Записавши баланс струмів в ланцюзі $i_2 = i_{2R} + i_{2C}$, та проінтегрувавши рівняння (3.40), отримаємо:

$$M \cdot i_1 = L \cdot (i_{2R} + i_{2C}) + R_w \cdot \int_0^t (i_{2R} + i_{2C}) d\tau + R \cdot \int_0^t i_{2R} d\tau + C_1. \quad (3.41)$$

Якщо перегрупувати складові у правій частині (3.41), а також розділити обидві частини на L , останнє рівняння може прийняти такий вигляд:

$$\frac{M}{L} \cdot i_1 = i_{2R} + i_{2C} + \frac{R_w + R}{L} \cdot \int_0^t i_{2R} d\tau + \frac{R_w}{L} \cdot \int_0^t i_{2C} d\tau + \frac{C_1}{L}. \quad (3.42)$$

Для визначення величини струму, що протікає через паразитну ємність $i_{2C}(t)$ скористаємося рівністю між падінням напруги на паразитній ємності C_p та на вимірювальному опорі R :

$$\frac{1}{C_p} \int_0^t i_{2C} \overleftarrow{d}\tau = R \cdot i_{2R}. \quad (3.43)$$

Якщо помножити ліву та праву частину рівняння (3.43) на C_p і продиференціювати його, то отримаємо:

$$i_{2C} = RC_p \frac{di_{2R}}{dt}. \quad (3.44)$$

Підставивши вирази (3.43) та (3.44) в рівняння (3.42), отримаємо:

$$\frac{M}{L} \cdot i_1 = i_{2R} + RC_p \cdot \frac{di_{2R}}{dt} + \frac{R_w + R}{L} \cdot \int_0^t i_{2R} \overleftarrow{d}\tau + \frac{R_w}{L} \cdot RC_p \cdot i_{2R} + \frac{C_1}{L}. \quad (3.45)$$

Для знаходження константи інтегрування C_1 скористаємося початковими умовами: $i_1|_{t=0} = 0$, $i_{2R}|_{t=0} = 0$, $\left. \int_0^t Ri_{2R} \overleftarrow{d}\tau \right|_{t=0} = 0$. Після підстановки початкових умов у рівняння (3.45), знаходимо вираз для константи інтегрування:

$$\frac{C_1}{L} = -RC \cdot \left. \frac{di_{2R}}{dt} \right|_{t=0}. \quad (3.46)$$

Якщо підставити останній вираз в рівняння (3.45) та згрупувати члени в правій частині, отримаємо:

$$\frac{M}{L} \cdot i_1 = \left(1 + \frac{R_w RC_p}{L}\right) \cdot i_{2R} + RC_p \cdot \left[\frac{di_{2R}}{dt} - \left. \frac{di_{2R}}{dt} \right|_{t=0} \right] + \frac{R_w + R}{L} \cdot \int_0^t i_{2R} \overleftarrow{d}\tau. \quad (3.47)$$

Для того, щоб визначити зв'язок дійсного значення струму $i_1(t)$ з сигналом, що спостерігається на осцилографі, помножимо ліву та праву частину рівняння (3.47) на R :

$$\frac{1}{\mu} \cdot i_1 = \left(1 + \frac{R_w RC_p}{L}\right) \cdot V_R + RC_p \cdot \left[\frac{dV_R}{dt} - \left. \frac{dV_R}{dt} \right|_{t=0} \right] + \frac{R_w + R}{L} \cdot \int_0^t V_R \overleftarrow{d}\tau. \quad (3.48)$$

Тут $\mu = L/RM$ – коефіцієнт чутливості датчика струму.

Коефіцієнт чутливості датчика струму визначається з відношення максимальної амплітуди дійсного струму розряду до максимальної амплітуди сигналу з датчика струму:

$$\mu = i_{1\max} / V_{R\max} \cdot \quad (3.49)$$

Для знаходження максимальної амплітуди дійсного струму розряду $i_{1\max}$, можна скористатися рівнянням для згасаючих коливань струму, яке для максимального значення матиме вигляд:

$$i_{1\max} = \frac{V_0}{\omega L} e^{-\kappa \cdot (t_{\max} - t_0)} \sin \left[\omega \cdot (t_{\max} - t_0) \right] \quad (3.50)$$

де t_0 – момент часу, що відповідає початку індуктивної стадії розвитку розряду, t_{\max} – момент часу, що відповідає максимальному значенню розрядного струму.

Правильність відновлення форми розрядного струму показує графік розряду конденсаторної батареї $U_C(t) = V_0 - \frac{1}{C_0} \int_0^t i_C d\tau$ (рис. 3.12), який повинен являти собою затухаючі коливання. Критерієм точності відновлення форми розрядного струму є відсутність негативних значень активної потужності розряду.

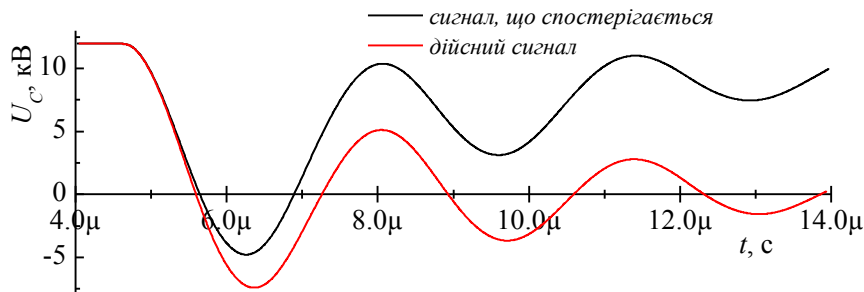


Рис. 3.12. Динаміка розряду конденсаторної батареї при $V_0 = 12$ кВ

Висновки до розділу 3

1. Запропоновано методику розрахунку активної потужності сильнструмового імпульсного розряду мікросекундного діапазону. Ця методика дозволяє адекватно розраховувати динаміку активної напруги розряду та активної потужності, що виділяється в розряді, по експериментально отриманій динаміці розрядного струму. Показано, що при розрахунках слід вибрати найбільш достовірні методи визначення

індуктивності та активного опору розрядного ланцюга, а також математичну модель, що описує зміну індуктивності розрядного проміжку.

2. Продемонстровано необхідність згладжування сигналу розрядного струму при проведенні розрахунків активної потужності розряду. На прикладі фільтра Савицького-Голея визначено, що для гарного згладжування сигналу та збереження його «тонкої структури» при апроксимації сигналу поліномами 2-го та 3-го ступеня максимальна ширина вікна згладжування не повинна перевищувати період «тонкої структури» сигналу, а для отримання першої похідної сигналу при апроксимації поліномами 1-го та 2-го ступеня – половини цього періоду.

3. Показано необхідність відновлення дійсної форми сигналу розрядного струму по сигналу, що спостерігається з датчика струму. Відзначено, що похибка при вимірюванні розрядного струму в кінцевому підсумку призводить до суттєвих помилок при розрахунку активної потужності розряду. Для індукційного датчика струму, що використовувався в роботі, отримано рівняння для відновлення розрядного струму, що спостерігається, до його дійсного значення.

4. Виконано програмну реалізацію запропонованої методики, яка дозволила досить швидко та з мінімальною похибкою визначати динаміку активної потужності розряду по осцилограмі розрядного струму.

Результати, представлені у цьому розділі, були опубліковані в наступних статтях та матеріалах наукових конференцій [34, 44, 46].

РОЗДІЛ 4

ЄМНІСТЬ ТА ЄМНІСНА СКЛАДОВА СТРУМУ ПОДВІЙНОГО ШАРУ

Оскільки основним механізмом введення енергії в розряд є пучковий механізм, за рахунок формування в струмопровідній плазмі подвійного електричного шару об'ємного заряду, то при розрахунках активної потужності необхідно враховувати, той факт, що подвійний шар – це потужна динамічна система, параметри якої змінюються дуже швидко. З точки зору електротехніки подвійний шар можна уявити як резистор та конденсатор, з'єднані так, як показано на рис. 4.1. При зміні напруги та струму шару відбувається зарядка та розрядка конденсатора C_{DL} , яка викликає появу крім струму провідності $i_{DL}(t)$ ще й струм зарядки-розрядки шару $i_C(t)$, що обумовлює ємнісну складову струму подвійного шару. При розрахунках активної потужності розряду важливо знати частку ємнісної складової в загальному струмі через шар.

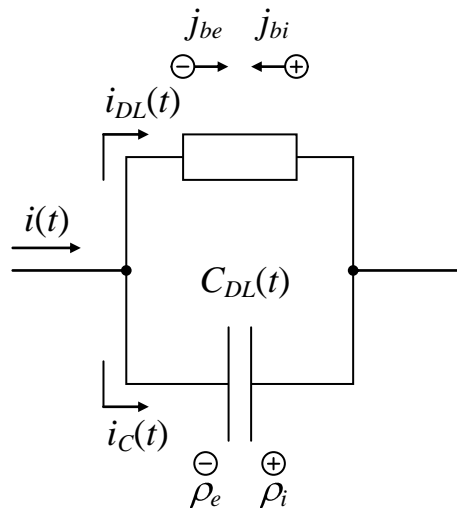


Рис. 4.1. Еквівалентна електрична схема подвійного шару об'ємного заряду

4.1. Ємність подвійного шару

Величина ємнісної складової струму подвійного шару i_C визначається зміною заряду шару Q , який залежить як від ємності шару $C_{DL}(t)$, так і від напруги на ньому $V_{DL}(t)$:

$$i_C = \frac{dQ}{dt} = C_{DL}(t) \cdot \frac{dV_{DL}(t)}{dt} + V_{DL}(t) \cdot \frac{dC_{DL}(t)}{dt}. \quad (4.1)$$

Питома ємність подвійного шару на одиницю його поверхні C_{1DL} визначається виразом:

$$C_{1DL} = \frac{q_1}{V_{DL}}, \quad (4.2)$$

де $q_1 = \int_0^{l_{DL}/2} \rho(z) dz$ – питомий заряд. Розподіл густини об'ємного заряду в шарі

$\rho(z)$ включає в себе розподіл густини для 4-х компонентів частинок (рис. 4.2):

$$\rho(z) = q_e n_{be}(z) + q_{bi} n_{bi}(z) + q_e n_{re}(z) + q_{ri} n_{ri}(z), \quad (4.3)$$

де be – прольотні електрони, bi – прольотні іони, re – відбиті електрони, ri – відбиті іони.

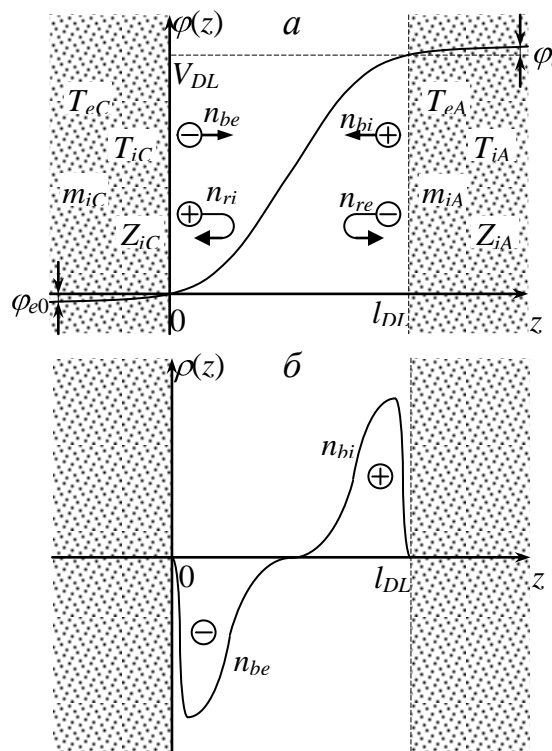


Рис. 4.2. Розподіл потенціалу (а) і густини заряду (б) в подвійному шарі

Розподіл густини об'ємного заряду прольотних електронів $q_e n_{be}(\zeta)$ та прольотних іонів $q_{bi} n_{bi}(\zeta)$ визначається густиною електронного j_{be} та, відповідно, іонного j_{bi} струму через шар:

$$q_e n_{be}(\zeta) = \frac{j_{be}}{v_{be}(\zeta)} = -\sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \frac{1}{\sqrt{\varphi_{e0} + \varphi(\zeta)}}, \quad (4.4)$$

$$q_{bi} n_{bi}(\zeta) = \frac{j_{bi}}{v_{bi}(\zeta)} = j_{bi} \cdot \sqrt{\frac{m_{iA}}{2Z_{iA}e}} \cdot \frac{1}{\sqrt{V_{DL} + \varphi_{i0} - \varphi(\zeta)}}, \quad (4.5)$$

де $\varphi_{e0} = m_e v_{eC0}^2 / 2e$ – потенціал, що відповідає стартовій енергії електронів, $\varphi_{i0} = m_{iA} v_{iA0}^2 / 2Z_{iA}e$ – потенціал, що відповідає стартовій енергії іонів, Z_{iA} – ефективний заряд іонів. Знак мінус в рівнянні (4.4) з'явився внаслідок того, що густина електронного струму через шар негативна. Якщо переписати вираз (4.5) через густина струму прольотних електронів j_{be} :

$$q_{bi} n_{bi}(\zeta) = \frac{j_{bi}}{|j_{be}|} \cdot |j_{be}| \cdot \sqrt{\frac{m_{iA}}{Z_{iA}m_e}} \cdot \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot \frac{1}{\sqrt{V_{DL} + \varphi_{i0} - \varphi(\zeta)}}, \quad (4.6)$$

та ввести співвідношення Ленгмюра [75]:

$$\alpha = \frac{j_{bi}}{j_{be}} \sqrt{\frac{m_{iA}}{Z_{iA}m_e}}, \quad (4.7)$$

густина об'ємного заряду прольотних іонів можна трансформувати до вигляду:

$$q_{bi} n_{bi}(\zeta) = \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \frac{\alpha}{\sqrt{V_{DL} + \varphi_{i0} - \varphi(\zeta)}}. \quad (4.8)$$

Розподіл густини об'ємного заряду відбитих електронів $q_e n_{re}(\zeta)$ та відбитих іонів $q_{ri} n_{ri}(\zeta)$ у разі максвеллівської функції розподілу частинок за швидкостями підпорядковується розподілу Больцмана:

$$q_e n_{re}(z) = q_e n_{reA} \cdot \exp\left\{-\frac{V_{DL} - \varphi(\zeta)}{T_{eA}/e}\right\}, \quad (4.9)$$

$$q_{ri} n_{ri}(z) = q_{ri} n_{riC} \cdot \exp\left\{-\frac{\varphi(\zeta)}{T_{iC}/Z_{iC}e}\right\}. \quad (4.10)$$

Врахувавши квазінейтральність плазми, концентрацію відбитих електронів на границі з анодної сторони шару n_{reA} можна виразити як:

$$q_e n_{reA} = -q_{bi} n_{biA} - q_{ri} n_{riA} - q_e n_{beA}. \quad (4.11)$$

Тут

$$n_{reA} = n_{re} \left(\varphi \right) \Big|_{\varphi=V_{DL}}, \quad n_{biA} = n_{bi} \left(\varphi \right) \Big|_{\varphi=V_{DL}}, \quad n_{riA} = n_{ri} \left(\varphi \right) \Big|_{\varphi=V_{DL}}, \quad n_{beA} = n_{be} \left(\varphi \right) \Big|_{\varphi=V_{DL}}.$$

Концентрація відбитих іонів на границі з катодної сторони шару n_{riC} виражається як:

$$q_{ri} n_{riC} = -q_{bi} n_{biC} - q_{re} n_{reC} - q_e n_{beC}. \quad (4.12)$$

Тут

$$n_{riC} = n_{ri} \left(\varphi \right) \Big|_{\varphi=0}, \quad n_{biC} = n_{bi} \left(\varphi \right) \Big|_{\varphi=0}, \quad n_{reC} = n_{re} \left(\varphi \right) \Big|_{\varphi=0}, \quad n_{beC} = n_{be} \left(\varphi \right) \Big|_{\varphi=0}.$$

У випадку сильного подвійного шару ($V_{DL} \gg T_{iC}/q_{ri}$) проникненням іонів з катодної сторони шару в його анодну частину, та електронів з анодної сторони в катодну можна знехтувати ($n_{riA} \ll n_{beA}, n_{biA}$; $n_{reC} \ll n_{biC}, n_{beC}$), та з високим ступенем точності можна стверджувати, що:

$$q_e n_{reA} \approx -q_{bi} n_{biA} - q_e n_{beA}, \quad (4.13)$$

$$q_{ri} n_{riC} \approx -q_{bi} n_{biC} - q_e n_{beC}. \quad (4.14)$$

Із співвідношень (4.8) та (4.4), і відповідних граничних умов отримаємо густини об'ємного заряду прольотних іонів та електронів, відповідно, на границі з анодної сторони шару:

$$q_{bi} n_{biA} = \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \frac{\alpha}{\sqrt{V_{DL} - \varphi_{i0} + \varphi_{i0}}} \Big|_{\varphi \approx V_{DL}} = \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \frac{\alpha}{\sqrt{\varphi_{i0}}}, \quad (4.15)$$

$$q_e n_{beA} = -\sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \frac{1}{\sqrt{\varphi_{i0} + \varphi_{e0}}} \Big|_{\varphi \approx V_{DL}} = -\sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \frac{1}{\sqrt{V_{DL} + \varphi_{e0}}}. \quad (4.16)$$

та густини об'ємного заряду прольотних іонів та електронів, відповідно, на границі з катодної сторони шару:

$$q_{bi}n_{biC} = \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \frac{\alpha}{\sqrt{V_{DL} - \varphi_{i0} + \varphi_{i0}}} \Big|_{\varphi_{i0} \geq 0} = \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \frac{\alpha}{\sqrt{V_{DL} + \varphi_{i0}}}, \quad (4.17)$$

$$q_e n_{beC} = -\sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \frac{1}{\sqrt{\varphi_{e0} + \varphi_{e0}}} \Big|_{\varphi_{e0} \geq 0} = -\sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \frac{1}{\sqrt{\varphi_{e0}}}. \quad (4.18)$$

Підставивши знайдені густини об'ємного заряду $q_{bi}n_{biA}$, $q_e n_{beA}$, $q_{bi}n_{biC}$, $q_e n_{beC}$ в умови квазінейтральності (4.13) та (4.14), отримаємо густину об'ємного заряду відбитих електронів на границі з анодної сторони шару:

$$\begin{aligned} q_e n_{reA} &\approx -\sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \frac{\alpha}{\sqrt{\varphi_{i0}}} + \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \frac{1}{\sqrt{V_{DL} + \varphi_{e0}}} = \\ &= -\sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \left(\frac{\alpha}{\sqrt{\varphi_{i0}}} - \frac{1}{\sqrt{V_{DL} + \varphi_{e0}}} \right) \end{aligned} \quad (4.19)$$

та густину об'ємного заряду відбитих іонів на границі з катодної сторони шару:

$$\begin{aligned} q_{ri}n_{riC} &\approx -\sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \frac{\alpha}{\sqrt{V_{DL} + \varphi_{i0}}} + \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \frac{1}{\sqrt{\varphi_{e0}}} = \\ &= \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{\varphi_{e0}}} - \frac{\alpha}{\sqrt{V_{DL} + \varphi_{i0}}} \right). \end{aligned} \quad (4.20)$$

Таким чином, розподіли густини об'ємного заряду відбитих електронів $q_e n_{re}$ та відбитих іонів $q_{ri}n_{ri}$ з урахуванням виразів (4.19) та (4.20) приймають вид:

$$q_e n_{re} \approx -\sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \left(\frac{\alpha}{\sqrt{\varphi_{i0}}} - \frac{1}{\sqrt{V_{DL} + \varphi_{e0}}} \right) \cdot e^{-\frac{V_{DL} - \varphi_{i0}}{T_{eA}/e}}, \quad (4.21)$$

$$q_{ri}n_{ri} \approx \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{\varphi_{e0}}} - \frac{\alpha}{\sqrt{V_{DL} + \varphi_{i0}}} \right) \cdot e^{-\frac{\varphi_{e0}}{T_{iC}/Z_{iC}e}}. \quad (4.22)$$

Після підстановки густин об'ємного заряду прольотних електронів (4.4) та іонів (4.8), відбитих електронів (4.21) та іонів (4.22) у вираз для густини заряду (4.3), отримаємо рівняння для розподілу густини об'ємного заряду в сильному подвійному шарі:

$$\rho(\phi) = \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot |j_{be}| \cdot \left[\frac{\alpha}{\sqrt{V_{DL} + \phi_{i0} - \phi}} - \frac{1}{\sqrt{\phi_{e0} + \phi}} + \left(\frac{1}{\sqrt{\phi_{e0}} - \sqrt{V_{DL} + \phi_{i0}}} \right) \cdot e^{-\frac{\phi}{T_{ic}/Z_{ic}e}} - \left(\frac{\alpha}{\sqrt{\phi_{i0}} - \sqrt{V_{DL} + \phi_{e0}}} \right) \cdot e^{-\frac{V_{DL} - \phi}{T_{ea}/e}} \right] \quad (4.23)$$

Якщо представити значення потенціалів у відносних порівняно з V_{DL} одиницях вираз (4.23) можна привести до виду:

$$\rho(\phi) = \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot \frac{|j_{be}|}{\sqrt{V_{DL}}} \times \left[\frac{\alpha}{\sqrt{1 + \phi_{ai} - \phi}} - \frac{1}{\sqrt{\phi_{ce} + \phi}} + \left(\frac{1}{\sqrt{\phi_{ce}} - \sqrt{1 + \phi_{ai}}} \right) \cdot e^{-\frac{\phi}{\varepsilon_{ic}}} - \left(\frac{\alpha}{\sqrt{\phi_{ai}} - \sqrt{1 + \phi_{ce}}} \right) \cdot e^{-\frac{1 - \phi}{\varepsilon_{ea}}} \right] \quad (4.24)$$

де $\phi = \phi / V_{DL}$ – відносний потенціал, $\varepsilon_{ic} = T_{ic} / Z_{ic} e V_{DL}$ – відносна температура іонів на катодній границі шару, $\varepsilon_{ea} = T_{ea} / e V_{DL}$ – відносна температура електронів на анодній границі шару, $\phi_{ce} = \phi_{e0} / V_{DL}$ – початковий потенціал електронів на катодній границі шару, $\phi_{ai} = \phi_{i0} / V_{DL}$ – початковий потенціал іонів на анодній границі шару.

Питомий заряд на одиницю поверхні $q_1(j_{be}, V_{DL}) = \int_0^{0.5} \rho(\phi, j_{be}, V_{DL}) d\phi$ для сильного подвійного шару ($\alpha = 1$) буде мати вигляд:

$$q_1(j_{be}, V_{DL}) = \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot \frac{|j_{be}|}{\sqrt{V_{DL}}} \cdot I(\varepsilon_{ic}, \varepsilon_{ea}, \phi_{ai}, \phi_{ce}), \quad (4.25)$$

де $I(\varepsilon_{ic}, \varepsilon_{ea}, \phi_{ai}, \phi_{ce})$ – інтеграл, що залежить від співвідношення між температурами електронів та іонів плазми і напругою на шарі:

$$I(\varepsilon_{ic}, \varepsilon_{ea}, \phi_{ai}, \phi_{ce}) = \int_0^{0.5} \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \phi + \phi_{ai}}} - \frac{1}{\sqrt{\phi + \phi_{ce}}} + \left(\frac{1}{\sqrt{\phi_{ce}} - \sqrt{1 + \phi_{ai}}} \right) \cdot e^{-\frac{\phi}{\varepsilon_{ic}}} - \left(\frac{1}{\sqrt{\phi_{ai}} - \sqrt{1 + \phi_{ce}}} \right) \cdot e^{-\frac{1 - \phi}{\varepsilon_{ea}}} \right] d\phi$$

Розбивши $I(\varepsilon_{ic}, \varepsilon_{ea}, \phi_{ai}, \phi_{ce})$ на чотири інтеграла, та вирішивши кожен окремо, отримаємо значення цього інтеграла:

$$I \left[\epsilon_{ic}, \epsilon_{ea}, \phi_{ai}, \phi_{ce} \right] = -2 \left(\sqrt{0.5 + \phi_{ai}} - \sqrt{1 + \phi_{ai}} \right) - 2 \left(\sqrt{0.5 + \phi_{ce}} - \sqrt{\phi_{ce}} \right) - \epsilon_{ic} \left(\frac{1}{\sqrt{\phi_{ce}}} - \frac{1}{\sqrt{1 + \phi_{ai}}} \right) \cdot \left(e^{\frac{0.5}{\epsilon_{ic}}} - 1 \right) - \epsilon_{ea} \left(\frac{1}{\sqrt{\phi_{ai}}} - \frac{1}{\sqrt{1 + \phi_{ce}}} \right) \cdot \left(e^{\frac{0.5}{\epsilon_{ea}}} - e^{-\frac{1}{\epsilon_{ea}}} \right).$$

Питома ємність подвійного шару на одиницю його поверхні C_{1DL} знаходиться з виразу:

$$C_{1DL} = \left| \frac{q_1 \cdot j_{be} \cdot V_{DL}}{V_{DL}} \right| = \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot I \left[\epsilon_{ic}, \epsilon_{ea}, \phi_{ai}, \phi_{ce} \right] \cdot \frac{|j_{be}|}{|V_{DL}|^{3/2}}. \quad (4.26)$$

Повна ємність сильного подвійного шару C_{DL} знаходиться після інтегрування C_{1DL} по поверхні подвійного шару:

$$C_{DL} = \int_{S_{DL}} \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot \frac{|j_{be}|}{|V_{DL}|^{3/2}} \cdot I \left[\epsilon_{ic}, \epsilon_{ea}, \phi_{ai}, \phi_{ce} \right] ds = \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot \frac{I \left[\epsilon_{ic}, \epsilon_{ea}, \phi_{ai}, \phi_{ce} \right]}{|V_{DL}|^{3/2}} \times \\ \times \int_{S_{DL}} |j_{be}| ds = \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot I \left[\epsilon_{ic}, \epsilon_{ea}, \phi_{ai}, \phi_{ce} \right] \cdot \frac{|i_{be}|}{|V_{DL}|^{3/2}} \quad (4.27)$$

Оскільки повний струм через шар i_{DL} є сумою електронного i_{be} та іонного i_{bi} струмів $i_{DL} = i_{be} + i_{bi}$, а з урахуванням співвідношення Ленгмюра для сильного подвійного шару ($\alpha = 1$) іонний струм пов'язаний з електронним співвідношенням $j_{bi} = j_{be} \sqrt{\frac{Z_{iA} m_e}{m_{iA}}}$, то звідси виходить, що електричний струм i_{be} пов'язаний з повним струмом i_{DL} як:

$$i_{be} = i_{DL} \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{Z_{iA} m_e}{m_{iA}}}}. \quad (4.28)$$

З урахуванням того, що $\sqrt{\frac{Z_{iA} m_e}{m_{iA}}} \ll 1$ можна записати, що $i_{be} \approx i_{DL}$. Остаточо, ємність подвійного шару визначається виразом:

$$C_{DL} \approx \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \cdot \frac{|i_{DL}|}{|V_{DL}|^{3/2}} \cdot I \left[\epsilon_{ic}, \epsilon_{ea}, \phi_{ai}, \phi_{ce} \right]. \quad (4.29)$$

Після підстановки констант та врахування співвідношення одиниць між системами СІ та СГС, ємності подвійного шару відповідає наступна розрахункова формула:

$$C_{DL} [\text{Ф}] = A \cdot \frac{|i_{DL} [\text{А}]|}{|V_{DL} [\text{В}]|^{3/2}}, \quad (4.30)$$

де $A = 1,687 \cdot 10^{-8} \cdot |I_{\epsilon_{ic}, \epsilon_{ea}, \phi_{ai}, \phi_{ce}}| \cdot \Phi \cdot B^{3/2} / A$.

Графік залежності питомої ємності подвійного шару C_{DL}/i_{DL} від напруги на шарі V_{DL} при нульових температурах частинок на границях шару $\phi_{ai} = 0$, $\phi_{ce} = 0$, $\epsilon_{ic} = 0$, $\epsilon_{ea} = 0$ наведено на рис. 4.3. З графіка видно, що зі збільшенням напруги на шарі його ємність зменшується. Так при збільшенні падіння напруги з 10^2 В до 10^4 В питома потужність шару зменшується в 10^3 раз. Варто відзначити, що ємність подвійного шару може досягати значних величин, порівнянних з ємністю конденсаторної батареї живлення. При нарузі на шарі ~ 100 В та струмі ~ 10 кА ємність шару становить $\sim 0,15$ мкФ.

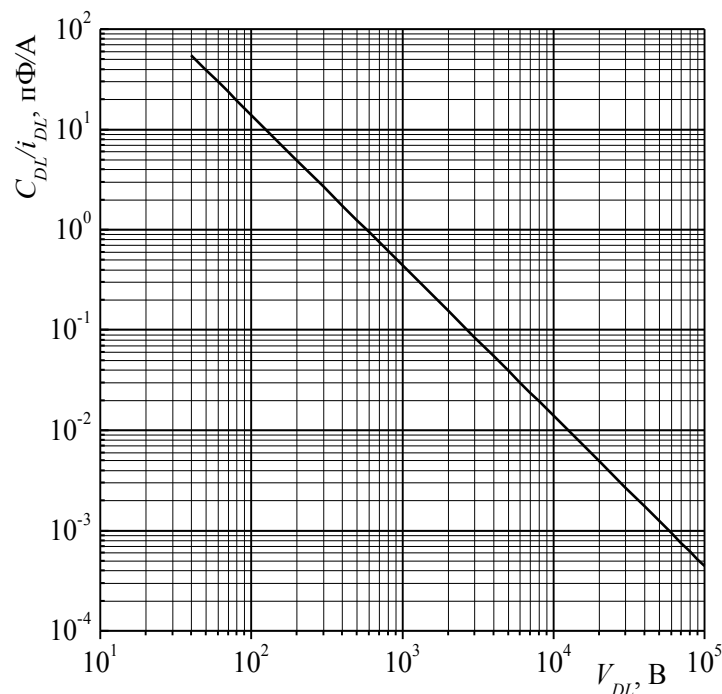


Рис. 4.3. Залежність питомої ємності подвійного шару C_{DL}/i_{DL} від падіння потенціалу на шарі V_{DL} при нульових температурах частинок на границях шару ($\phi_{ai} = 0$, $\phi_{ce} = 0$, $\epsilon_{ic} = 0$, $\epsilon_{ea} = 0$)

З урахуванням температури частинок в ізотермічному випадку питома ємність подвійного шару може бути записана у вигляді

$$C_{DL} = \frac{A}{\frac{e \cdot V_{DL}}{T_{ea}} \cdot \left(\frac{e \cdot V_{DL}}{T_{ea}}\right)^{3/2}} \cdot \frac{i_{DL}}{T_{ea}^{3/2}} \quad (4.31)$$

Вплив температури частинок на питому ємність подвійного шару в ізотермічному випадку демонструє рис. 4.4. Немонотонність в лівій верхній частині графіка пов'язана з порушенням умов застосування виразу (4.31), яке було отримано для сильного подвійного шару, тобто за умови, коли не треба враховувати проникнення відбитих частинок на протилежних сторонах шару (відбитих анодних електронів на катодній стороні та відбитих катодних іонів на анодній стороні шару).

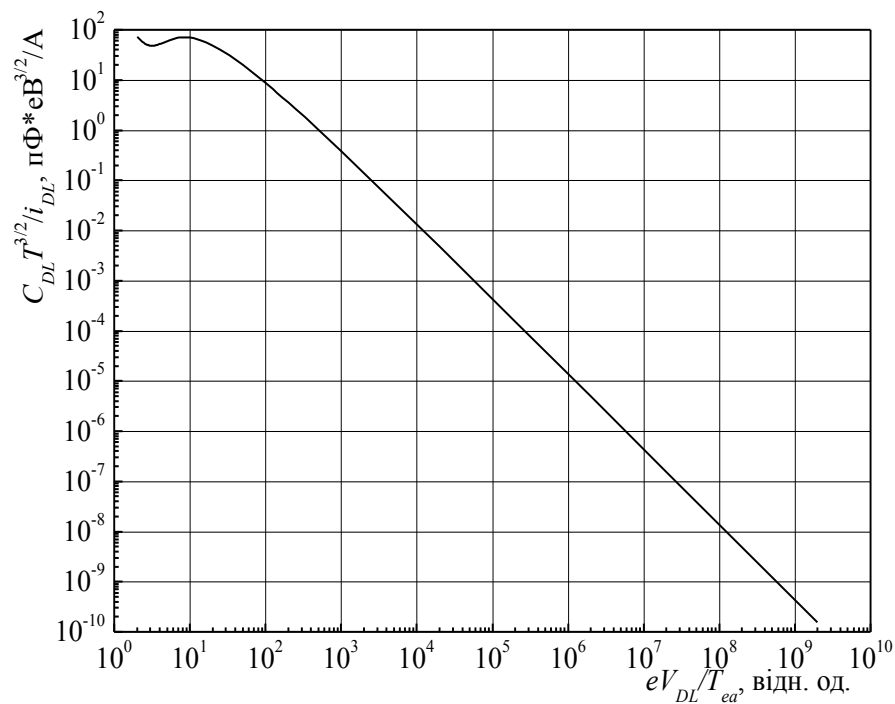


Рис. 4.4. Залежність питомої ємності подвійного шару $C_{DL} T_{ea}^{3/2} / i_{DL}$ від відносного падіння потенціалу на шарі $e \cdot V_{DL} / T_{ea}$ при однакових температурах частинок на границях шару ($\phi_{ai} = \phi_{ce}$, $\varepsilon_{ic} = \varepsilon_{ea}$)

4.2. Ємнісна складова струму подвійного шару

Якщо продиференціювати вираз (4.30) по i_{DL} та V_{DL} , отримаємо:

$$dC_{DL} = \frac{A}{|V_{DL}|^{3/2}} \cdot \left[di_{DL} - \frac{3}{2} \cdot \frac{|i_{DL}| \cdot d|V_{DL}|}{|V_{DL}|} \right]. \quad (4.32)$$

Підставивши вирази (4.30) та (4.32) в рівняння (4.1) отримаємо вираз для ємнісної складової струму подвійного шару $i_C \curvearrowright$:

$$i_C \curvearrowright dt = A \cdot \frac{|i_{DL}|}{|V_{DL}|^{3/2}} \cdot dV_{DL} + V_{DL} \cdot \frac{A}{|V_{DL}|^{3/2}} \cdot \left[di_{DL} - \frac{3}{2} \cdot \frac{|i_{DL}| \cdot d|V_{DL}|}{|V_{DL}|} \right]. \quad (4.33)$$

Після винесення за дужки загальних множників останній вираз набуває вигляду:

$$i_C \curvearrowright dt = \frac{A}{|V_{DL}|^{3/2}} \cdot \left[|i_{DL}| \cdot dV_{DL} + V_{DL} \cdot di_{DL} - \frac{3}{2} \cdot \frac{V_{DL}}{|V_{DL}|} \cdot |i_{DL}| \cdot d|V_{DL}| \right]. \quad (4.34)$$

Для подальших розрахунків слід визначитися з виглядом останнього члена в правій частині цього рівняння. Для цього розглянемо можливі варіанти поведінки функції $\frac{V_{DL}}{|V_{DL}|} \cdot d|V_{DL}|$ для чотирьох випадків:

1) функція V_{DL} позитивна та зростає:

$$V_{DL} > 0 \Rightarrow \frac{V_{DL}}{|V_{DL}|} = 1; V_{DL} \uparrow \Rightarrow d|V_{DL}| = dV_{DL}.$$

2) функція V_{DL} позитивна та зменшується:

$$V_{DL} > 0 \Rightarrow \frac{V_{DL}}{|V_{DL}|} = 1; V_{DL} \downarrow \Rightarrow d|V_{DL}| < 0, dV_{DL} < 0 \Rightarrow d|V_{DL}| = dV_{DL}.$$

3) функція V_{DL} негативна та зростає:

$$V_{DL} < 0 \Rightarrow \frac{V_{DL}}{|V_{DL}|} = -1; V_{DL} \uparrow \Rightarrow d|V_{DL}| < 0, dV_{DL} > 0 \Rightarrow d|V_{DL}| = -dV_{DL}.$$

4) функція V_{DL} негативна та зменшується:

$$V_{DL} < 0 \Rightarrow \frac{V_{DL}}{|V_{DL}|} = -1; V_{DL} \downarrow \Rightarrow d|V_{DL}| > 0, dV_{DL} < 0 \Rightarrow d|V_{DL}| = -dV_{DL}.$$

Таким чином, у всіх чотирьох можливих варіантах остання складова рівняння (4.34) залишається незмінною, тому перегрупувавши члени в правій частині рівняння отримаємо:

$$i_C \cdot dt = A \cdot \frac{V_{DL}}{|V_{DL}|^{3/2}} \cdot \left[d|i_{DL}| - \frac{1}{2V_{DL}} \cdot |i_{DL}| \cdot dV_{DL} \right]. \quad (4.35)$$

Якщо розділити останнє рівняння на множник, що стоїть перед дужкою в правій частині на dt , отримаємо:

$$\frac{1}{A} \cdot \frac{|V_{DL}|^{3/2}}{V_{DL}} \cdot i_C = \frac{d|i_{DL}|}{dt} - \frac{1}{2V_{DL}} \cdot |i_{DL}| \cdot \frac{dV_{DL}}{dt}. \quad (4.36)$$

Якщо врахувати, що ємнісна складова струму подвійного шару по модулю менша загального струму через шар $|i_C| < |i|$, можемо написати вираз для струму провідності $|i_{DL}| = |i - i_C| = |i| - |i_C|$. Якщо підставити його в рівняння (4.36) отримаємо:

$$\frac{1}{A} \cdot \frac{|V_{DL}|^{3/2}}{V_{DL}} \cdot i_C = \frac{d(|i| - |i_C|)}{dt} - \frac{1}{2V_{DL}} \cdot \frac{dV_{DL}}{dt} \cdot (|i| - |i_C|). \quad (4.37)$$

Розкривши дужки та перегрупувавши складові у цьому рівнянні, отримаємо наступний вираз:

$$\frac{d|i_C|}{dt} + \frac{1}{A} \cdot \frac{|V_{DL}|^{3/2}}{V_{DL}} \cdot i_C - \frac{1}{2V_{DL}} \cdot \frac{dV_{DL}}{dt} \cdot |i_C| = \frac{d|i|}{dt} - \frac{1}{2V_{DL}} \cdot \frac{dV_{DL}}{dt} \cdot |i|. \quad (4.38)$$

Необхідно розглянути чотири випадки поведінки ємнісної складової струму, щоб знати, як буде виглядати похідна за часом від ємнісного струму для різних випадків:

- 1) $i_C > 0, i_C \uparrow \Rightarrow \frac{d|i_C|}{dt} > 0, \frac{di_C}{dt} > 0 \Rightarrow \frac{d|i_C|}{dt} = \frac{di_C}{dt}$
- 2) $i_C > 0, i_C \downarrow \Rightarrow \frac{d|i_C|}{dt} < 0, \frac{di_C}{dt} < 0 \Rightarrow \frac{d|i_C|}{dt} = \frac{di_C}{dt}$
- 3) $i_C < 0, i_C \uparrow \Rightarrow \frac{d|i_C|}{dt} < 0, \frac{di_C}{dt} > 0 \Rightarrow \frac{d|i_C|}{dt} = -\frac{di_C}{dt}$

$$4) i_C < 0, i_C \downarrow \Rightarrow \frac{d|i_C|}{dt} > 0, \frac{di_C}{dt} < 0 \Rightarrow \frac{d|i_C|}{dt} = -\frac{di_C}{dt}$$

Можна побачити, що знак похідної залежить тільки від знака ємнісного струму, та не залежить від того, зростає він чи зменшується.

Запишемо рівняння (4.38) з урахуванням того, що ємнісна складова струму приймає позитивне значення ($i_C > 0$):

$$\frac{di_C}{dt} + \frac{1}{A} \cdot \frac{|V_{DL}|^{3/2}}{V_{DL}} \cdot i_C - \frac{1}{2V_{DL}} \cdot \frac{dV_{DL}}{dt} \cdot i_C = \frac{d|i|}{dt} - \frac{1}{2V_{DL}} \cdot \frac{dV_{DL}}{dt} \cdot |i|. \quad (4.39)$$

Після винесення за дужки загального множника це рівняння набуває вигляду:

$$\frac{di_C}{dt} + \frac{1}{2V_{DL}} \cdot \left(\frac{2}{A} \cdot |V_{DL}|^{3/2} - \frac{dV_{DL}}{dt} \right) \cdot i_C = \frac{d|i|}{dt} - \frac{1}{2V_{DL}} \cdot \frac{dV_{DL}}{dt} \cdot |i|. \quad (4.40)$$

У другому випадку, ємнісна складова струму приймає негативне значення ($i_C < 0$):

$$-\frac{di_C}{dt} + \frac{1}{A} \cdot \frac{|V_{DL}|^{3/2}}{V_{DL}} \cdot i_C - \frac{1}{2V_{DL}} \cdot \frac{dV_{DL}}{dt} \cdot i_C = \frac{d|i|}{dt} - \frac{1}{2V_{DL}} \cdot \frac{dV_{DL}}{dt} \cdot |i|. \quad (4.41)$$

Після винесення за дужки загального множника та зміни знака, рівняння набуває вигляду:

$$\frac{di_C}{dt} - \frac{1}{2V_{DL}} \cdot \left(\frac{2}{A} \cdot |V_{DL}|^{3/2} - \frac{dV_{DL}}{dt} \right) \cdot i_C = -\frac{d|i|}{dt} + \frac{1}{2V_{DL}} \cdot \frac{dV_{DL}}{dt} \cdot |i|. \quad (4.42)$$

Замінімо певні складові в рівняннях (4.40) та (4.42) відповідними змінними:

$$\frac{1}{2V_{DL}} \cdot \left(\frac{2}{A} \cdot |V_{DL}|^{3/2} - \frac{dV_{DL}}{dt} \right) = \kappa \left(\left. \right) ,$$

$$\frac{d|i|}{dt} - \frac{1}{2V_{DL}} \cdot \frac{dV_{DL}}{dt} \cdot |i| = F \left(\left. \right) \right.$$

Для випадку, коли $i_C > 0$ перепишемо рівняння (4.40):

$$\frac{di_C(t)}{dt} + \kappa \left(\left. \right) \cdot i_C \left(\left. \right) = F \left(\left. \right) . \quad (4.43)$$

Вирішуючи це диференціальне рівняння, знаходимо:

$$i_c(t) = e^{-\int_0^t \kappa(\xi) d\xi} \cdot \left[\int_0^t F(\xi) \cdot e^{\int_0^{\xi} \kappa(\eta) d\eta} d\xi + C \right]. \quad (4.44)$$

Запишемо початкові умови: $t=0$, $i_c=0$, звідси $C=0$. Таким чином, остаточне рівняння для ємнісної складової струму подвійного шару при $i_c > 0$ можна записати у вигляді:

$$i_c(\xi) = e^{-\int_0^{\xi} \kappa(\eta) d\eta} \cdot \int_0^{\xi} F(\eta) \cdot e^{\int_0^{\eta} \kappa(\zeta) d\zeta} d\eta. \quad (4.45)$$

Для випадку, коли $i_c < 0$ рівняння (4.42) переписеться у вигляді:

$$\frac{di_c(t)}{dt} - \kappa(\xi) \cdot i_c(\xi) = -F(\xi). \quad (4.46)$$

Рішення цього диференціального рівняння записується у вигляді:

$$i_c = -e^{\int_0^t \kappa(\xi) d\xi} \cdot \left[\int_0^t F(\xi) \cdot e^{-\int_0^{\xi} \kappa(\eta) d\eta} d\xi + C \right]. \quad (4.47)$$

З урахуванням початкових умов ($t=0$, $i_c=0$, $C=0$) рівняння для ємнісної складової струму подвійного шару при $i_c < 0$ можна записати у вигляді:

$$i_c(\xi) = -e^{\int_0^{\xi} \kappa(\eta) d\eta} \cdot \int_0^{\xi} F(\eta) \cdot e^{-\int_0^{\eta} \kappa(\zeta) d\zeta} d\eta. \quad (4.48)$$

Не дивлячись на уявну складність цих рівнянь, тим не менше, вони досить просто вирішуються чисельними методами.

На рис. 4.5 наведені розрахункові залежності ємнісної складової струму подвійного шару. Розрахунок проводився чисельним інтегруванням на підставі виразів (4.45), (4.48). Червоний колір відповідає активній напрузі розряду, а чорний – ємнісній складовій струму подвійного шару. Ємнісна залежність має вигляд сплесків з позитивною та негативною полярністю. Це свідчить про те, що постійно відбувається заряд-розряд ємності подвійного шару. Видно, що при зменшенні активної напруги збільшується величина ємнісного струму. Це відбувається через збільшення ємності подвійного шару, що вимагає більшого струму для його перезарядки. Також можна побачити різкі викиди при переході напруги через нуль. Це пов'язано з

особливостями розрахунків ємнісної складової струму в виразах (4.45), (4.48), де присутня похідна, яка в даному випадку звертається в нескінченність.

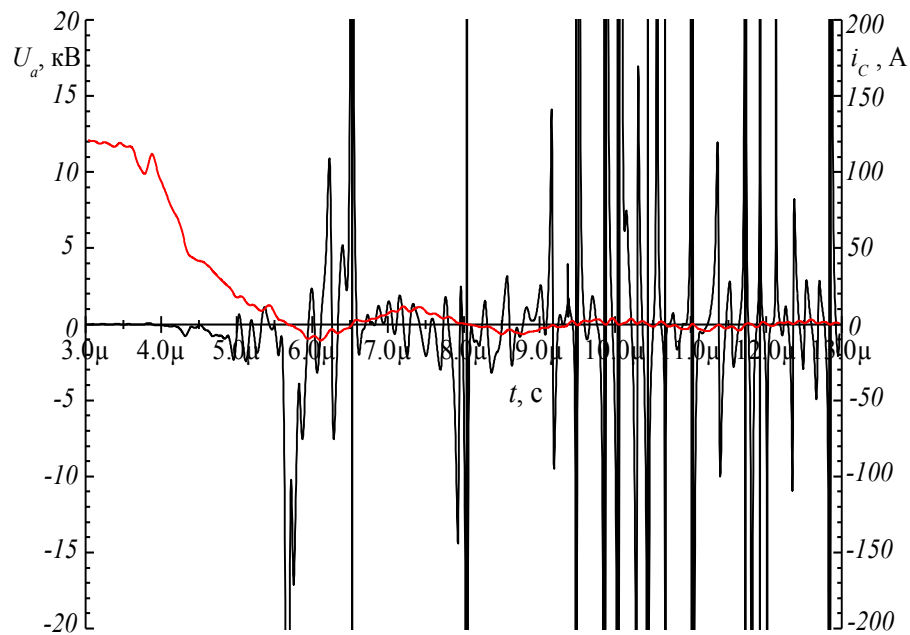


Рис. 4.5. Динаміка ємнісної складової струму подвійного шару

Найбільш виразно зниження ємнісної складової розрядного струму видно на фрагменті, який наведено на рис. 4.6. На цьому ж рисунку показані верифікаційні точки, за якими оцінювалася точність розрахунків. Ці точки розраховувалися з фазових вимірювань за допомогою виразу:

$$i_c(t) = \omega C_{DL}(i, V_{DL}) \cdot \Delta V_{DL}, \quad (4.49)$$

де ω – частота, розрахована по піках; C_{DL} – ємність подвійного шару; V_{DL} – напруга на подвійному шарі. Відзначимо гарну відповідність теоретичних розрахунків та оцінок, зроблених на підставі експериментальних даних.

Порівнюючи величини розрядного струму та ємнісної складової струму подвійного шару можна зробити висновок, що в проведених експериментах ємнісний струм був істотно нижчим, тому помилка при визначенні активної потужності незначна.

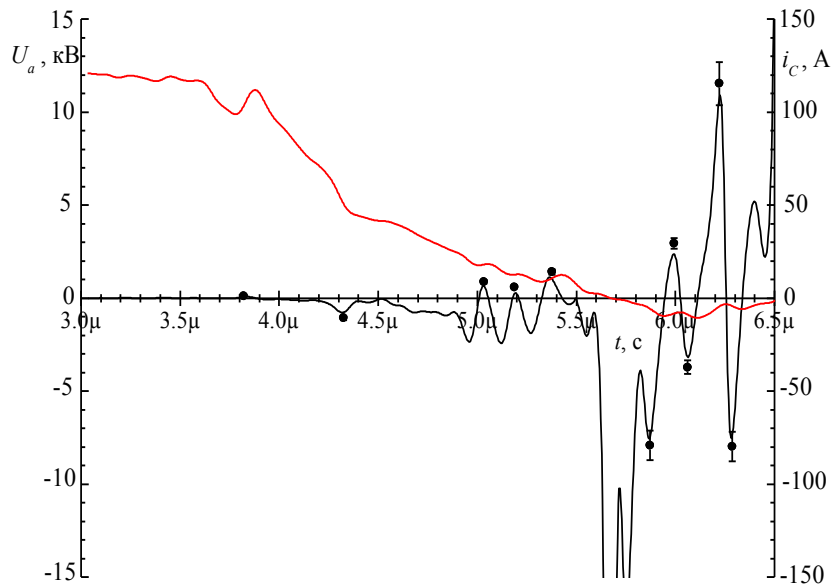


Рис. 4.6. Фрагмент динаміки ємнісної складової струму подвійного шару з верифікаційними точками

Висновки до розділу 4

1. У квазі-МГД наближенні отримано аналітичний вираз для ємності сильного подвійного шару, коли енергія прискорених шаром частинок істотно перевищує їх початкову теплову енергію. Цей вираз дозволяє досить точно розрахувати ємність подвійного шару, яка при напрузі на шарі ~ 100 В і струмі через шар ~ 10 кА може сягати $\sim 0,15$ мкФ. Залежність ємності подвійного шару від падіння напруги на ньому показує, що з ростом напруги ємність шару зменшується, і при напрузі на шарі ~ 1 кВ та струмі ~ 10 кА становить $\sim 4,5$ нФ.

2. З урахуванням виразу для ємності сильного подвійного шару, отримано інтегро-диференціальне рівняння для знаходження ємнісної складової струму подвійного шару. Проведено порівняння теоретичних розрахунків та оцінок, зроблених на підставі експериментальних даних, яке показало гарну відповідність між ними, що дозволяє говорити про достовірність отриманих результатів.

Результати, представлені у цьому розділі, були опубліковані в наступних статтях та матеріалах наукових конференцій [35, 47].

РОЗДІЛ 5

ЗАСОБИ КЕРУВАННЯ САМОСТІЙНИМ ПЛАЗМОВО-ПУЧКОВИМ РОЗРЯДОМ ПРИ ВИСОКІЙ ГУСТИНІ ЕНЕРГІЇ

5.1. Динаміка активної потужності розряду в плазмовому діоді з обмеженою робочою поверхнею високовольтного електрода

Розрахунок динаміки активної потужності розряду проводився за допомогою методики, представленої в розділі 3, з використанням експериментально отриманої часової залежності розрядного струму. Відновлений, за допомогою виразу (3.48), сигнал розрядного струму підставлявся в рівняння (3.29) і (3.30), після чого проводився розрахунок активної напруги на подвійному шарі та активної потужності розряду. Варто зазначити, що рівняння (3.30) описує потужність, що локально вводиться в розряд за рахунок формування в плазмі подвійного електричного шару об'ємного заряду, яка і представляє основний інтерес дослідження. Вона є різницею між сумарною активною потужністю, що виділяється у всьому ланцюзі, та потужністю, що виділяється в розряді за рахунок зіткнень. При розрахунках опір плазми, за рахунок зіткнень, вважався постійним, і входив в середній активний опір ланцюга, який розраховувався по 1-му, 3-му і 2-му, 4-му максимумам розрядного струму. Різниця між опорами, розрахованими по парних і непарних півперіодах, не перевищувала 10%.

На рис. 5.1 представлена характерна динаміка струму розряду (*a*) і, розраховані по ній, динаміки активної напруги на подвійному шарі (*б*) і активної потужності розряду (*в*). Ці часові залежності отримані при зарядній напрузі конденсаторної батареї $V_0 \sim 8$ кВ і $V_0 \sim 12$ кВ, та діаметрі високовольтного електрода 5 мм. З рисунка видно, що різке підвищення активної потужності розряду спостерігається на фоні стрибків активної напруги, які пов'язані з виникненням в розрядному ланцюзі додаткового

активного опору, за рахунок утворення подвійного шару [147]. Рівень потужності, що локально вводиться в розряд, у цьому випадку досягає ~ 60 МВт при накопиченій енергії конденсаторної батареї ~ 140 Дж. Густина потужності на робочій поверхні високовольтного електрода при накопиченій енергії ~ 140 Дж і діаметрі електрода 5 мм досягає $\sim 0,3$ ГВт/см².

Також, з рис. 5.1 видно, що основна частина потужності вводиться в 1-му півперіоді коливань розрядного струму. Для більш наочного представлення на рис. 5.2 приведена динаміка струму розряду та питомої енергії, що виділяється в розряді, при зарядній напрузі $V_0 \sim 12$ кВ. Під питомою енергією розуміється процентне відношення енергії, що виділяється в розряді, до енергії, накопиченої в конденсаторній батареї. Чорна крива відповідає сумарній енергії, що виділяється як в розряді, так і на активних елементах ланцюга. Червона крива – енергія, що виділяється на активному опорі ланцюга. Зелена крива – енергія, що локально виділяється в розряді в умовах формування подвійного шару. З рисунка видно, що понад 60% сумарної енергії виділяється в 1-му півперіоді, при цьому $\sim 40\%$ енергії виділяється на активних елементах розрядного ланцюга, а $\sim 20\%$ енергії виділяється в розряді в умовах формування подвійного шару.

Експерименти показали, що для отримання великої густини потужності, що виділяється в розряді, необхідно, щоб високовольтний електрод спочатку знаходився під позитивним, відносно землі, потенціалом [45]. Це пов'язано з різною робочою поверхнею електродів та напрямком електронного пучка, що прискорюється в подвійному шарі. У випадку позитивної полярності електронний пучок прискорюється до високовольтного електрода, а у випадку негативної полярності – до заземленого електрода. І хоча загальне енерговиділення залишається незмінним для двох випадків, однак, за рахунок різниці в площі робочої поверхні густина потужності, що виділяється поблизу високовольтного електрода, набагато (в 50 разів) більша, ніж поблизу заземленого електрода.

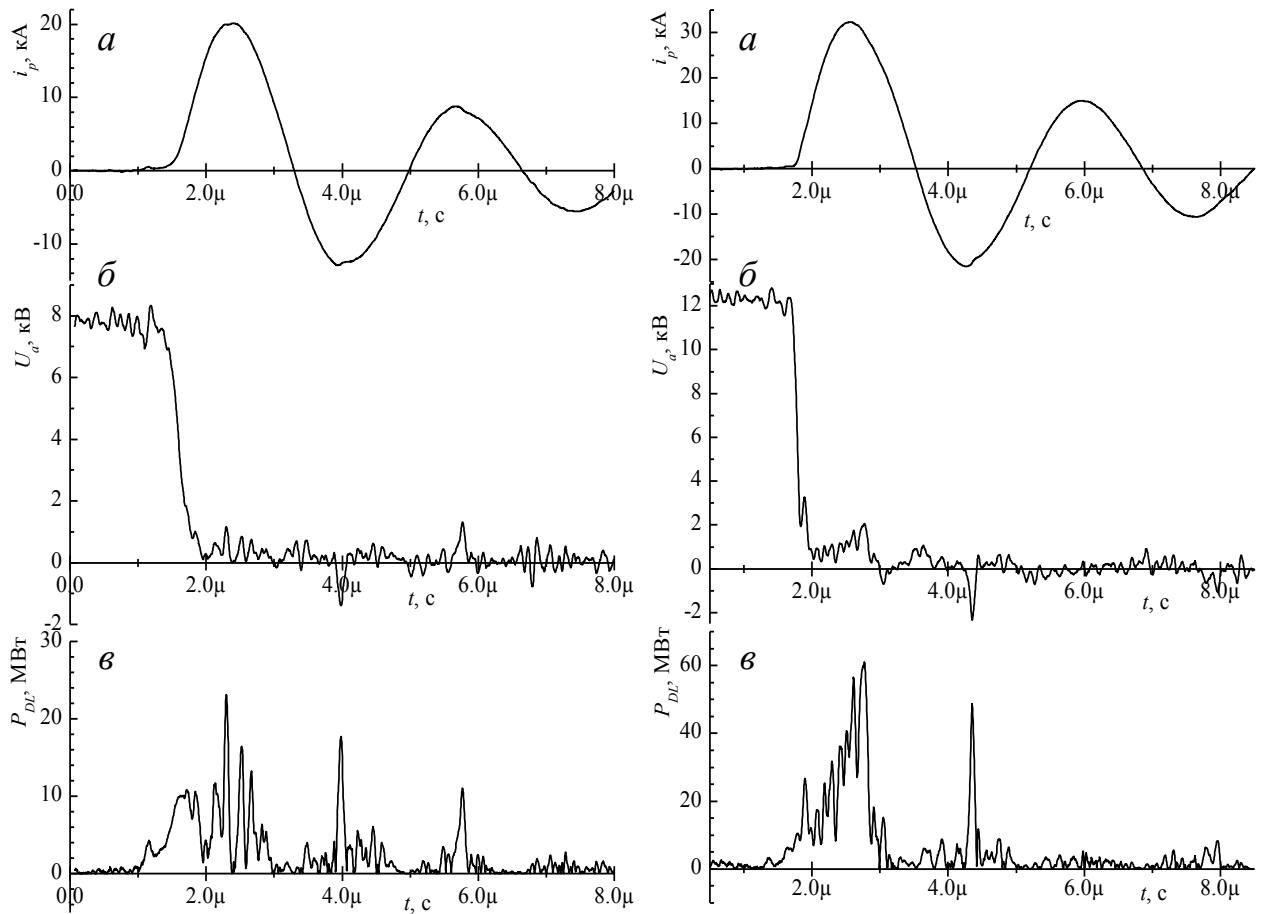


Рис. 5.1. Динаміка струму розряду (а), активної напруги на подвійному шарі (б), активної потужності розряду (в) при зарядній напрузі $V_0 \sim 8$ кВ і $V_0 \sim 12$ кВ

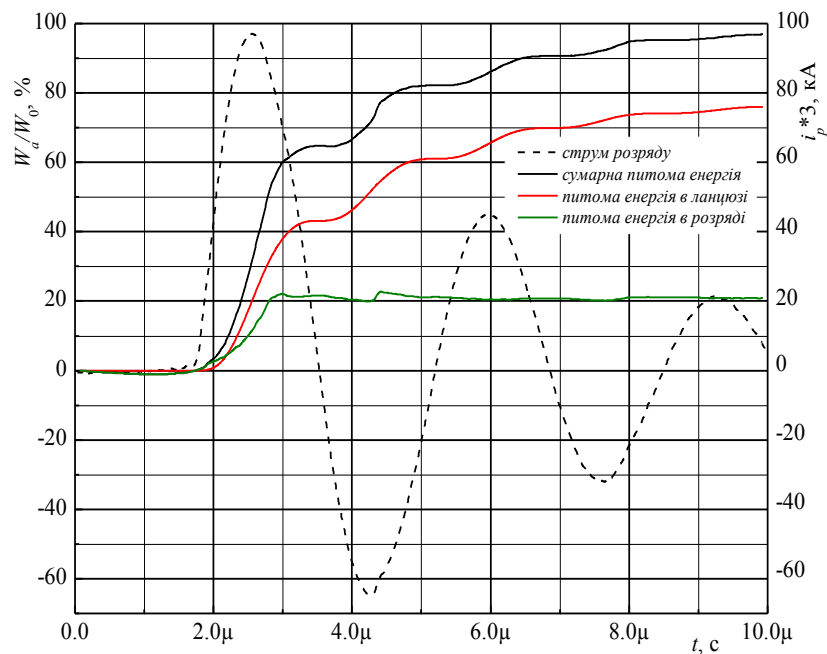


Рис. 5.2. Динаміка струму розряду та питомої енергії, що виділяється в розряді, при зарядній напрузі $V_0 \sim 12$ кВ

Для визначення впливу накопиченої енергії конденсаторної батареї на розрядні характеристики були отримані залежності струму розряду і енергії, що виділяється в розряді, від накопиченої енергії. Зміна накопиченої енергії у всіх експериментах здійснювалася за рахунок зміни зарядної напруги конденсаторної батареї. На рис. 5.3 представлена залежність максимального значення розрядного струму, що відповідає 1-му півперіоду, від накопиченої енергії конденсаторної батареї. Ця залежність отримана при діаметрі високовольтного електрода 5 мм. Крапками показані відновлені значення розрядного струму, отримані експериментально. Суцільна крива визначає розрядний струм, розрахований за допомогою рівняння $i_{p_макс} = A \cdot W_0^{1/2}$, де $A \approx 2,7$ кА/Дж. З рисунка видно, що експериментально отримані значення розрядного струму добре узгоджуються з аналітично розрахованими даними.

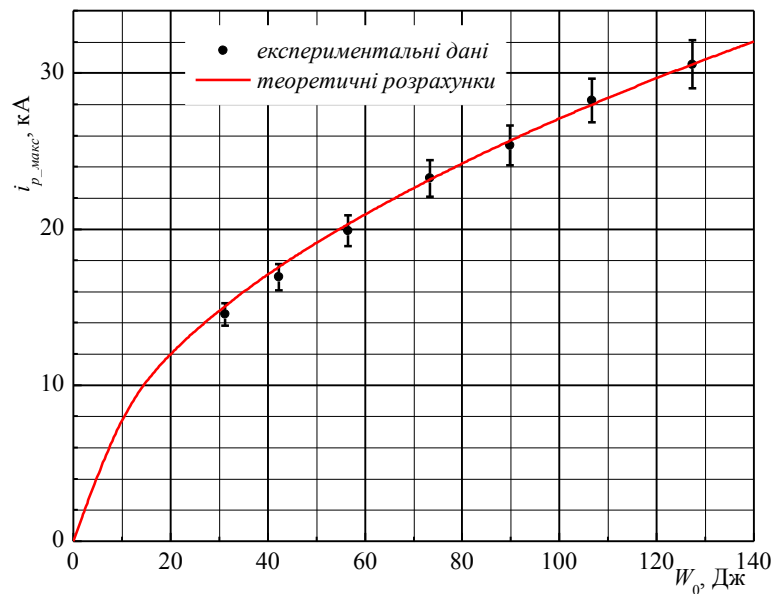


Рис. 5.3. Залежність максимального значення розрядного струму від накопиченої енергії конденсаторної батареї

Рис. 5.4 демонструє залежність енергії, що виділяється в розряді, (а) та її питомої енергії (б) від накопиченої енергії конденсаторної батареї. Чорна крива відповідає енергії, що виділяється в розряді, в 1-му півперіоді, червона крива – в 2-му півперіоді, синя крива – в 3-му півперіоді. Слід зазначити, що під енергією, що виділяється в розряді, мається на увазі та енергія, яка

виділяється в умовах формування подвійного шару, без урахування енергії, що виділяється за рахунок опору розряду, обумовленого зіткненнями. З рисунка видно, що в 1-му півперіоді в розряді виділяється $\sim 25\%$ енергії, в 2-му і 3-му півперіодах менше 5%. При цьому рівень енергії, що виділяється в розряді, зростає по мірі збільшення накопиченої енергії, а питома енергія практично не змінюється.

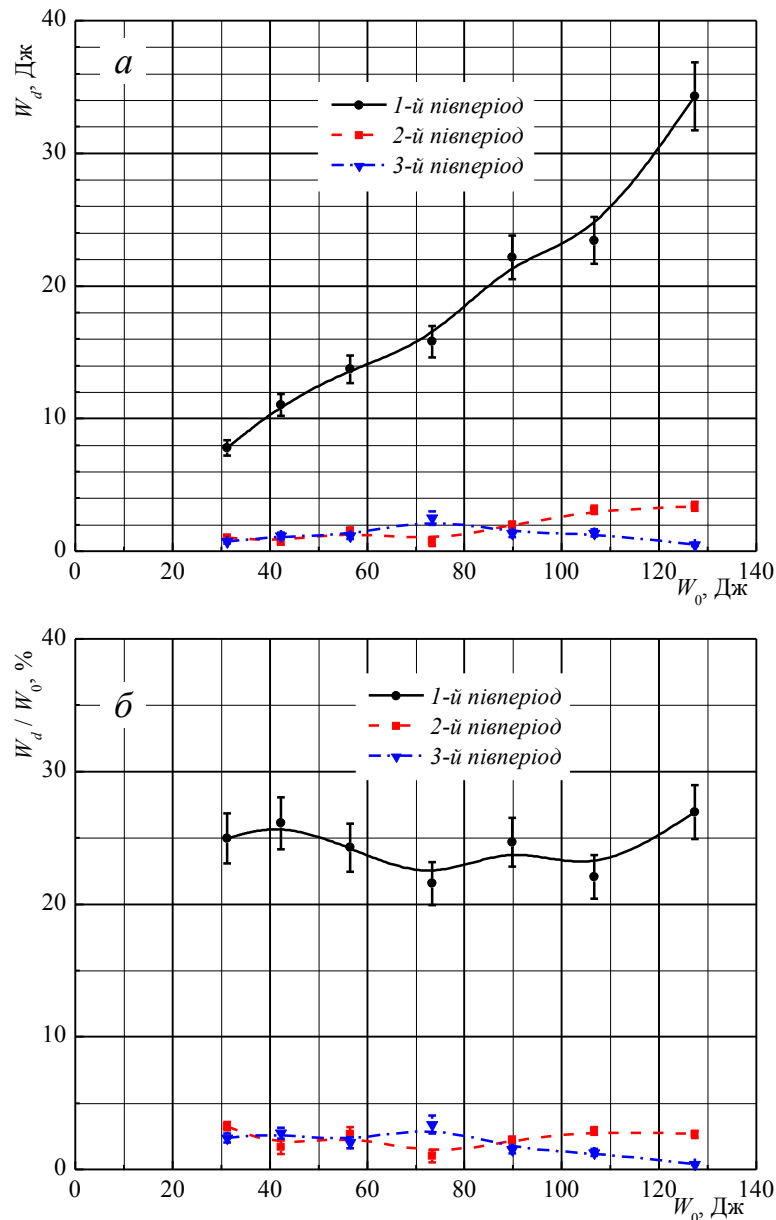


Рис. 5.4. Залежність енергії (а) та питомої енергії (б), що виділяється в розряді в 1-му – 3-му півперіодах, від накопиченої енергії конденсаторної батареї

5.2. Вплив діаметра високовольтного електрода на динаміку розряду та рівень активної потужності розряду

Для дослідження впливу діаметра високовольтного електрода на динаміку розряду та рівень активної потужності розряду в експериментах використовувалися електроди діаметром 5 мм, 2,5 мм і 1,5 мм. На рис. 5.5 представлено характерні відновлені динаміки струму розряду (*a*) та динаміки питомої енергії, що виділяється в розряді, (*б*) для різних діаметрів високовольтного електрода. Ці залежності отримано при зарядній напрузі конденсаторної батареї $V_0 \sim 12$ кВ. Чорний колір кривих відповідає діаметру високовольтного електрода 5 мм, червоний – 2,5 мм, синій – 1,5 мм. На рис. 5.5б суцільною лінією показана питома енергія, що виділяється в ланцюзі, пунктирною – в розряді. З рисунка видно, що зі зменшенням діаметра високовольтного електрода зменшується величина розрядного струму. Так, при зменшенні діаметра електрода від 5 мм до 1,5 мм, струм розряду не суттєво (на 10%) зменшується від 30,55 кА до 27,66 кА.

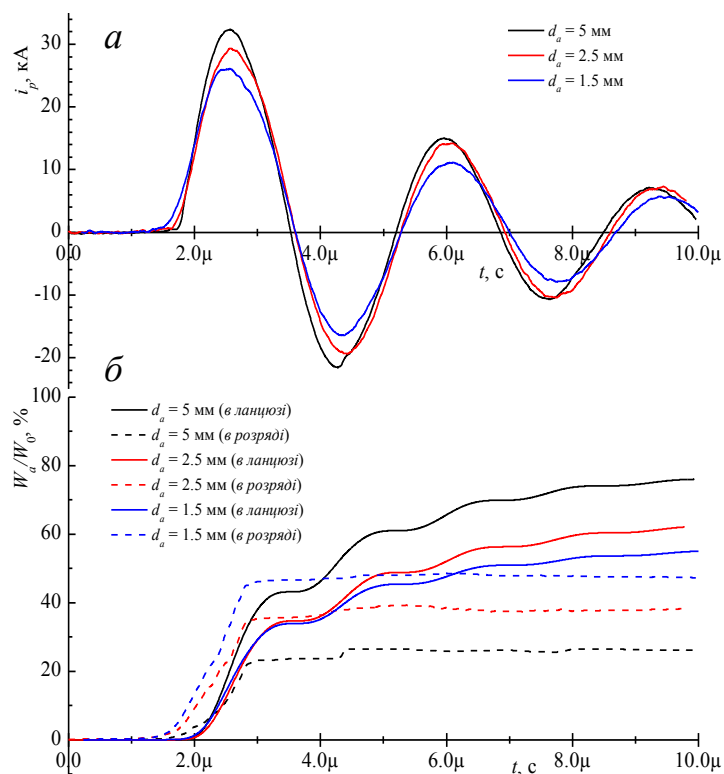


Рис. 5.5. Динаміка струму розряду (*a*) і питомої енергії (*б*) для різних діаметрів високовольтного електрода при зарядній напрузі $V_0 \sim 12$ кВ

При такій поведінці розрядного струму, питома енергія, що локально виділяється в розряді, зі зменшенням діаметра електрода суттєво зростає на фоні зменшення питомої енергії, що виділяється в ланцюзі. Так, при зменшенні діаметра електрода від 5 мм до 1,5 мм питома енергія, що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, збільшилася в 2 рази (з 23% до 46%), а питома енергія, що виділяється в ланцюзі, зменшилася з 43% до 34%.

Рис. 5.6 показує залежність максимального значення струму розряду (*a*) та його густину на робочій поверхні високовольтного електрода (*б*) від накопиченої енергії конденсаторної батареї для різних діаметрів електрода. На рис. 5.6*a* крапками показані відновлені значення розрядного струму, отримані експериментально, а пунктирною лінією – значення, розраховані аналітичним шляхом за допомогою рівняння $i_{p_макс} = A \cdot W_0^{1/2}$, де $A \approx 2,67$ кА/Дж для діаметра високовольтного електрода $d_a = 5$ мм, $A \approx 2,435$ кА/Дж для $d_a = 2,5$ мм, $A \approx 2,28$ кА/Дж для $d_a = 1,5$ мм. З рисунка видно, що у всьому наведеному діапазоні накопиченої енергії зі зменшенням діаметра електрода струм розряду не суттєво зменшується. При цьому спостерігається хороша узгодженість між значеннями розрядного струму, які отримані експериментально та розраховані аналітичним шляхом. Зважаючи на обмеження робочої поверхні високовольтного електрода при зменшенні діаметра електрода істотно збільшується густина розрядного струму на ньому (рис. 5.6*б*). При зменшенні струму розряду на 10%, густина струму на поверхні електрода збільшується на порядок від 0,15 МА/см² до 1,5 МА/см² (при накопиченій енергії ~ 130 Дж).

На рис. 5.7 приведена динаміка активної потужності розряду при різних діаметрах високовольтного електрода $d_a = 5$ мм (*a*), $d_a = 2,5$ мм (*б*), $d_a = 1,5$ мм (*в*). Ця часова залежність отримана при зарядній напрузі $V_0 \sim 12$ кВ. З рисунка видно, що при зменшенні діаметра високовольтного електрода зростає рівень активної потужності розряду. Так, при зменшенні діаметра електрода від 5 мм до 1,5 мм і зарядній напрузі $V_0 \sim 12$ кВ активна

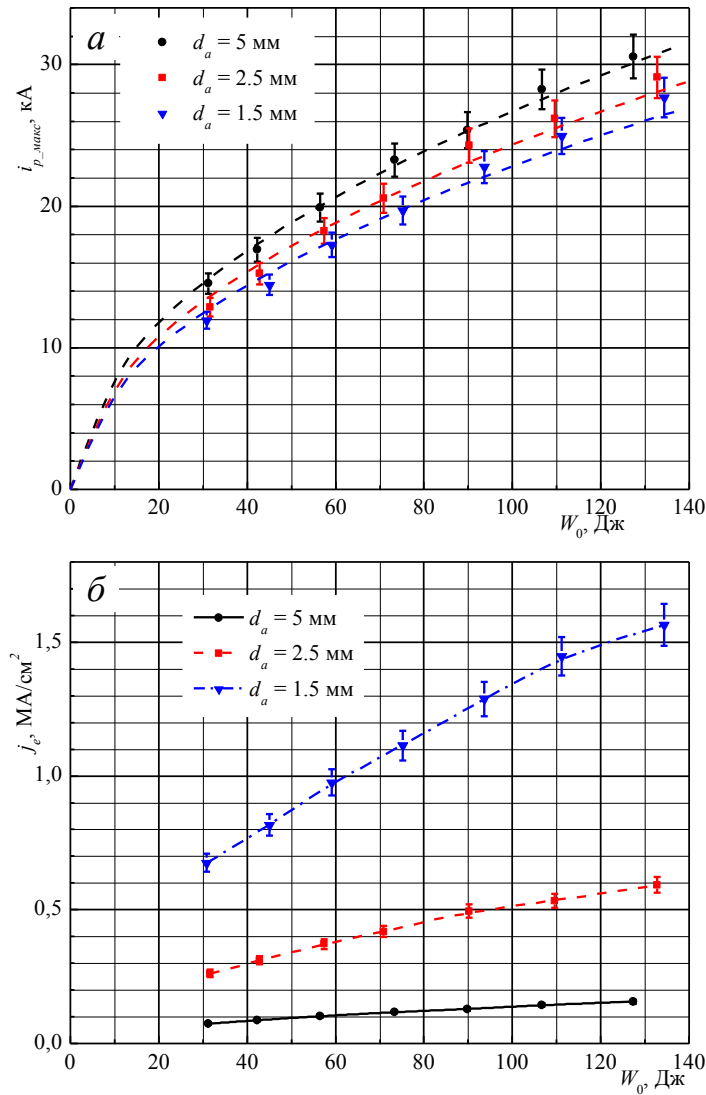


Рис. 5.6. Залежність максимального значення струму розряду (а) та його густини на робочій поверхні високовольтного електрода (б) від накопиченої енергії для різних діаметрів високовольтного електрода

потужність, що локально вводиться в розряд в умовах формування подвійного шару, збільшується на 50% (з ~ 60 МВт до 90 МВт). За рахунок обмеження робочої поверхні високовольтного електрода, густина потужності, що виділяється на електроді, збільшується з $\sim 0,3$ ГВт/см² до 5 ГВт/см². Варто відзначити, що при діаметрі високовольтного електрода 5 мм, локальне введення активної потужності в розряд спостерігається також у 2-му і 3-му півперіодах. Рівень цієї потужності може бути порівняний, а в деяких серіях навіть перевищувати, рівень потужності, що вводиться в 1-му півперіоді. При діаметрі електрода 2,5 мм і 1,5 мм, локальне введення

активної потужності в розряд, в більшості випадків, спостерігається тільки в 1-му півперіоді протікання розрядного струму.

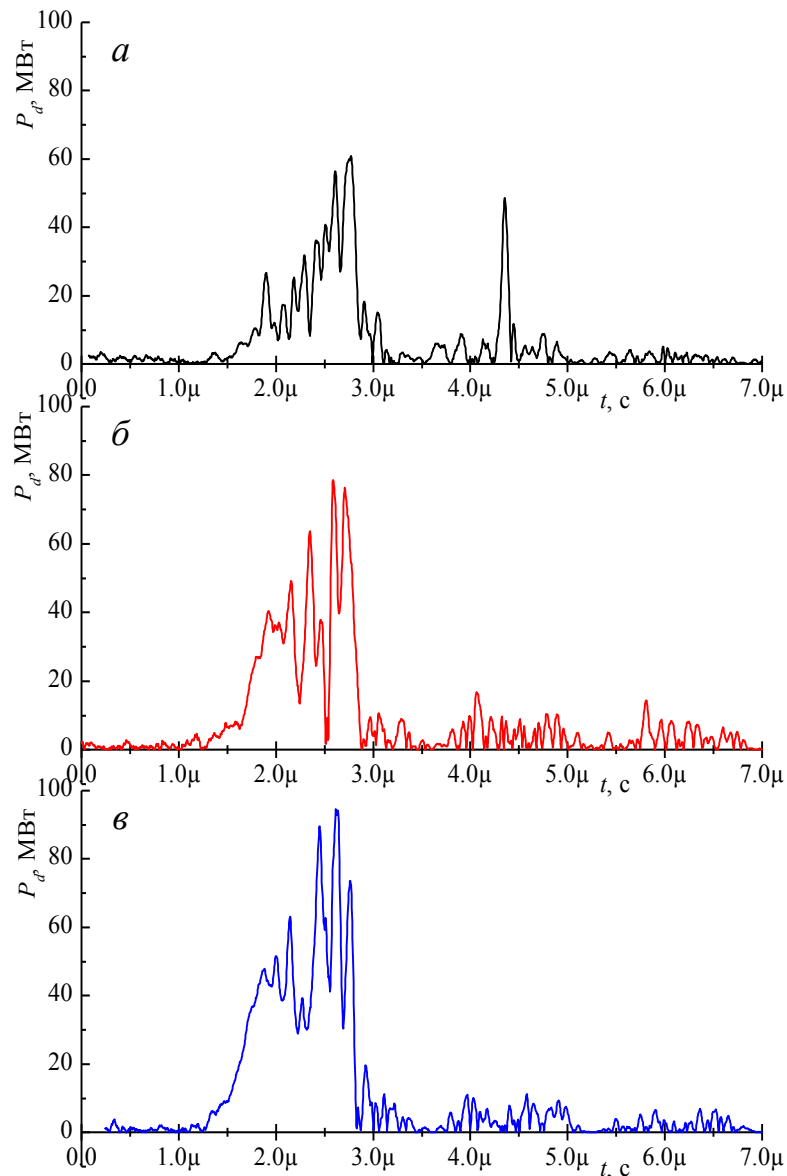


Рис. 5.7. Динаміка активної потужності розряду при діаметрі високовольтного електрода $d_a = 5$ мм (*a*), $d_a = 2,5$ мм (*б*), $d_a = 1,5$ мм (*в*) та зарядній напрузі $V_0 \sim 12$ кВ

На рис. 5.8 представлена залежність енергії (*a*) та питомої енергії (*б*), що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, від накопиченої енергії для різних діаметрів високовольтного електрода. Чорний колір відповідає діаметру електрода 5 мм, червоний – 2,5 мм, синій – 1,5 мм. З рисунка видно, що зі зменшенням діаметра високовольтного електрода від 5 мм до 1,5 мм суттєво (в середньому на 80%) зростає рівень енергії, що виділяється в розряді. При

цьому питома енергія для електрода діаметром 5 мм практично не змінюється зі збільшенням накопиченої енергії, однак при зменшенні діаметра електрода питома енергія зменшується по мірі збільшення накопиченої енергії. Для детального розгляду на рис. 5.9а представлена залежність питомої енергії, що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, від діаметра високовольтного електрода для різних зарядних напруг конденсаторної батареї. Якщо провести усереднення значень питомої енергії для «низьких» зарядних напруг ($V_0 = 6\text{--}8$ кВ) та «високих» ($V_0 = 10\text{--}12$ кВ), і побудувати залежність від діаметра високовольтного електрода (рис. 5.9б), то можна чітко виявити дві групи зарядних напруг при зменшенні діаметра електрода від 5 мм до 1,5 мм.

Рис. 5.10 демонструє залежність енергії, що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, від діаметра високовольтного електрода (а) і площі робочої поверхні високовольтного електрода (б) при різних зарядних напругах. З рисунка видно, що для всіх представлених значень зарядних напруг спостерігається збільшення енергії, що виділяється в розряді, по мірі зменшення діаметра і площі високовольтного електрода.

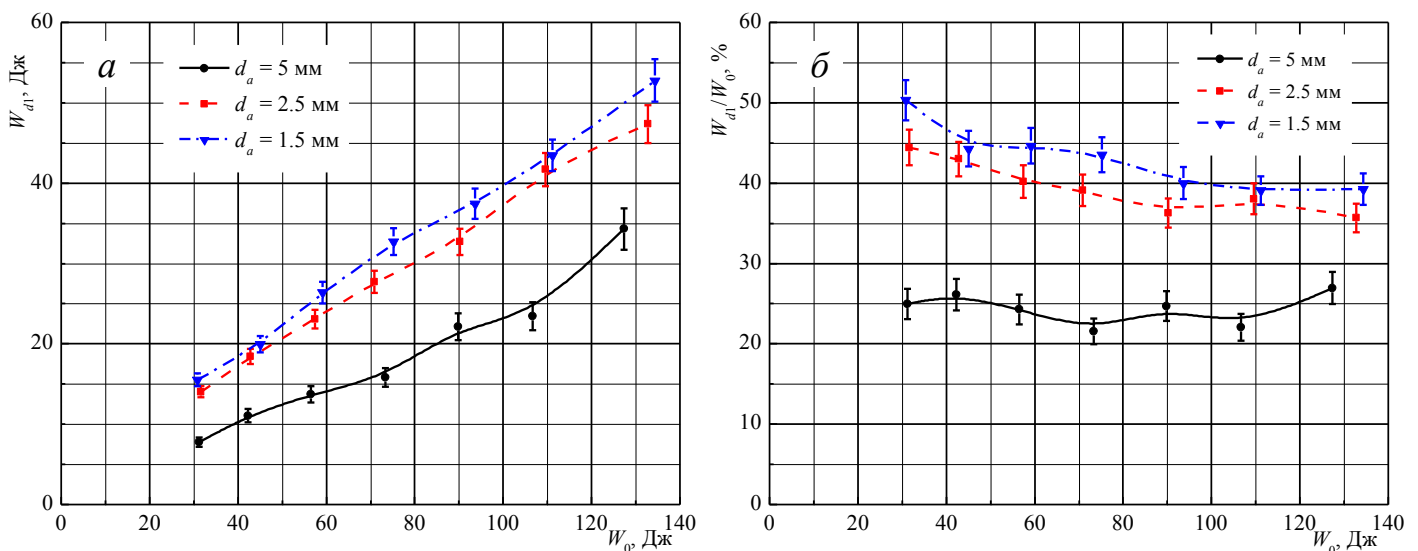


Рис. 5.8. Залежність енергії (а) і питомої енергії (б), що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, від накопиченої енергії для різних діаметрів високовольтного електрода

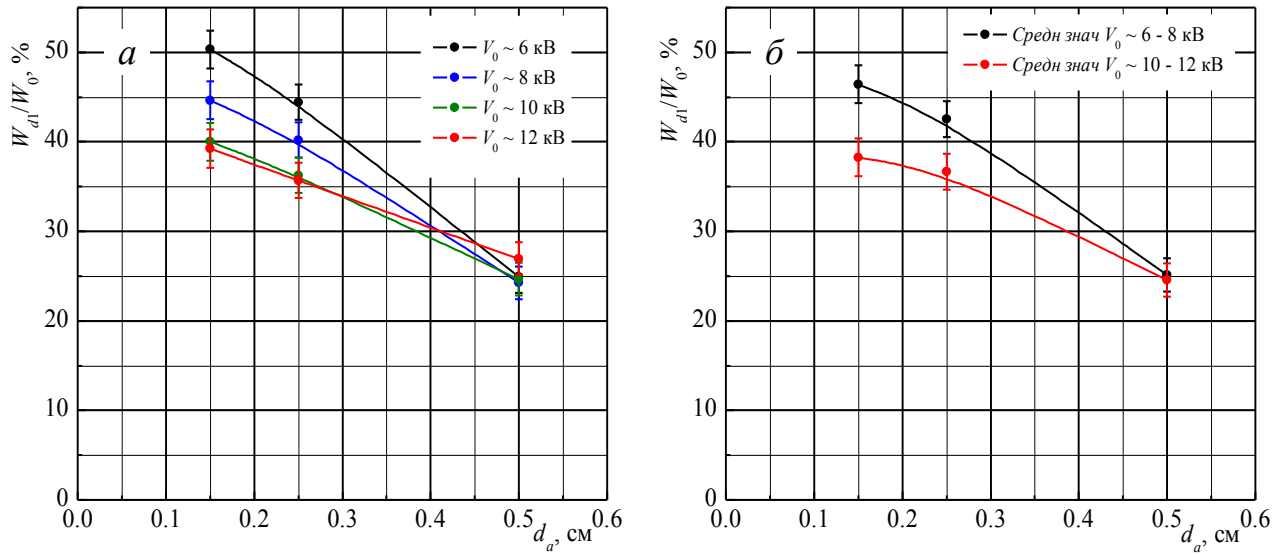


Рис. 5.9. Залежність питомої енергії, що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, від діаметра високовольтного електрода для різних зарядних напруг (а) та усереднених значень зарядних напруг (б)

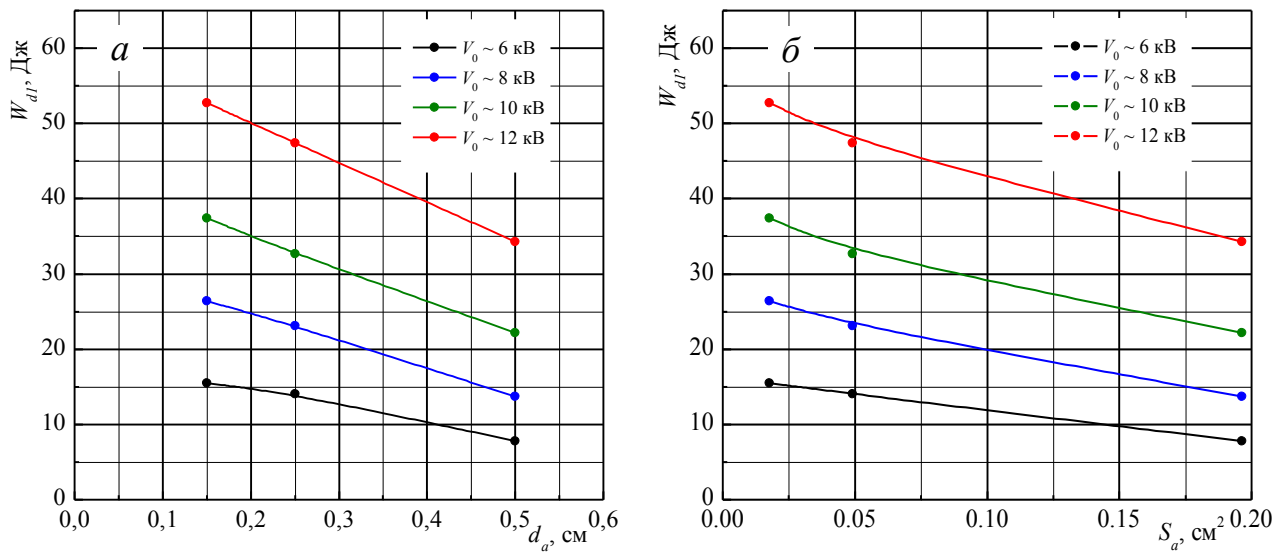


Рис. 5.10. Залежність енергії, що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, від діаметра (а) і площі робочої поверхні (б) високовольтного електрода при різних зарядних напругах

Варто відзначити цікавий факт, що при проведенні досліджень впливу діаметра високовольтного електрода на динаміку та рівень активної потужності розряду було виявлено, що при використанні електрода діаметром 1,5 мм відпала необхідність в обмеженні робочої поверхні електрода. Результати, отримані при обмеженій та необмеженій поверхні електрода, збігаються. Мабуть, це пов'язано з тим, що при діаметрі електрода 1,5 мм густа приелектродна плазма витісняється на торець електрода за рахунок власного азимутального магнітного поля розрядного струму. Утворення подвійного шару відбувається на фронті цієї плазми. При використанні електрода діаметром 2,5 мм такого ефекту не виявлено. Швидше за все, величини власного магнітного поля не вистачає для утримання плазми на торці електрода. На рис. 5.11 показана залежність максимальної напруженості власного магнітного поля розрядного струму від накопиченої енергії при різних діаметрах високовольтного електрода. Чорна лінія відповідає діаметру електрода 5 мм, червона – 2,5 мм, синя – 1,5 мм. З рисунка видно, що при діаметрі електрода 1,5 мм і накопиченій енергії ~ 130 Дж напруженість власного магнітного поля досягає ~ 75 кЕ.

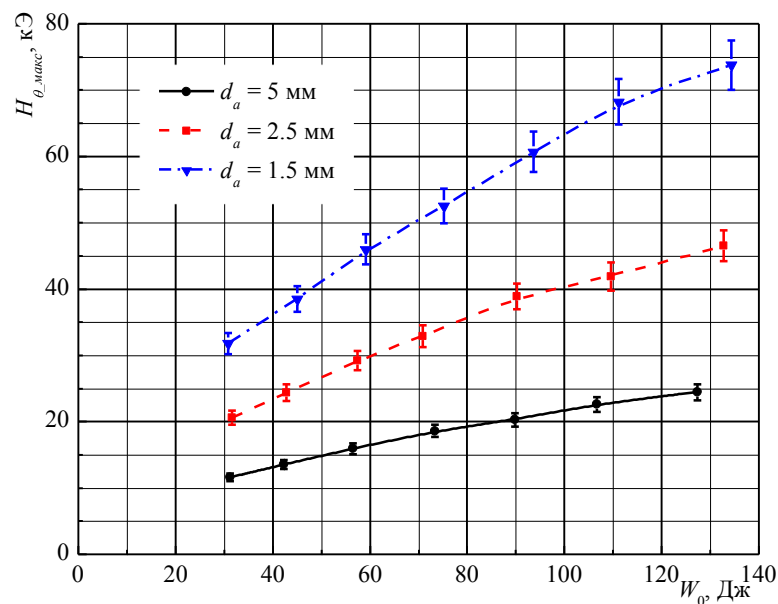


Рис. 5.11. Залежність максимальної напруженості власного магнітного поля на торці високовольтного електрода від накопиченої енергії при різних діаметрах електрода

5.3. Вплив часткового контрагування плазмового каналу діелектричною вставкою на динаміку та потужність самостійного плазмового-пучкового розряду

Для стабілізації режиму самостійного плазмово-пучкового розряду при високій густині енергії та збільшення рівня активної потужності розряду проводилися дослідження впливу часткового контрагування (стискання) плазмового каналу на динаміку розряду. Контрагування плазмового каналу здійснювалося за допомогою діелектричної вставки з отвором по центру, яка поміщалася в область розрядного проміжку між електродами діода. Отвір вставки утворював діелектричний канал подібний капіляру.

Експериментальні дослідження виявили ряд особливостей протікання розряду при частковому контрагуванні плазмового каналу в порівнянні з ідентичною неконтрагованою системою. Перш за все змінилися процеси на високовольтній стадії розряду. Суттєву роль відіграло розташування отвору діелектричної вставки по відношенню до високовольтного електроду. При значній відстані діелектричної вставки її поверхня заряджалась негативно і екранувала електричне поле позитивного високовольтного електроду. Внаслідок цього знижувалося проникнення первинної плазми до високовольтного електроду. У цьому разі прикладена розрядна напруга розподілялась або до робочої поверхні високовольтного електроду, або затримувалася перед отвором діелектричної вставки. Але в одному та іншому випадках потужності електронного пучка було недостатньо для інтенсивного випаровування матеріалу робочої поверхні високовольтного електроду і утворення густої приелектродної плазми.

Експериментально було показано, що відстань між отвором діелектричної вставки та високовольтним електродом не повинна перевищувати 2-3-х діаметрів отвору. При великих відстанях сильнострумний індуктивний розряд не збуджувався. Для діаметра отвору 2 мм, довжини діелектричного каналу 5 мм і відстані від отвору до торця

електрода 5 мм відмічалось стабільне збудження розряду від імпульсу до імпульсу.

На рис. 5.12 представлено порівняння динаміки струму розряду (а) і питомої енергії, що виділяється в розряді, (б) для контрагованої (зелена крива) та неконтрагованої (чорна крива) системи. Ці залежності отримано при зарядній напрузі $V_0 \sim 12$ кВ і діаметрі високовольтного електрода 5 мм. Суцільною лінією на рис. 5.12б показано питому енергію, що виділяється в ланцюзі, пунктирною – в розряді. З рисунка видно, що при частковому контрагуванні плазмового каналу діелектричною вставкою спостерігається зменшення розрядного струму і, як наслідок, зменшення питомої енергії, що виділяється в ланцюзі. При цьому питома енергія, що виділяється в розряді, значно збільшується.

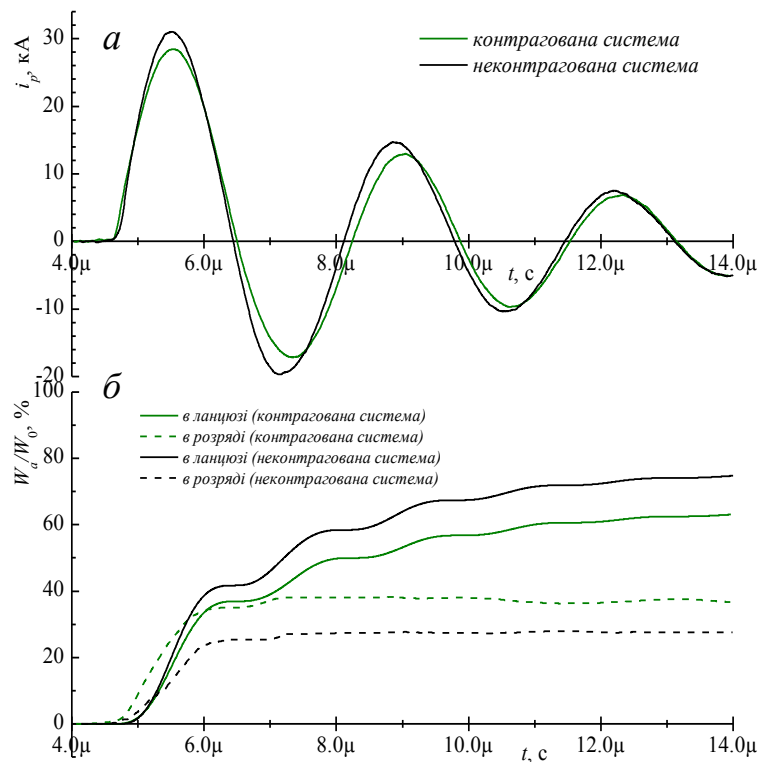


Рис. 5.12. Динаміка струму розряду (а) і питомої енергії, що виділяється в розряді, (б) при зарядній напрузі $V_0 \sim 12$ кВ для контрагованої та неконтрагованої системи

Для визначення впливу часткового контрагування плазмового каналу на рівень потужності розряду проводився розрахунок динаміки активної потужності на підставі розрядних струмів, що наведені на рис. 5.12а. Динаміка активної потужності розряду в разі частково контрагованого (а) та неконтрагованого (б) плазмового каналу при зарядній напрузі $V_0 \sim 12$ кВ показано на рис. 5.13. Аналізуючи ці часові залежності можна відзначити, що рівень активної потужності, що локально вводиться в розряд в 1-му півперіоді, в разі частково контрагованої системи, на 40% вище, ніж для неконтрагованої системи. Збільшення потужності, за рахунок формування в плазмі подвійного шару, в частково контрагованій системі спостерігалось тільки в 1-му півперіоді.

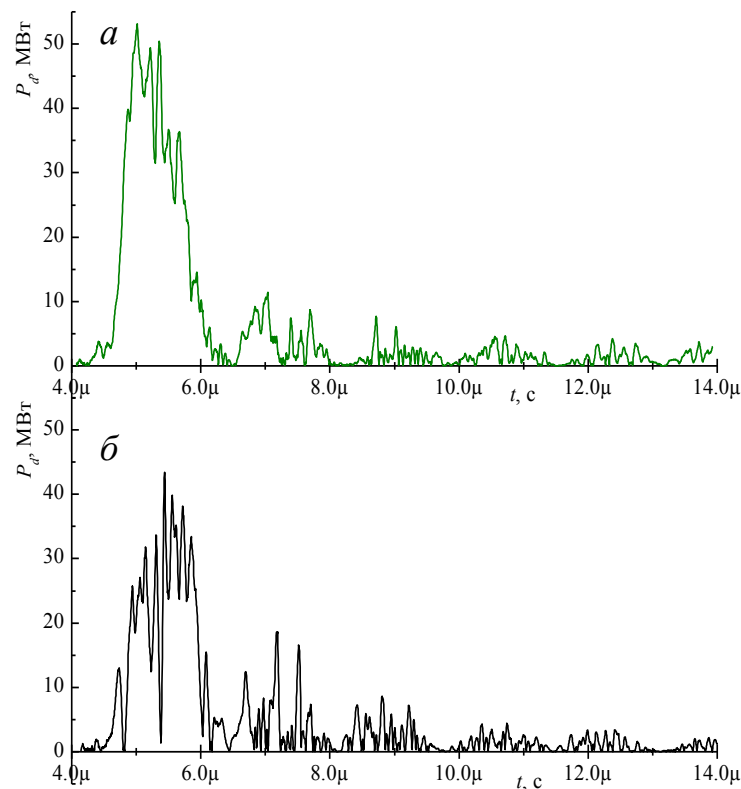


Рис. 5.13. Динаміка активної потужності розряду при зарядній напрузі $V_0 \sim 12$ кВ для частково контрагованої (а) та неконтрагованої (б) системи

Також були проведені дослідження впливу накопиченої енергії конденсаторної батареї на струм розряду та енергію, що виділяється в розряді, при частковому контрагуванні плазмового каналу за рахунок зміни

зарядної напруги. На рис. 5.14 показана залежність максимального значення розрядного струму (*a*) для частково контрагованої (зелена крива) і неконтрагованої (чорна крива) системи та їх відношення (*б*) від накопиченої енергії конденсаторної батареї. З рисунка видно, що у всьому діапазоні наведених значень накопиченої енергії розрядний струм, у разі частково контрагованої системи, в середньому на 9–10% менше, ніж для неконтрагованої системи.

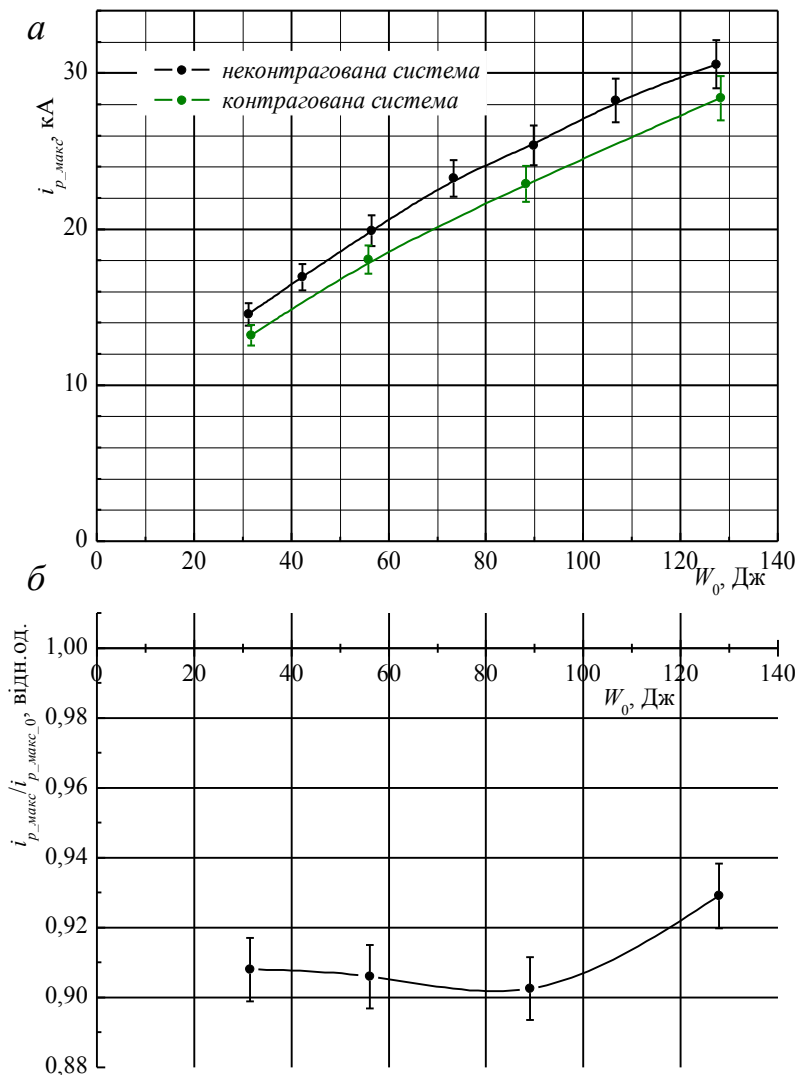


Рис. 5.14. Залежність від накопиченої енергії конденсаторної батареї максимального значення розрядного струму (*a*) для частково контрагованої $i_{p_макс}$ і неконтрагованої системи $i_{p_макс_0}$ та їх відношення (*б*)

На рис. 5.15 представлена залежність енергії та питомої енергії, що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, від накопиченої енергії для частково

контрагованої та неконтрагованої системи. Аналізуючи ці графіки можна сказати, що при частковому контрагуванні плазмового каналу діелектричною вставкою рівень енергії, що вводиться в розряд в 1-му півперіоді, збільшується в середньому на 50–60%. Для наочного представлення на рис. 5.16 показано відношення енергії, що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, при частковому контрагуванні до енергії в випадку неконтрагованої системи в залежності від накопиченої енергії конденсаторної батареї.

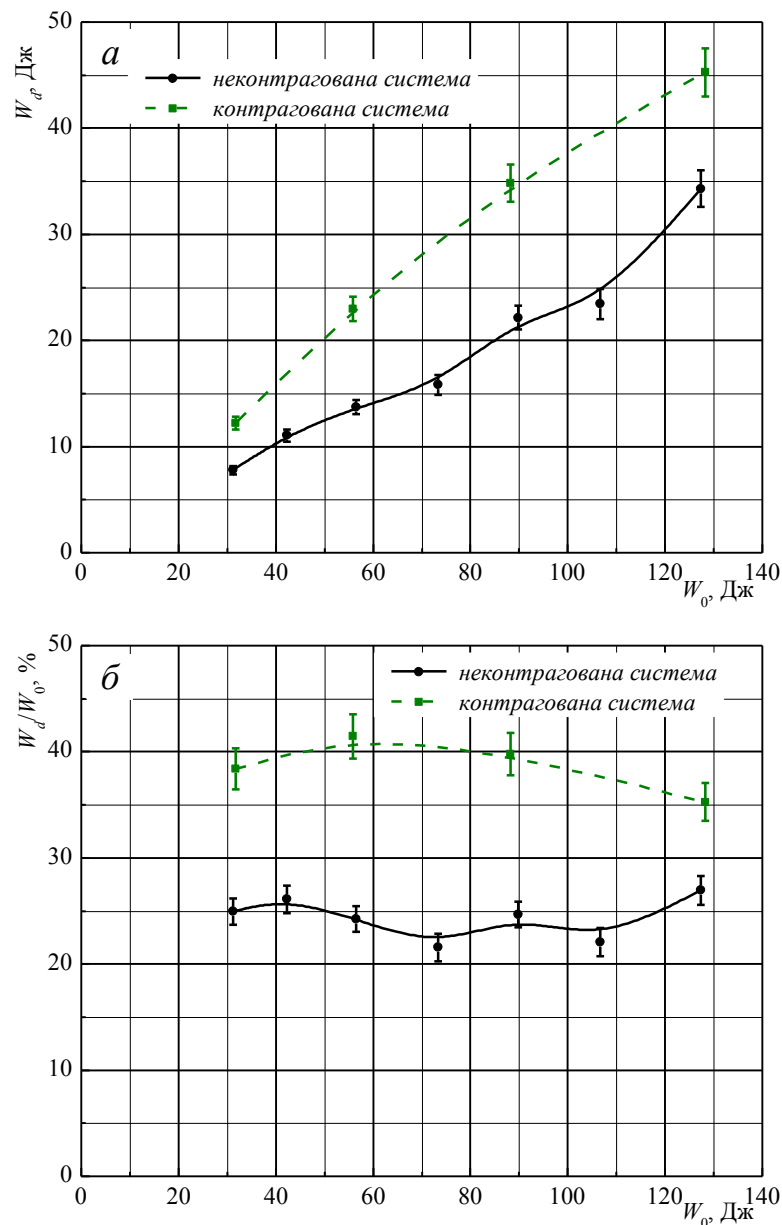


Рис. 5.15. Залежність енергії (а) та питомої енергії (б), що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, від накопиченої енергії для частково контрагованої та неконтрагованої системи

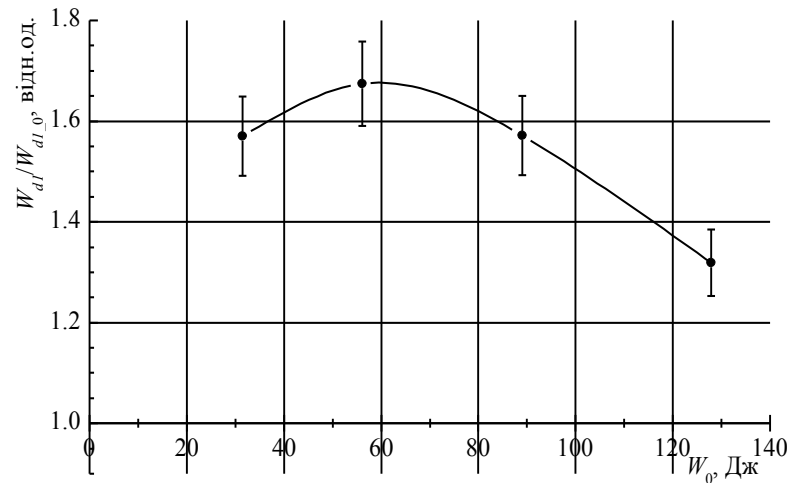


Рис. 5.16. Відношення енергії, що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, при частковому контрагуванні W_{d1} до енергії в разі неконтрагованої системи W_{d1_0} в залежності від накопиченої енергії

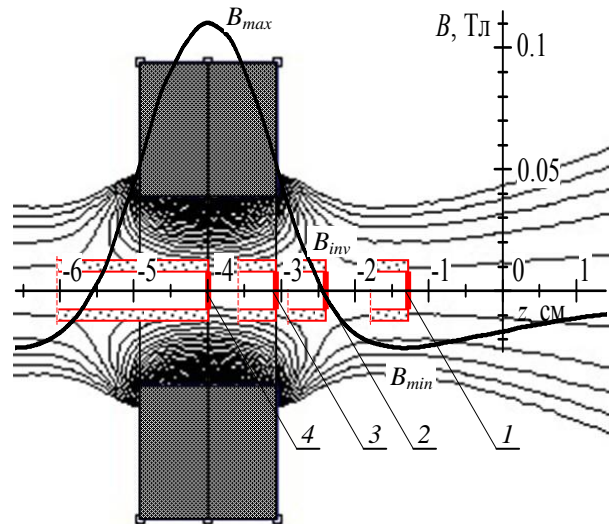
Збільшення активної потужності та енергії, що виділяється в розряді, при частковому контрагуванні плазмового каналу діелектричною вставкою, ймовірно, пов'язано з тим, що в розрядному проміжку, поблизу отвору діелектричної вставки відбувається утворення додаткового подвійного шару. Це впливає з того, що, як правило, подвійний шар виникає в умовах, коли струмопровідна плазма не може перенести за рахунок теплового руху весь струм, який може забезпечити джерело живлення. Локалізація подвійного шару визначається місцем, де струмопровідні здатності плазми мінімальні [29]. При контрагуванні плазмового каналу діелектричною вставкою струм джерела живлення повинен в 2-3 рази перевищувати струм, який може пропустити плазма через діелектричний канал. За рахунок формування додаткового подвійного шару забезпечується більш висока ефективність введення потужності в розряд.

Таким чином, проведені дослідження показали можливість часткового контрагування плазмового каналу діелектричною вставкою в плазмовому діоді для керування самостійним плазмово-пучковим розрядом та підвищення рівня активної потужності, що вводиться в розряд. Визначено оптимальне розташування діелектричної вставки відносно електродів, що забезпечує працездатність та стабільне введення потужності в розряд.

5.4. Вплив зовнішнього постійного магнітного поля на динаміку та потужність самостійного плазмового-пучкового розряду

Наступним етапом при визначенні можливого засобу для стабілізації розряду, управління місцем розташування подвійних шарів та підвищення рівня активної потужності, що вводиться в розряд, було дослідження впливу зовнішнього магнітного поля на динаміку розряду та рівень потужності, що вводиться в розряд. Зовнішнє магнітне поле створювалося системою з двох постійних кільцевих магнітів. Вибір кільцевих магнітів був обумовлений їх особливістю, а саме наявністю точки інверсії, яка виникає через роздвоєння потоків магнітного поля. Частина магнітного потоку замикається через внутрішню область (центральный отвір), а частина – через зовнішню (простір). При цьому внутрішній потік, маючи спочатку той же напрямок, що і зовнішній, наближаючись до осі, змінює свій напрямок на протилежний. За рахунок віднімання потоків поблизу точки інверсії відбувається різке зменшення магнітного поля. Такий розподіл магнітних потоків створює магнітну пастку та магнітні бар'єри для плазми. За рахунок діамagnetизму первинна низькотемпературна плазма витісняється в область з меншим магнітним полем, і концентрується поблизу точки інверсії поля.

Експерименти проводилися для чотирьох положень магнітної системи відносно високовольтного електрода. У першому випадку торець електрода знаходився в області мінімального магнітного поля $|B_{\min}| = 0,0235$ Тл, у другому випадку – в області точки інверсії магнітного поля $B_{inv} = 0$, в третьому випадку – в проміжній точці з індукцією магнітного поля $B_z \sim 0,064$ Тл (торець електрода співпадав з торцем магнітної збірки), в четвертому випадку – в області максимального магнітного поля $B_{\max} = 0,11$ Тл (по центру магнітної збірки). Топологія магнітного поля та розподіл індукції на осі розрядної комірки, що відповідають чотирьом перерахованим випадкам, для двох магнітів в збірці наведено на рис. 5.17.



- 1 – мінімальна індукція магнітного поля $|B_{\min}| = 0,0235$ Тл;
 2 – точка інверсії магнітного поля $B_{inv} = 0$;
 3 – точка з індукцією магнітного поля $B_z \sim 0,064$ Тл;
 4 – максимальна індукція магнітного поля $B_{\max} = 0,11$ Тл.

Рис. 5.17. Топологія магнітного поля та розподіл індукції на осі розряду для 2-х магнітів в збірці

Для протидії розширення густої приелектродної плазми необхідно, щоб тиск магнітного поля, що створюється при протіканні розрядного струму, істотно перевищував газокінетичний тиск плазми:

$$\frac{H^2}{8\pi} \gg n_e k T_e. \quad (5.1)$$

Напруженість власного азимутального магнітного поля H_θ , що створюється протіканням розрядного струму, можна оцінити за допомогою виразу:

$$H_\theta = \frac{2i}{rc}, \quad (5.2)$$

де i – струм розряду, r – відстань до осі розряду. У практичній системі одиниць це співвідношення має вигляд:

$$H_\theta = 0,2 \cdot \frac{i}{r}, \quad (5.3)$$

де $[H_\theta] = \text{Э}$, $[i] = \text{А}$, $[r] = \text{см}$.

Співвідношення між магнітним та газокінетичним тиском можна

оцінити виходячи з величини розрядного струму. Така оцінка буде коректна у випадку, коли в розряді існує подвійний шар об'ємного заряду. Це пов'язано з тим, що в цей момент струм розряду має максимальне значення i_{\max} , яке відповідає концентрації n_e і температурі T_e плазми в зоні з найменшою провідністю плазмового шнура:

$$i_{\max} \approx \frac{1}{4} e \sqrt{\frac{8k\langle T_e \rangle}{\pi m_e}} \cdot \oint_{S_i} n_e \cdot d\vec{s}, \quad (5.4)$$

де $\langle T_e \rangle$ – усереднена по перетину розрядного шнура температура електронів; S_i – перетин плазмового шнура в зоні з найменшою провідністю.

При циліндричній конфігурації плазмового шнура усереднене значення густини плазмових електронів в зоні з найменшою провідністю визначається виразом:

$$\langle n_e \rangle = \frac{i_{\max}}{\pi r_d^2 e \sqrt{\frac{k\langle T_e \rangle}{2\pi m_e}}}, \quad (5.5)$$

де r_d – радіус плазмового шнура.

Таким чином, магнітне поле H_p , яке утворює магнітний тиск рівний газокінетичному тиску густої приелектродної плазми, згідно (5.6) та (5.7), визначається виразом:

$$H_p = \frac{1}{r_d} \sqrt{8 \cdot \sqrt{2\pi m_e} \cdot \frac{i_{\max}}{e} \cdot \sqrt{k\langle T_e \rangle}}, \quad (5.6)$$

яке в практичній системі одиниць має вигляд:

$$H_p = 2,187 \cdot \frac{\sqrt[4]{\langle T_e \rangle}}{r_d} \cdot \sqrt{i_{\max}}, \quad (5.7)$$

де $[H_p] = \text{Э}$, $[i_{\max}] = \text{А}$, $[r_d] = \text{см}$.

На рис. 5.18 представлені залежності напруженості власного азимутального магнітного поля H_θ та магнітного поля H_p , яке утворює магнітний тиск рівний газокінетичному тиску густої приелектродної плазми від розрядного струму при різних діаметрах високовольтного електрода.

Графіки наведені для температури електронів плазми $T_e = 10$ еВ. З рисунка видно, що при всіх діаметрах високовольтного електрода і в усьому діапазоні розрядних струмів власне азимутальне магнітне поле розрядного струму практично на порядок перевищує магнітне поле, необхідне для протидії газокінетичному тиску плазми. Тому, завжди, коли спостерігається формування подвійного шару об'ємного заряду, має місце магнітне стискання плазмового шнура. Періодичне розширення плазмового шнура відбувається при зменшенні розрядного струму в процесі коливань. При магнітній стабілізації плазмового шнура необхідно орієнтуватися на власне азимутальне магнітне поле розрядного струму. Видно, що ця величина при діаметрі високовольтного електрода 1,5 мм і розрядному струмі 40 кА досягає ~ 100 кЕ.

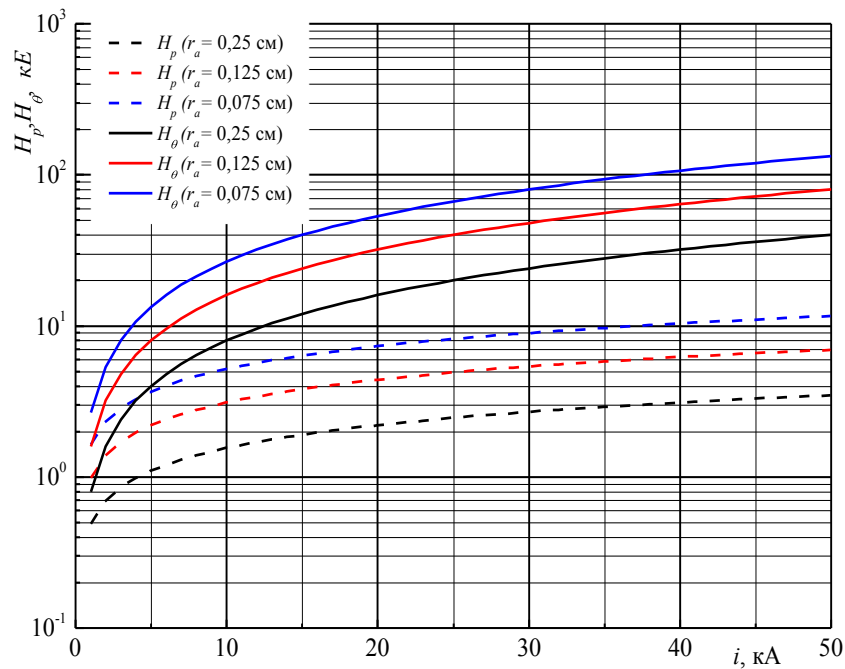


Рис. 5.18. Залежність напруженості власного азимутального магнітного поля H_θ та магнітного поля H_p , яке утворює магнітний тиск рівний газокінетичному тиску густої приелектродної плазми від розрядного струму при різних діаметрах високовольтного електрода

Оскільки напруженість власного магнітного поля розряду в плазмовому діоді може доходити до 100 кЕ, а максимальна напруженість зовнішнього постійного магнітного поля становила $\sim 1,1$ кЕ, то це поле жодним чином не

передбачалося використовувати для утримання плазмового шнура. Його завданням було сформувати таку топологію первинної плазми, яка б згодом задавала певний сценарій розвитку сильнострумового розряду з заданим місцем формування та параметрами подвійних шарів.

Змінюючи розташування магнітів відносно робочої поверхні високовольтного електрода, значно змінювалася топологія магнітного поля в розрядному проміжку. Це призводило до зміни розподілу первинної плазми вздовж проміжку, місця формування подвійного шару та локального введення енергії в розряд. Варто відзначити відмінну рису протікання розряду при наявності зовнішнього постійного магнітного поля. Коли торець високовольтного електрода співпадав з мінімумом магнітного поля, то первинній плазмі, при заповненні розрядного проміжку, необхідно було подолати магнітний бар'єр з величиною магнітного поля $|B_{\min}|$. У разі, коли торець електрода знаходився в точці інверсії магнітного поля, плазма, подолавши магнітний бар'єр з величиною магнітного поля $|B_{\min}|$, витіснялася в область зниженого магнітного поля і концентрувалася поблизу точки інверсії, в області магнітної пастки. В інших випадках, коли торець електрода був розташований за точкою інверсії, плазмі необхідно було пройти два магнітних бар'єра, перший – з індукцією магнітного поля $|B_{\min}|$ і другий – з індукцією B_{\max} , для випадку максимального магнітного поля, і область магнітної пастки. Для цього потрібна більш висока густина первинної плазми. Так, мінімальна напруга підпалу розряду, у разі, коли торець електрода знаходився в максимумі магнітного поля, збільшилася з 0,5 кВ до 2 кВ, а стабільне збудження розряду спостерігалось при напрузі підпалу 3–4 кВ. При цьому, в інших випадках використання зовнішнього магнітного поля сприяло зменшенню мінімальної напруги запалу з 1 кВ до 0,5 кВ. Також при використанні зовнішнього магнітного поля зазначалося стабільне збудження розряду від імпульсу до імпульсу.

Ефективність використання зовнішнього магнітного поля визначалася за рівнем активної потужності та енергії, що виділяється в розряді. На рис. 5.19 представлена характерна динаміка активної потужності розряду для різних положень магнітної збірки відносно високовольтного електрода. Ця залежність отримана при зарядній напрузі конденсаторної батареї $V_0 \sim 11$ кВ. Чорний колір відповідає випадку, коли зовнішнє магнітне поле відсутнє, синій – торець високовольтного електрода співпадає з мінімальною індукцією магнітного поля, зелений – з точкою інверсії, жовтий – точкою з індукцією $\sim 0,064$ Тл, червоний – максимальною індукцією магнітного поля. З рисунка видно, що рівень активної потужності розряду значно підвищується при наявності зовнішнього магнітного поля. У цьому випадку найбільше збільшення потужності спостерігається коли торець високовольтного електрода співпадає з точкою інверсії магнітного поля і точкою з індукцією магнітного поля $\sim 0,064$ Тл. Найменше, коли торець електрода знаходиться в максимумі магнітного поля.

Для порівняння на рис. 5.20 показана часова (за 1-й півперіод) залежність відношення активної потужності розряду при наявності зовнішнього магнітного поля до потужності у випадку відсутності магнітного поля при зарядній напрузі $V_0 \sim 11$ кВ. Видно, що у разі знаходження торця високовольтного електрода в точці з індукцією магнітного поля $\sim 0,064$ Тл рівень потужності, в середньому, збільшується на 50%, а у разі знаходження в точці інверсії магнітного поля – на 70%.

Проводилися також дослідження впливу накопиченої енергії конденсаторної батареї на розрядні характеристики при різних положеннях магнітної системи. На рис. 5.21 представлена залежність максимального значення розрядного струму від накопиченої енергії. Колір ліній відповідає лініям, що представлені на рис. 5.19-5.20. З рисунка видно, що при використанні зовнішнього магнітного поля розрядний струм в середньому на 5% зменшується.

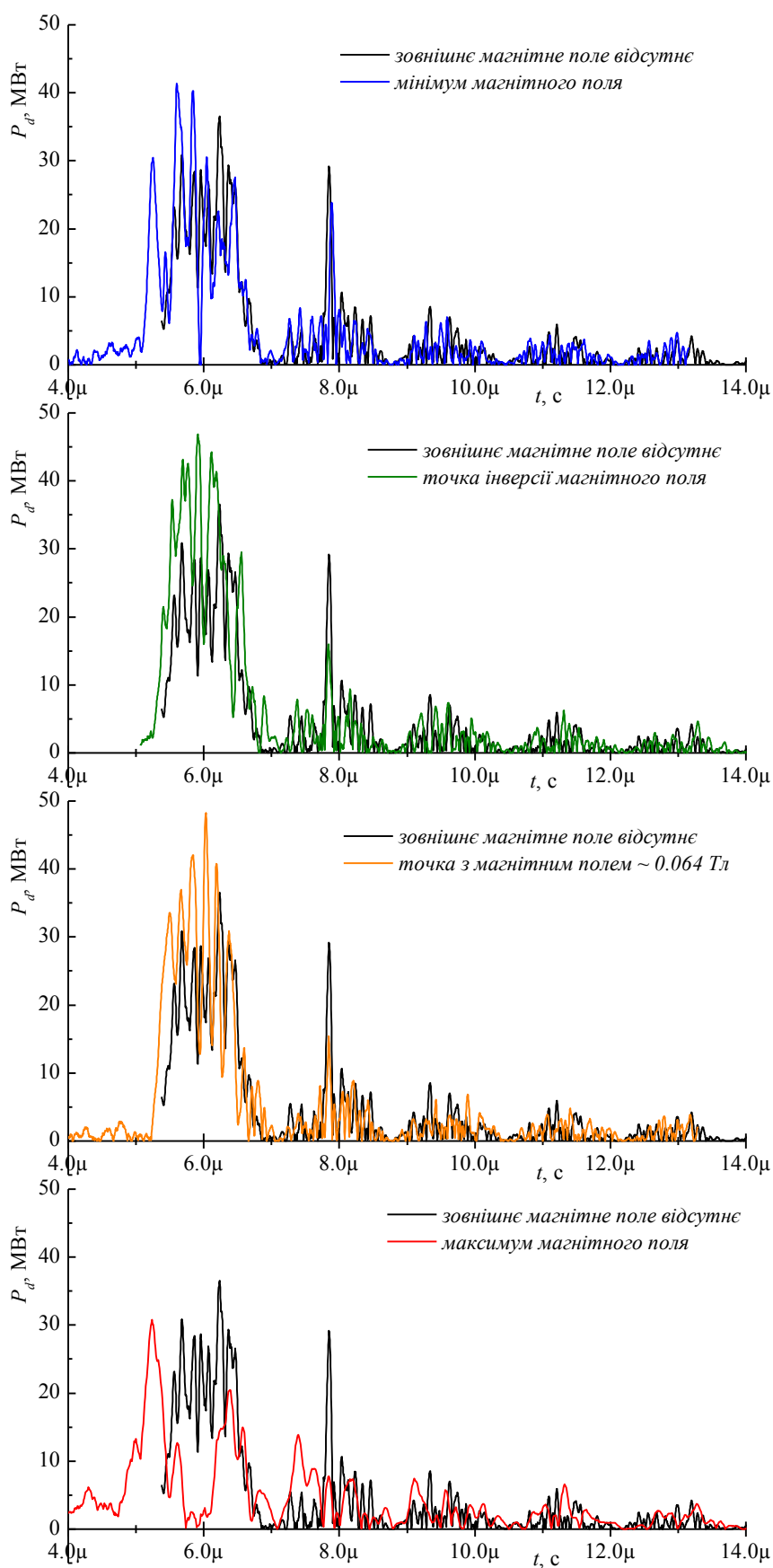


Рис. 5.19. Динаміка активної потужності розряду для різних положень магнітної збірки відносно високовольтного електрода та зарядній напрузі $V_0 \sim 11$ кВ

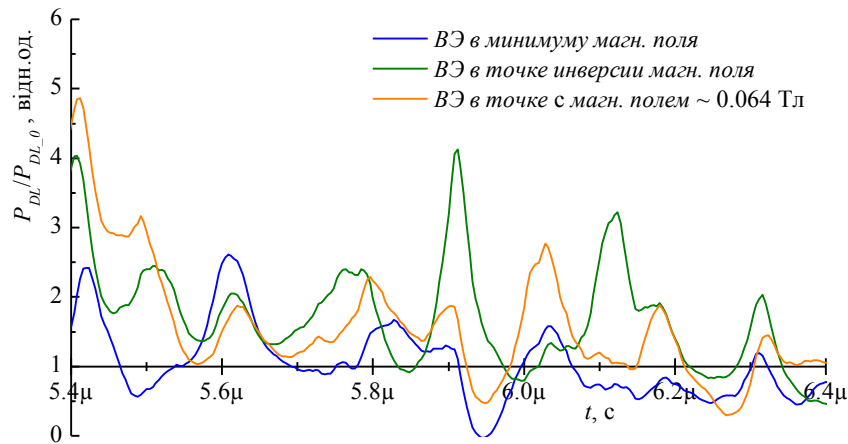


Рис. 5.20. Часова залежність відношення активної потужності розряду в 1-му півперіоді при наявності зовнішнього магнітного поля до потужності без зовнішнього магнітного поля при зарядній напрузі $V_0 \sim 11$ кВ

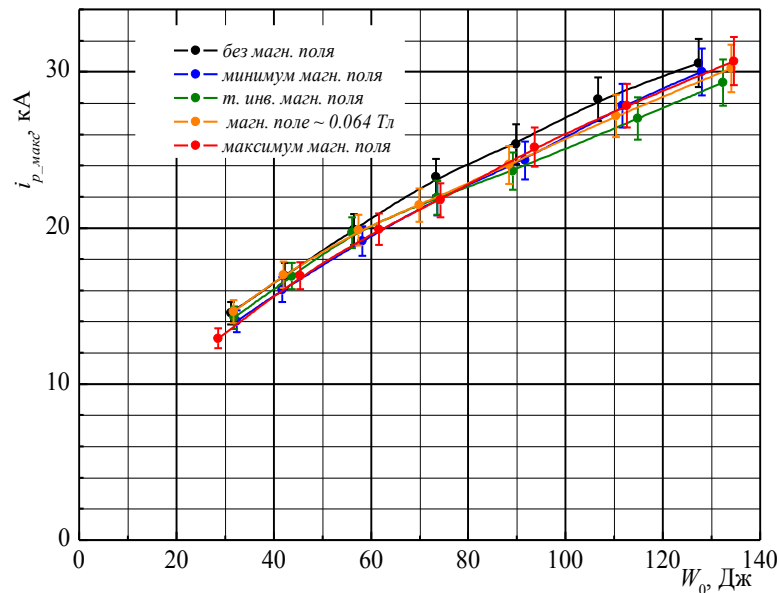


Рис. 5.21. Залежність максимального значення розрядного струму від накопиченої енергії для різної топології зовнішнього магнітного поля

Для більш детального представлення на рис. 5.22 показано відношення струмів для різних положень магнітної збірки до струму у випадку відсутності зовнішнього магнітного поля. Зменшення розрядного струму, ймовірно, пов'язано з концентрацією первинної плазми в приосьовій області і зниженням її струмопровідних здібностей. Проведені попередні дослідження щодо зменшення діаметра високовольтного електрода є непрямым підтвердженням цього.

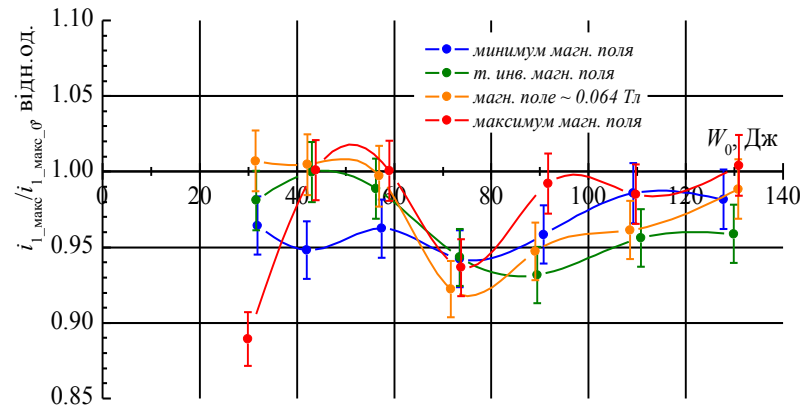


Рис. 5.22. Відношення максимального значення розрядного струму при різній топології зовнішнього магнітного поля до струму у випадку відсутності магнітного поля в залежності від накопиченої енергії

На рис. 5.23 представлена залежність енергії (а) та питомої енергії (б), що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, від початкового енерговкладу для різних положень магнітної збірки відносно високовольтного електрода. В цьому випадку, при наявності зовнішнього магнітного поля рівень енергії, що виділяється в розряді, значно зростає. Для більш наочного представлення на рис. 5.24 показано відношення енергії, що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, при наявності зовнішнього магнітного поля в порівнянні з розрядом без зовнішнього магнітного поля в залежності від накопиченої енергії. З наведених рисунків видно, що при наявності зовнішнього магнітного поля величина енергії, що локально виділяється в розряді в умовах формування подвійного шару, збільшується на 50–70%. Варто відзначити, що при накопиченій енергії до 90 Дж найбільше збільшення спостерігається для випадку, коли торець високовольтного електрода знаходиться в мінімумі магнітного поля, понад 90 Дж – в точці інверсії магнітного поля.

Таким чином, проведені дослідження показали, що при наявності зовнішнього магнітного поля, яке створювалося системою на постійних кільцевих магнітах, рівень активної потужності розряду збільшується. Найбільше збільшення потужності спостерігається для випадку, коли торець високовольтного електрода знаходиться в мінімумі магнітного поля (при

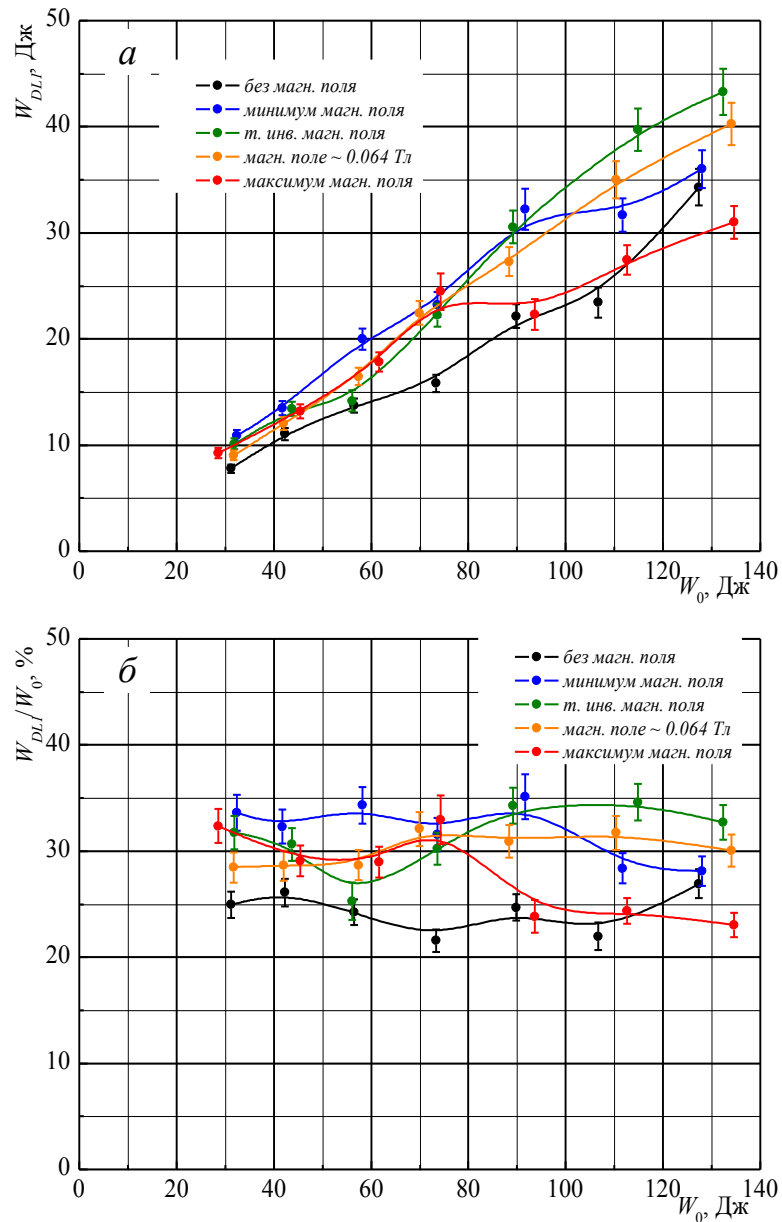


Рис. 5.23. Залежність енергії (а) та питомої енергії (б), що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, від накопиченої енергії для різних положень магнітної збірки відносно високовольтного електрода

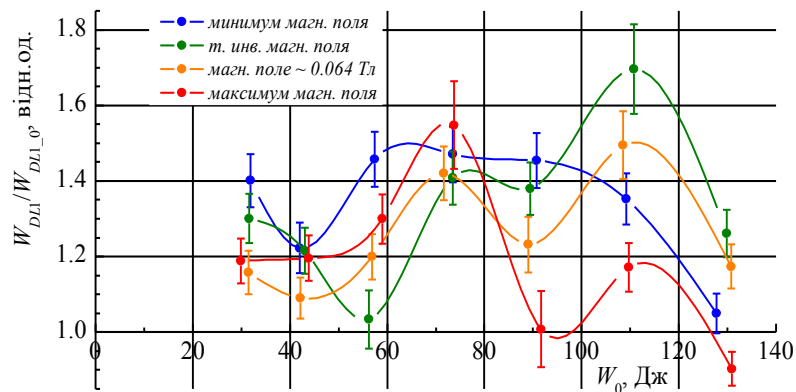


Рис. 5.24. Вплив накопиченої енергії на відношення енергії, що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, при наявності зовнішнього магнітного поля в порівнянні з розрядом без магнітного поля

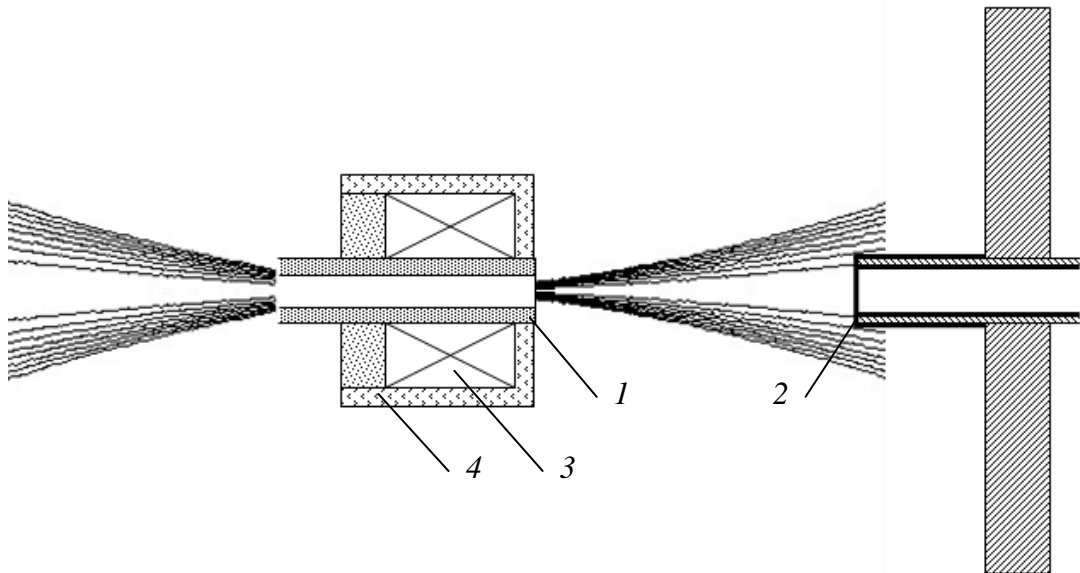
накопиченій енергії до 90 Дж) і в точці інверсії магнітного поля (при накопиченій енергії понад 90 Дж). Ймовірно, це пов'язано з тим, що плазма, в силу своїх діаманітних властивостей, витісняється в область з меншим магнітним полем і концентрується поблизу точки інверсії.

Не зважаючи на великі значення власного магнітного поля розряду (до 10 Тл), величини зовнішнього постійного магнітного поля до 0,1 Тл зі специфічною конфігурацією достатньо для того, щоб керувати динамікою розряду, задаючи при цьому місце розташування подвійних шарів у розрядному проміжку та місце локального введення енергії в розряд.

5.5. Вплив зовнішнього сильного магнітного поля на динаміку та потужність самостійного плазово-пучкового розряду

Для стабілізації режиму самостійного плазово-пучкового розряду і утримання плазового шнура зовнішнім магнітним полем на етапі сильнострумове розряду необхідно, щоб його величина значно перевищувала власне магнітне поле, що виникає при протіканні розрядного струму. При розрядних струмах до 40 кА власне магнітне поле може досягати від 3 Тл до 10 Тл, в залежності від діаметру високовольтного електрода.

В експериментах таке сильне (до 10 Тл) магнітне поле створювалося імпульсною котушкою, яка розташовувалася аксіально з високовольтним електродом (рис. 5.25). Моделювання топології магнітного поля здійснювалося за допомогою спеціалізованої комп'ютерної програми *FEMM 4.2*, яка дозволяла з високим ступенем точності отримувати розподіл магнітного поля в залежності від геометрії котушки і величини струму, що протікає в ній. На рис. 5.25 показано розподіл силових ліній магнітного поля вздовж осі розрядної комірки. Видно, що силові лінії, які проходять через високовольтний електрод, фокусуються в центрі його робочої поверхні.



1 – високовольний стрижневий електрод; 2 – заземлений трубчастий електрод; 3 – імпульсна котушка магнітного поля; 4 – скляний ізолятор.

Рис. 5.25. Топологія магнітного поля вздовж осі розрядної комірки

На рис. 5.26 наведено розподіл напруженості магнітного поля вздовж осі розрядної комірки. Цей розподіл було отримано трьома різними шляхами: в результаті аналітичного розрахунку, комп'ютерного моделювання та експериментальних вимірювань. Дані нормовані на величину струму, що протікає через котушку. Аналітичний розрахунок проводився за допомогою виразу:

$$H_{zo} \left(\left. \begin{array}{c} \curvearrowright \\ p \\ \curvearrowleft \end{array} \right) = \frac{H_f}{2(a-b)} \left(h_1 \cdot \ln \frac{b + \sqrt{b^2 + h_1^2}}{a + \sqrt{a^2 + h_1^2}} + h_2 \cdot \ln \frac{b + \sqrt{b^2 + h_2^2}}{a + \sqrt{a^2 + h_2^2}} \right), \quad (5.8)$$

де p – точка, в якій визначається магнітне поле; a – внутрішній та b – зовнішній радіуси котушки; h_1 і h_2 – відстань від точки p до правого і лівого торців котушки відповідно. З рисунка видно гарний збіг результатів, отриманих різними шляхами.

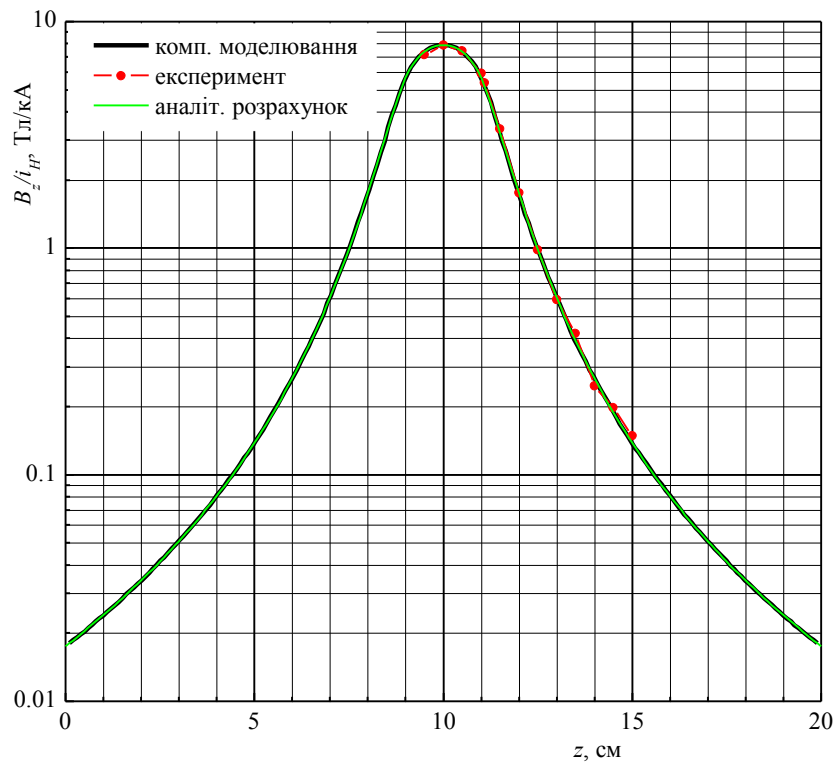


Рис. 5.26. Порівняльний аналіз аксіального розподілу магнітного поля

Визначення ефективності використання зовнішнього сильного магнітного поля для підвищення рівня активної потужності розряду проводилось на підставі дослідження впливу сильного магнітного поля на розрядні характеристики. На рис. 5.27 представлена динаміка розрядного струму (*a*) та активної напруги на подвійному шарі (*б*) при різній величині магнітного поля. Ця часова залежність отримана при зарядному напрузі $V_0 = 8$ кВ і діаметрі високовольтного електрода 2,5 мм. З рисунка видно, що при наявності зовнішнього сильного магнітного поля струм розряду не суттєво (в середньому на 10%) збільшується. Для більш наочного представлення на рис. 5.28 показана залежність максимального значення розрядного струму (*a*) та його відношення до струму у випадку відсутності магнітного поля (*б*) від величини зовнішнього магнітного поля. З фрагменту на рис. 5.27б видно, що при відсутності зовнішнього магнітного поля є різкий стрибок активної напруги на подвійному шарі, проте по мірі підвищення величини магнітного поля цей стрибок напруги зникає, що свідчить про порушення умов формування подвійного шару.

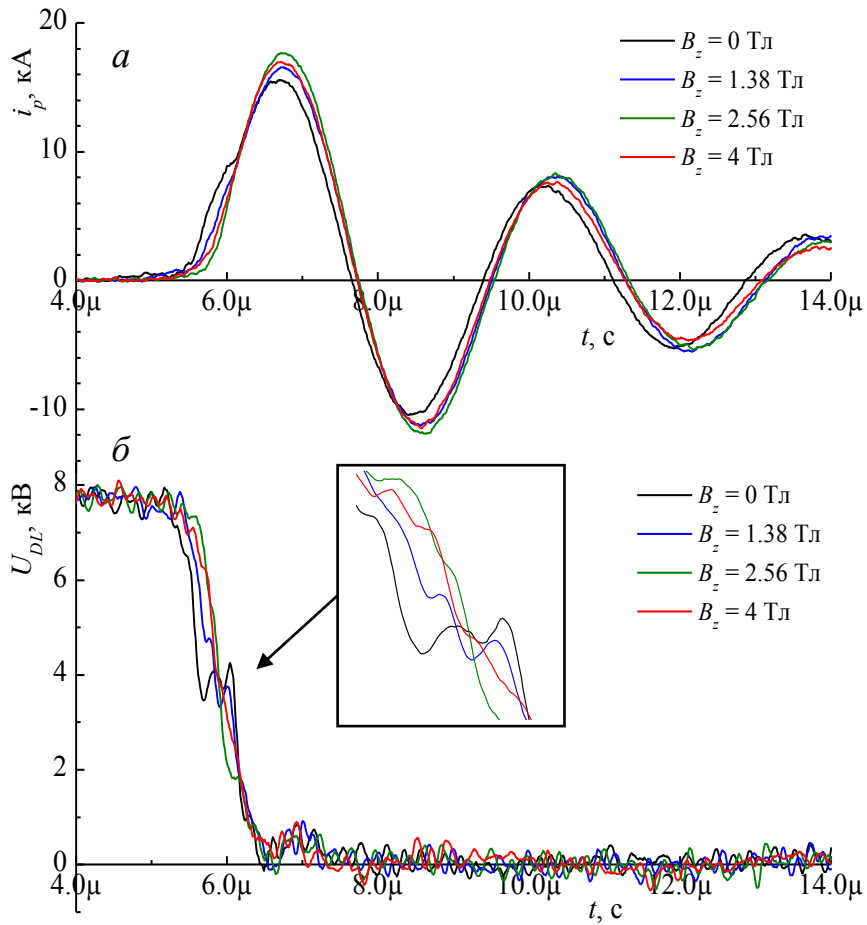


Рис. 5.27. Динаміка розрядного струму (а) та активної напруги на подвійному шарі (б) при різній величині магнітного поля та зарядній напрузі $V_0 = 8$ кВ

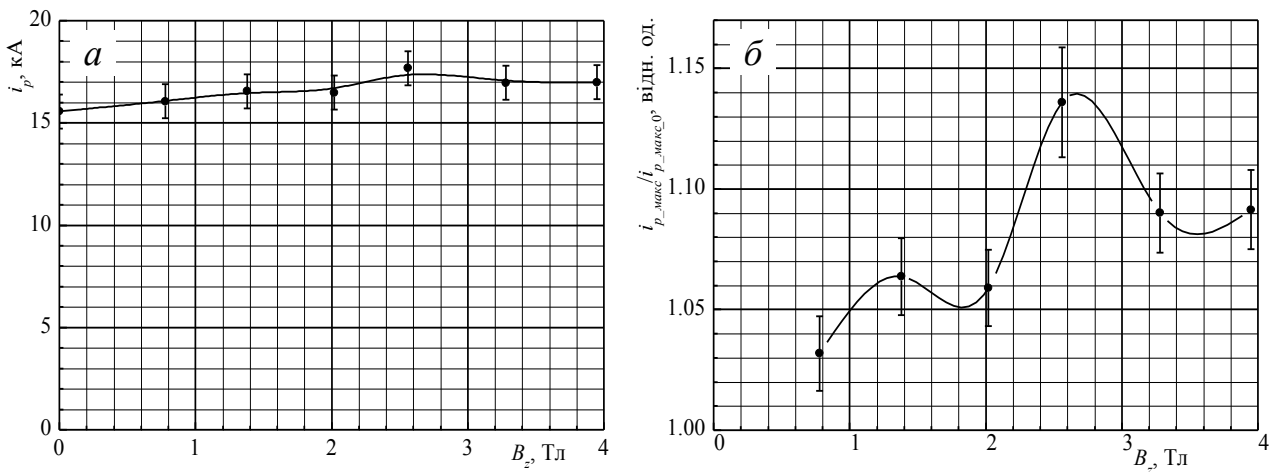


Рис. 5.28. Залежність максимального значення розрядного струму (а) та його відношення до струму у випадку відсутності магнітного поля (б) від величини зовнішнього магнітного поля

На рис. 5.29 представлена динаміка активної потужності розряду при наявності зовнішнього сильного магнітного поля величиною $B_z = 1,38$ Тл (а), $B_z = 2,56$ Тл (б) і $B_z = 4$ Тл (в) в порівнянні з випадком без зовнішнього магнітного поля (чорна крива) при зарядній напрузі $V_0 = 8$ кВ. На рис. 5.30 показана залежність енергії, що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, (а) та її відношення до енергії у випадку відсутності магнітного поля (б) від величини зовнішнього магнітного поля. З представлених рисунків видно, що при відсутності зовнішнього сильного магнітного поля рівень потужності та енергії, що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, значно перевищує випадок з магнітним полем. При цьому, по мірі збільшення величини магнітного поля рівень потужності та енергії зменшується.

Така динаміка активної напруги та потужності розряду була досить не очікувана, оскільки до цього було показано, що навіть відносно невеликого (до 0,1 Тл) зовнішнього магнітного поля достатньо, щоб впливати на динаміку розряду та підвищити рівень активної потужності та енергії, що виділяється в розряді. Для визначення причини, при якій відбувається порушення умов формування подвійного шару, були проведені дослідження впливу зовнішнього сильного магнітного поля на процеси збудження розряду при різних початкових умовах. Зокрема змінювалася полярність підключення високовольтного електрода. Так в початковий момент часу високовольтний електрод в одному випадку знаходився під позитивним (позитивна полярність) потенціалом, в іншому випадку – під негативним (негативна полярність) потенціалом. Дослідження впливу зовнішнього сильного магнітного поля на збудження розряду проводилося на підставі вимірювання часу затримки розвитку розряду, яке відповідало моменту від початку формування первинної плазми до переходу розряду в сильнострумову індуктивну стадію. Час затримки імпульсу підпалу в експериментах не враховувався.

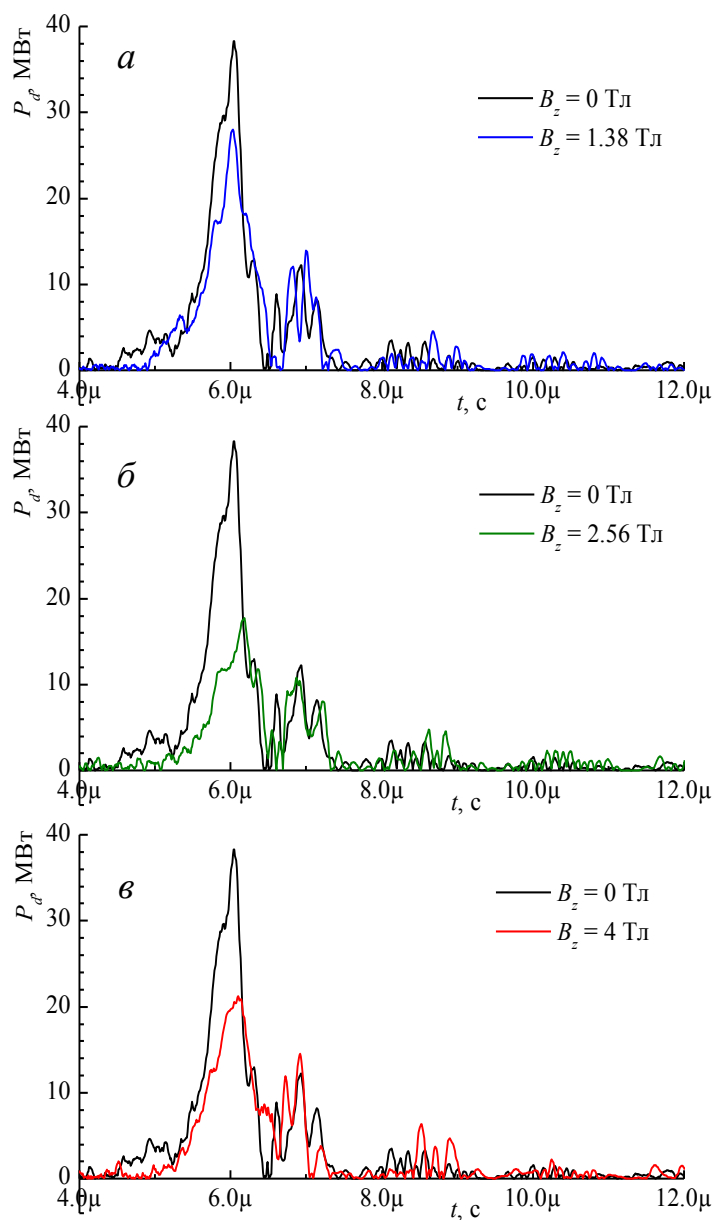


Рис. 5.29. Динаміка активної потужності розряду при наявності зовнішнього сильного магнітного поля величиною $B_z = 1,38$ Тл (*a*), $B_z = 2,56$ Тл (*б*) і $B_z = 4$ Тл (*в*) в порівнянні з випадком без зовнішнього магнітного поля (чорна крива) при зарядній напрузі $V_0 = 8$ кВ

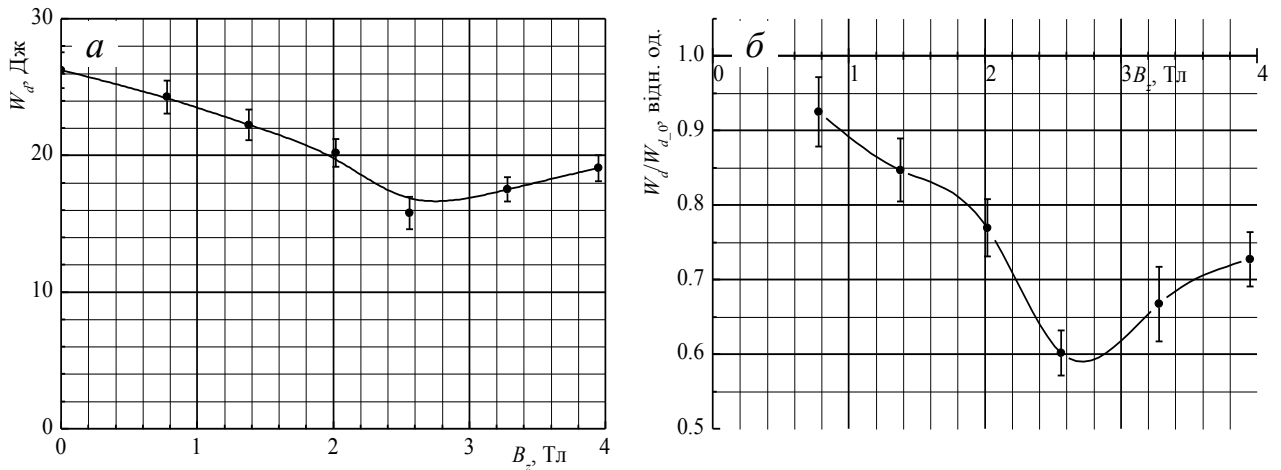


Рис. 5.30. Залежність енергії, що виділяється в розряді в 1-му півперіоді, (а) та її відношення до енергії у випадку відсутності магнітного поля (б) від величини зовнішнього магнітного поля

На рис. 5.31 представлена залежність часу затримки збудження розряду від величини зовнішнього магнітного поля при різній полярності підключення високовольтного електрода. Дана залежність отримана при зарядній напрузі конденсаторної батареї $V_0 \sim 8$ кВ. З рисунка видно, що при відсутності зовнішнього магнітного поля час затримки для двох випадків практично збігається. Однак при наявності зовнішнього сильного магнітного поля, у випадку позитивної полярності (червона лінія) час затримки збільшується, а у випадку негативної полярності (чорна лінія) навпаки зменшується. При цьому залежність від величини напруженості магнітного поля незначна.

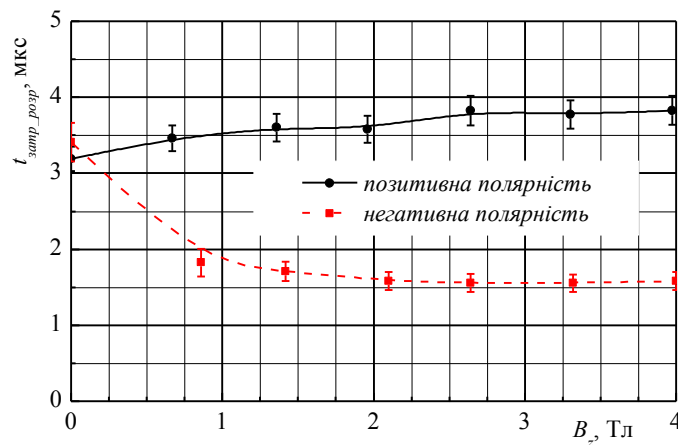


Рис. 5.31. Залежність часу затримки збудження розряду від величини зовнішнього магнітного поля при різній полярності підключення високовольтного електрода і зарядній напрузі $V_0 \sim 8$ кВ

На рис. 5.32 показана залежність часу затримки розвитку розряду від накопиченої енергії при різній полярності високовольтного електрода. Ці залежності представлені для випадку відсутності зовнішнього магнітного поля (пунктирна лінія) і наявності магнітного поля величиною $B_z = 1,5$ Тл (суцільна лінія). Червоний колір кривих відповідає позитивній полярності електрода, чорний – негативній полярності. З рисунка видно, що по мірі збільшення накопиченої енергії, в разі відсутності зовнішнього магнітного поля, криві для позитивної та негативної полярності практично збігаються і мають схожу поведінку. При накопиченій енергії до 90 Дж спостерігається зменшення часу затримки, понад 90 Дж – час затримки не змінюється. При наявності зовнішнього сильного магнітного поля, у випадку позитивної полярності час затримки перевищує випадок без магнітного поля і зменшується по мірі збільшення накопиченої енергії, а у випадку негативної полярності час затримки менше, ніж без магнітного поля і не змінюється зі зростанням накопиченої енергії.

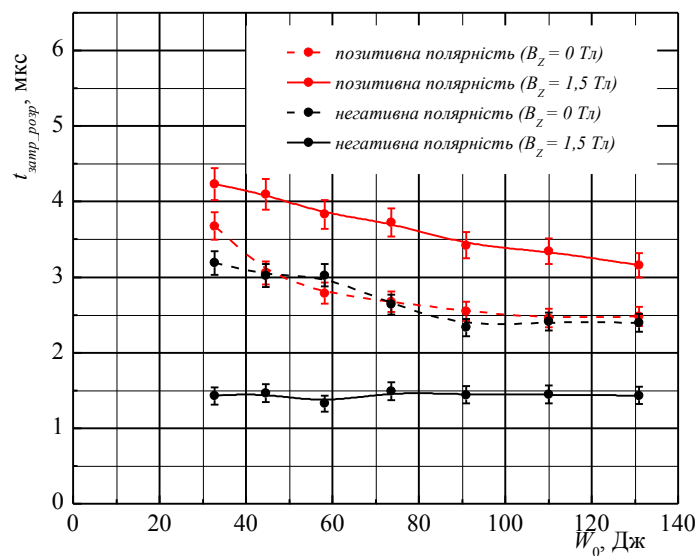


Рис. 5.32. Залежність часу затримки розвитку розряду від накопиченої енергії при різній полярності високовольтного електрода з урахуванням впливу зовнішнього сильного магнітного поля

Було зроблено припущення, що різниця в часі затримки розряду для різної полярності високовольтного електрода при наявності зовнішнього сильного магнітного поля пов'язана зі збудженням паразитного розряду в схрещених магнітних і електричних полях в розрядному проміжку. Оскільки високовольтний електрод безпосередньо підключався до конденсаторної батареї (комутатор не використовувався для зменшення індуктивності розрядного ланцюга), а зовнішнє магнітне поле починало зростати за 675 мкс до початку збудження основного розряду, то перед початком формування первинної плазми розрядний проміжок вже був заповнений фоновою плазмою паразитного розряду в схрещених електричних і магнітних полях.

Для підтвердження можливості існування розряду в схрещених $\vec{E} \times \vec{H}$ полях, додатково, з використанням програмного забезпечення *FEMM 4.2*, було проведено моделювання топології електричних та магнітних полів в розрядному проміжку з імпульсною котушкою магнітного поля (рис. 5.33). Моделювання показало наявність схрещення електричних і магнітних полів в просторі поблизу високовольтного електрода перед збудженням основного сильнострумowego розряду.

Оскільки експерименти проводилися в умовах низького робочого тиску ($\sim 10^{-5}$ Тор), то навіть при наявності паразитного розряду густина його плазми навряд чи могла перевищувати $\sim 10^{12}$ см⁻³, що було не суттєво на тлі плазми сильнострумowego розряду з густиною $\sim 10^{16}$ – 10^{17} см⁻³. Однак, значне збільшення концентрації нейтрального середовища могло відбуватися за рахунок деструкції пари вакуумної олії, оскільки для відкачування системи використовувався пароструменевий дифузійний насос. Таким чином, при наявності зовнішнього сильного магнітного поля основний сильнострумований розряд був оточений плазмою паразитного розряду в схрещених полях в парах вакуумної олії. Ця плазма перехоплювала на себе суттєву частку потужності розряду. Можливим варіантом вирішення цієї проблеми є використання безолійної системи відкачування.

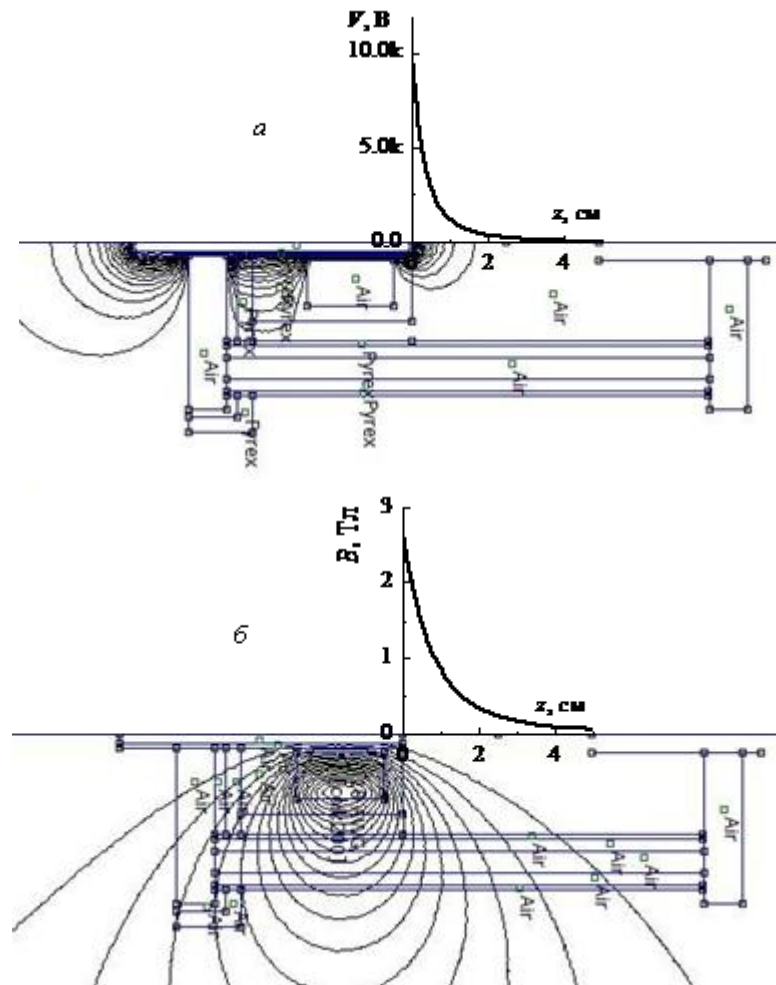


Рис. 5.33. Топологія електричного (а) та магнітного полів (б) в розрядній комірці з імпульсною котушкою магнітного поля

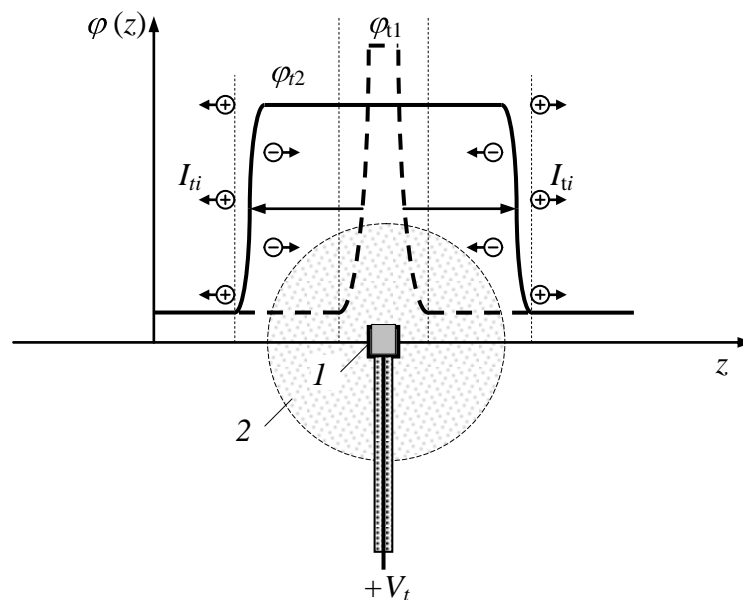
5.6. Фізичне моделювання стаціонарного режиму самостійного плазмово-пучкового розряду

Існує думка, що поява в плазмі великого активного опору є наслідком струмової нестійкості, а не формування подвійного електричного шару та переходу розряду до нової форми існування – самостійного плазмово-пучкового розряду. Перш за все, це пов'язано з тим, що час існування СППР дуже малий ($\sim 100\text{--}200$ нс). Малий час існування розряду пояснюється тим, що рівень потужності, що виділяється в розряд за короткий проміжок часу, настільки великий, що в плазмі відбувається інтенсивна іонізація, і пропадають умови для існування розряду. При великій густині енергії

існування розряду забезпечується за рахунок багаторазової іонізації іонів плазми.

У зв'язку з цим проводилися дослідження моделювання формування СППР в стаціонарному режимі. Для цього, за аналогією з імпульсною системою, використовувався діод з суттєво різною робочою поверхнею електродів. В якості анода використовувався вольфрамовий тигель з матеріалом, що випаровується. Роль катода виконували стінки вакуумної камери. На відміну від імпульсної системи дослідження проводилися при знижених густинах енергії і для створення первинної плазми, що заповнювала розрядний проміжок, використовувалось джерело з катодом розжарення (термокатод).

Моделювання стаціонарного режиму СППР проводилося наступним чином. На тигель з речовиною, що випаровується, подавався позитивний, відносно заземленою камери, потенціал до 1 кВ. Якісний розподіл потенціалу поблизу поверхні тигля наведено на рис. 5.34.



1 – тигель з речовиною, що випаровується; 2 – густа приелектродна плазма

Рис. 5.34. Якісний розподіл потенціалу поблизу поверхні тигля

У цьому випадку біля поверхні тигля формувався шар об'ємного заряду з падінням потенціалу φ_{t1} , де прискорювалися електрони первинної плазми, і формувався електронний пучок, що розігрівав тигель. По мірі розігріву тигля з'являвся потік нейтральних атомів речовини, що випаровується, частина з яких іонізувалася електронним ударом. Народжені іони прискорювалися електричним полем шару назустріч електронам, з'являвся біполярний струм. Як тільки швидкість генерації іонів біля поверхні тигля досягала такої величини, що число народжених частинок перевищувало число частинок, що йдуть через шар, то між шаром просторового заряду і поверхнею тигля виникав шар густої приелектродної плазми. Початковий шар негативного об'ємного заряду φ_{t1} перетворювався на подвійний електричний шар φ_{t2} на фронті цієї густої плазми. При розширенні (за рахунок газокінетичного тиску) густої приелектродної плазми подвійний шар «віджимався» від поверхні тигля, що супроводжувалося збільшенням струму через шар внаслідок зростання його поверхні. Таке розширення відбувалося аж до порушення умов існування подвійного шару. Зі зникненням шару зникав електронний пучок, припинявся нагрів тигля і формування густої приелектродної плазми. Після розвалу густої плазми біля тигля знову формувався шар заряду з падінням потенціалу φ_{t1} і весь процес повторювався. Таким чином, був реалізований режим СППР в стаціонарній системі при зниженій густині енергії.

При проведенні досліджень з моделювання стаціонарного режиму СППР було виявлено цікаве явище. Спочатку передбачалося, що необхідною умовою існування шару біля поверхні тигля було те, що струм на тигель повинен бути менше струму джерела первинної плазми. При перевищенні цієї величини шар повинен зникнути. Однак в результаті експериментів було встановлено, що струм на тигель при утворенні густої приелектродної плазми може в кілька разів (в 3-6 разів) перевищувати розрядний струм джерела первинної плазми. І це було досить несподівано, оскільки, на перший погляд здавалося, що порушується баланс струмів: з плазми на

тигель витягувався електричний струм в кілька разів більший, ніж електричний струм, який надходив в плазму з термокатада, що явно помітно з наведених на рис. 5.35 осцилограм параметрів системи. Видно, що при розрядному струмі джерела первинної плазми (струм термокатада) $I_d = 1$ А ($V_d = 100$ В) струм на тигель I_t в максимумі досягає 4 А. Напруга на тиглі при цьому становить $V_t = 224$ В.

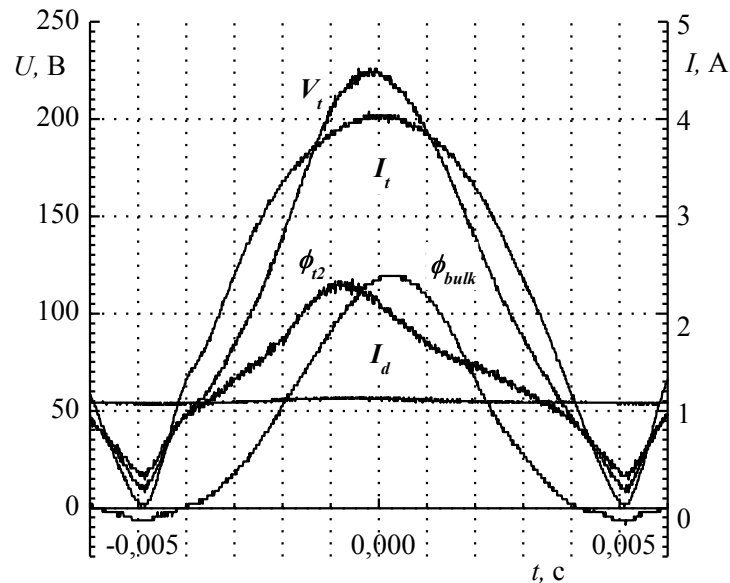


Рис. 5.35. Осцилограми напруги V_t і струму I_t тигля, пристіночного падіння потенціалу ϕ_{bulk} , падіння потенціалу у тигля ϕ_{t2} і струму джерела первинної плазми I_d

При дослідженні динаміки розподілу потенціалу в вакуумній камері було встановлено, що при перевищенні струму на тигель ($I_t > I_d$) відбувається перерозподіл напруги, що підводиться до тигля, V_t між шаром у тигля ϕ_{t2} і шаром у стінки камери ϕ_{bulk} (рис. 5.35). Якщо струм на тигель менше струму джерела плазми ($I_t < I_d$), то вся прикладена до тигля позитивна напруга зосереджена в шарі у тигля, а біля стінки є лише невелике ($\phi_{bulk} \sim T_d/e$) негативне падіння потенціалу. Коли струм на тигель досягає величини струму плазмового джерела ($I_t \approx I_d$), потенціал плазми порівнюється з потенціалом стінки. При подальшому збільшенні струму на тигель у стінки з'являється позитивне падіння потенціалу, яке підвищується по мірі

зростання струму на тигель. Таким чином, надлишковий струм тигля обумовлений іонним струмом на стінку камери, і цей іонний струм в кілька разів перевищує струм джерела первинної плазми.

Величина цього іонного струму визначається, в основному, ефективністю генерації іонів джерелом первинної плазми. При високій ефективності генерації (коли один електрон в середньому народжує кілька іонів) позитивне падіння потенціалу в пристіночному шарі φ_{bulk} відносно невелике і практично вся прикладена до тиглю напруга зосереджена в шарі у тигля. Так, при струмі тигля $I_t = 3$ А ($I_t / I_d = 3$) (рис. 5.35) пристіночне падіння потенціалу складає $\varphi_{bulk} \sim 25$ В, що становить 25% від прикладеної до тигля напруги. Але при $I_t = 4$ А ($I_t / I_d = 4$) пристіночне падіння потенціалу підвищується до 120 В, перехоплюючи 54% прикладеної до тигля напруги. Це свідчить про те, що тут вже не вистачає генерації іонів джерелом плазми для покриття надлишкового струму тигля. В цьому випадку система змушена перебудуватися таким чином, щоб компенсувати нестачу генерації іонів за рахунок збудження додаткового розряду (несамостійного тліючого розряду) між стінкою камери і тиглем. Стінка камери починає грати роль катода несамостійного тліючого розряду з прикатодним падінням потенціалу достатнім для збільшення генерації іонів. Іншими словами, при нестачі іонів для підтримки надлишкового струму система передає частину енергії, що підводиться для нагрівання тигля, на збільшення генерації іонів.

На рис.5.37 білими крапками показана залежність пристіночного падіння потенціалу відносно напруги на тиглі φ_{bulk} / V_t від величини струму тигля по відношенню до струму джерела плазми I_t / I_d . Видно, що φ_{bulk} / V_t практично лінійно зростає зі збільшенням відношення I_t / I_d . При $I_t / I_d < 1$ потенціал простору φ_{bulk} має від'ємні значення. Це пояснюється більшою, в порівнянні з іонами, електронною рухливістю. Подвійний шар в цьому випадку відсутній. У точці $I_t / I_d = 1$ порушуються класичні умови перенесення заряджених частинок, і з'являється подвійний шар на фронті густої приелектродної плазми. З появою густої плазми виникає додаткове джерело генерації іонів.

Можна виділити три характерні засоби генерації іонів при збільшенні I_t / I_d . При $I_t / I_d < 1$ – генерація іонів джерелом первинної плазми. При $I_t / I_d \sim 1$ підключається генерація іонів поблизу тигля (формування густої приелектродної плазми). Ці іони за допомогою подвійного шару прискорюються від тигля до стінки камери. При $I_t / I_d \gg 1$ в процес генерації включається третій механізм – генерація іонів у всьому об'ємі камери в умовах розвитку несамостійного тліючого розряду.

З метою чіткого виділення третього механізму генерації іонів проводилися порівняльні експерименти, в яких виключався другий механізм генерації (була відсутня густа приелектродна плазма). Для цього замість тигля встановлювався сферичний електрод, на який, як і в попередньому випадку, подавався позитивний, відносно заземленої камери, потенціал. Форма і розміри електрода відповідали формі і розмірам густої плазми, які визначалися за допомогою фотореєстрації. Інші параметри залишалися незмінними. Осцилограми параметрів системи в порівняльному експерименті наведені на рис. 5.36. Основна відмінність полягає в значно більш високому пристіночному падінні потенціалу ϕ_{bulk} . При цьому падіння потенціалу на шарі біля поверхні сферичного електрода має форму меандру з амплітудою ~ 45 В.

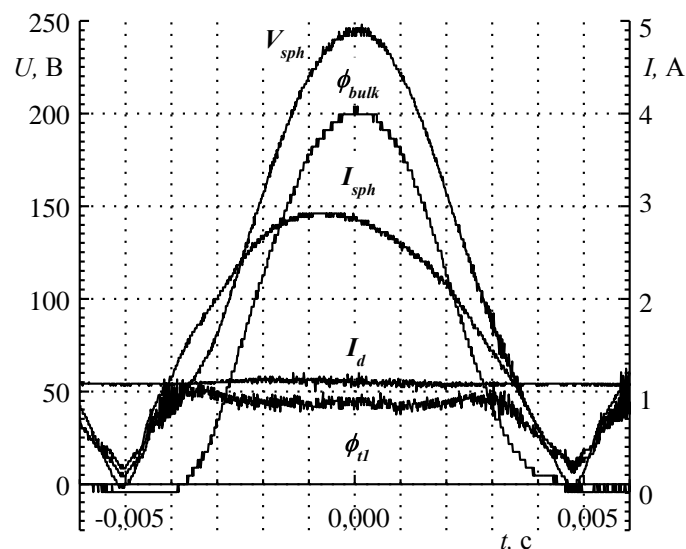


Рис. 5.36. Осцилограми напруги V_{sph} і струму I_{sph} сферичного електрода, пристіночного падіння потенціалу ϕ_{bulk} , падіння потенціалу біля сферичного електрода ϕ_{t2} і струму джерела первинної плазми I_d

Відносна зміна ϕ_{bulk} / V_t від величини струму на сферичний електрод по відношенню до струму джерела первинної плазми I_t / I_d показано чорними крапками на рис. 5.37. Видно, що за відсутності густої приелектродної плазми (другий механізм генерації іонів) система змушена більш гостро реагувати на нестачу іонів – збудження несамостійного тліючого розряду відбувається на більш ранньому етапі (різке зростання відношення ϕ_{bulk} / V_t на рис. 5.37).

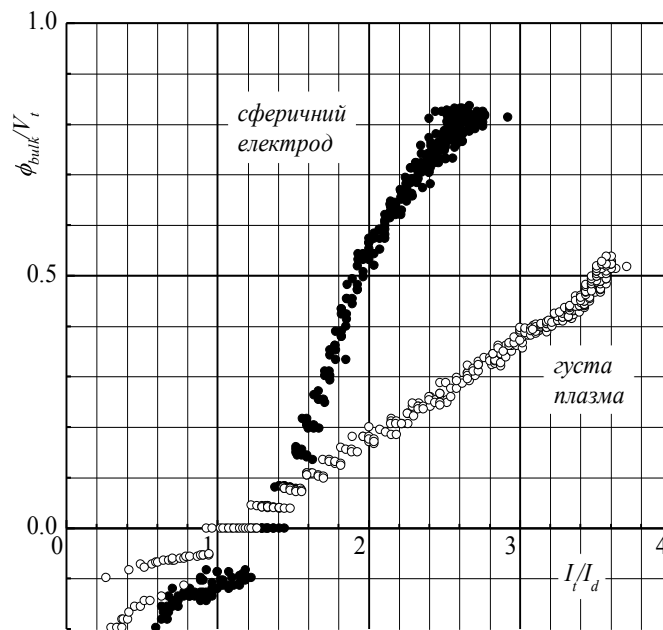


Рис. 5.37. Перерозподіл потенціалу між шарами біля тигля ϕ_t та стінкою ϕ_{bulk} в залежності від відношення струму на тигель до струму джерела плазми I_t / I_d

Таким чином, зважаючи на самоузгодженість системи, формування електронного пучка і генерація густої приелектродної плазми сильно впливають один на одного. Як тільки струм на тигель перевищує струм джерела первинної плазми, з'являється пристіночне падіння потенціалу, яке може досягати половини прикладеної до тигля напруги. Це пов'язано з необхідністю створити додаткову генерацію заряджених частинок в камері. Стінка вакуумної камери починає грати роль катода несамостійного тліючого розряду. Анодом служить тигель. Це дозволяє використовуючи відносно

малопотужне джерело первинної плазми ($I_d = 1\text{--}3\text{ A}$, $V_d = 50\text{ B}$) формувати електронний пучок на тигель зі струмом 4–12 А та енергією до 400 еВ.

З іншого боку, формування пристіночного падіння потенціалу призводить до втрат частини потужності на стінку камери. Енергія електронного пучка при цьому стає менше прикладеної на тигель напруги. Це необхідно враховувати при проведенні технологічних процесів.

Висновки до розділу 5

1. Показано, що в сильнострумовому імпульсному плазмовому діоді з обмеженою робочою поверхнею високовольтного електрода рівень активної потужності, що локально вводиться в розряд в умовах формування в плазмі подвійного шару, може досягати $\sim 100\text{ МВт}$ при накопиченій енергії конденсаторної батареї до 200 Дж. Рівень питомої потужності, що виділяється в розряді біля поверхні високовольтного електрода, може досягати понад 2 ГВт/см^2 .

2. Визначено засоби керування СППР при високій густині енергії, які дозволяють задавати та керувати місцем розташування подвійних шарів в розрядному проміжку та відповідно зонами локального введення енергії в розряд. Це дозволяє значно підвищити рівень активної потужності та енергії, що виділяється в розряді. Відзначено, що підвищення активної потужності розряду у наведених випадках спостерігається на фоні зменшення розрядного струму.

3. Показано, що при зменшенні площі робочої поверхні високовольтного електрода з $0,2\text{ см}^2$ до $0,02\text{ см}^2$ рівень активної потужності розряду збільшується в середньому на 40–50%, а рівень енергії, що виділяється в розряді – в середньому на 80%. Відзначено, що при збільшенні початкового енергозапасу конденсаторної батареї при діаметрі електрода 5 мм питома енергія, що виділяється в розряді, майже не змінюється

(коливання в межах 10%), а при діаметрі електрода 1,5 мм – зменшується до 30%.

4. Визначено, що часткове контрагування плазмового каналу діелектричною вставкою дозволяє збільшити рівень активної потужності розряду в середньому на 40%, а рівень енергії, що виділяється в розряді – на 50–60%. Це пов'язано з тим, що більш висока ефективність введення потужності в розряд, при частковому контрагуванні плазмового каналу діелектричною вставкою, відбувається за рахунок формування додаткового подвійного шару поблизу отвору вставки.

5. Показано, що використання зовнішнього магнітного поля величиною до 0,1 Тл, що створюється системою на постійних кільцевих магнітах, дозволяє впливати на динаміку розряду та збільшити активну потужність розряду. Найбільше збільшення потужності спостерігається у випадку, коли торець високовольтного електрода розташовано в мінімумі магнітного поля (при початковому енергозапасі до 90 Дж) та точці інверсії магнітного поля (при початковому енергозапасі понад 90 Дж). Пов'язане це з тим, що оскільки вплив зовнішнього постійного магнітного поля відбувається на високовольтній стадії розряду і впливає на первинну плазму, то в силу своїх діаманітних властивостей, плазма витісняється в область з меншим магнітним полем і концентрується поблизу точки інверсії. При цьому задається місце формування подвійного шару та локального введення енергії в розряд.

6. Проведено експериментальне фізичне моделювання формування подвійного електричного шару об'ємного заряду в плазмовій електронно-променевої системі, яке продемонструвало можливість стаціонарного існування СППР. Виявлено ефект перевищення струму електронного пучка над струмом катоду, що пов'язано з перерозподілом напруги в розряді та виникненням в умовах низького тиску несамостійного тліючого розряду.

Результати, представлені у цьому розділі, були опубліковані в наступних статтях та матеріалах наукових конференцій [31-33, 36-43, 45, 48-52].

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі досліджено динаміку самостійного плазмово-пучкового розряду при високій густині енергії в плазмі багаторазово іонізованих атомів олова сильнострумове імпульсного плазмового діода. Основні **результати** та **висновки** дисертаційної роботи полягають у наступному.

1. Проведено експериментальне дослідження самостійного плазмово-пучкового розряду при густині плазми понад 10^{16} см⁻³ та питомій потужності понад 2 ГВт/см². Встановлено, що існування СППР за умов великої густини енергії забезпечується за рахунок багаторазової іонізації атомів у плазмі. Якщо для багаторазової іонізації атомів недостатньо енергії, існування СППР обумовлено нейтральною компонентою, що поступає в плазму.

2. Показано, що в сильнострумове імпульсному плазмовому діоді з обмеженою робочою поверхнею високовольтного електрода рівень активної потужності, що локально вводиться в розряд, за умов формування в плазмі подвійного шару об'ємного заряду, може досягати ~ 100 МВт при початковому запасі енергії конденсаторної батареї до 200 Дж. Зважаючи на обмежену робочу поверхню високовольтного електрода густина енергії, що виділяється біля нього, може досягати ~ 6 ГВт/см².

3. Встановлено, що наведені в роботі засоби керування СППР в умовах високих густин енергії, за рахунок зменшення площі робочої поверхні високовольтного електрода, часткового контрагування плазмового каналу та використання зовнішнього постійного магнітного поля відносно невеликої величини (до 0,1 Тл), можливо керувати параметрами та місцем розташування подвійного шару в розрядному проміжку. Для всіх трьох засобів керування розрядом спостерігається збільшення активної потужності та енергії, що виділяється в розряді, на фоні зменшення розрядного струму.

4. Розроблено оригінальну методику розрахунку активної напруги та активної потужності сильнострумового імпульсного розряду мікросекундного діапазону. Визначено принципові особливості, які необхідно враховувати при розрахунках. Для індукційного датчика струму, що використовується в роботі, отримано вираз для відновлення дійсного сигналу розрядного струму по сигналу, що спостерігається з датчика струму. Виконана програмна реалізація цієї методики, яка дає можливість досить швидко та з мінімальною похибкою визначати динаміку активної потужності розряду по осцилограмі розрядного струму.

5. Проведено теоретичні та експериментальні дослідження нестационарних подвійних електричних шарів об'ємного заряду в плазмі сильнострумового імпульсного розряду з урахуванням ємнісної складової струму. У квазі-МГД наближенні отримано вираз для ємності сильного подвійного електричного шару об'ємного заряду в плазмі та інтегро-диференціальне рівняння для знаходження ємнісної складової струму подвійного шару. Показано, що ємність подвійного шару зменшується з ростом напруги на шарі. Так, при збільшенні падіння напруги на шарі з 10^2 В до 10^4 В питома потужність шару зменшується в 10^3 раз. Проведені чисельні розрахунки показали гарний збіг розрахункової кривої ємнісної складової струму подвійного шару з експериментально отриманими верифікаційними точками.

6. Проведено фізичне моделювання формування подвійного електричного шару об'ємного заряду в плазмовій електронно-променевої системі при зменшеній густині енергії, яке продемонструвало стаціонарність існування СППР. Виявлено ефект перевищення струму електронного пучка над струмом джерела первинної плазми, що пов'язано з перерозподілом напруги в розряді та виникненням за умов низького тиску несамостійного тліючого розряду.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Сейсян Р. Нанолитография в микроэлектронике (Обзор) // Журнал технической физики. 2011. Т. 81, № 8. С. 1–14.
2. Bayer A. et al. Applications of compact laser-driven EUV/XUV plasma sources // X-Ray Optics and Instrumentation. 2010. Vol. 2010. P. 1–9.
3. Attwood D., Sakdinawat A. X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications. Cambridge University Press, 2017. 652 p.
4. Lebert R. et al. Status of EUV-lamp development and demonstration of applications // Emerging Lithographic Technologies VIII. Proceedings of SPIE. 2004. Vol. 5374. P. 943–953.
5. Wu B., Kumar A. Extreme ultraviolet lithography: A review // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena. 2007. Vol. 25. P. 1743–1761.
6. Анчуткин В., Бельский А., Гущин О. EUV-наноитография. Проблемы и перспективы развития // Фотоника. 2010. № 1. С. 10–15.
7. Wu B., Kumar A. Extreme ultraviolet lithography and three dimensional integrated circuit – A review // Applied Physics Reviews. 2014. Vol. 1. P. 011104 (15).
8. Kim S.S. et al. Progress in EUV lithography toward manufacturing // Proceedings of SPIE. 2017. Vol. 10143. P. 1014306-(1–10).
9. Bakshi V. EUV Lithography. SPIE Publications, 2018. 758 p.
10. Fomenkov I., Schafgans A., Brandt D. Laser-Produced Plasma Sources for High-Volume-Manufacturing EUV Lithography // Synchrotron Radiation News. 2019. Vol. 32, No. 4. P. 3–8.
11. Versolato O.O. Physics of laser-driven tin plasma sources of EUV radiation for nanolithography // Plasma Sources Science and Technology. 2019. Vol. 28, No. 8. P. 083001 (16).

12. Torretti F. et al. Spectral characterization of an industrial EUV light source for nanolithography // *Journal of physics D: applied physics*. 2019. Vol. 53, No. 5. P. 055204 (7).
13. Fu N., Liu Y., Ma X., Chen Z. EUV Lithography: State-of-the-Art Review // *Journal of Microelectronic Manufacturing*. 2019. Vol. 2. P. 19020202 (14).
14. Lio A. EUV Photoresists: A Progress Report and Future Prospects // *Synchrotron Radiation News*. 2019. Vol. 32, No. 4. P. 9–14.
15. Banyay M., Juschkin L. Table-top reflectometer in the extreme ultraviolet for surface sensitive analysis // *Applied Physics Letters*. 2009. Vol. 94. P. 063507 (3).
16. Laban D.E. et al. Extreme Ultraviolet Interferometer Using High-Order Harmonic Generation from Successive Sources // *Physical review letters*. 2012. Vol. 109, Iss. 26. P. 263902 (5).
17. Juschkin L. et al. EUV Dark-Field Microscopy for Defect Inspection // *AIP Conference Proceedings*. 2011. Vol. 1365. P. 265–268.
18. Brizuela F. et al. Imaging at the Nanoscale With Practical Table-Top EUV Laser-Based Full-Field Microscopes // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2012. Vol. 18, Iss. 1. P. 434–442.
19. Rakhimova T.V. et al. Low-k films modification under EUV and VUV radiation // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2013. Vol. 47, No. 2. P. 025102 (14).
20. Assoufid L. et al. Compact X-ray and extreme-ultraviolet light sources // *Optics and Photonics News*. 2015. Vol. 26, Iss. 7. P. 40–47.
21. Ul Ahad I. et al. Surface modification of polymers for biocompatibility via exposure to extreme ultraviolet radiation // *Journal of Biomedical Materials Research Part A*. 2014. Vol. 102, Iss. 9. P. 3298–3310.
22. Gonzalez M.G., Oliveros E., Wörner M., Braun A.M. Vacuum-ultraviolet photolysis of aqueous reaction systems // *Journal of Photochemistry and Photobiology C: Photochemistry Reviews*. 2004. Vol. 5, Iss. 3. P. 225–246.

23. Fiedorowicz H. et al. Compact laser plasma EUV source based on a gas puff target for metrology applications // *Journal of Alloys and Compounds*. 2005. Vol. 401, Iss. 1-2. P. 99–103.
24. Гасанов С.К., Ястребинский Р.Н., Павленко В.И. Использование вакуумного ультрафиолета для уменьшения шероховатости поверхности полимерных композитов // *Успехи современного естествознания*. 2015. № 10. С. 11–14.
25. Луценко Е.И., Серeda Н.Д., Целуйко А.Ф., Бизюков А.А. Сильноточный двойной слой на фронте плазмы катодных пятен // *Письма в ЖТФ*. 1984. Т. 10, № 22. С. 1349–1353.
26. Луценко Е.И., Серeda Н.Д., Целуйко А.Ф., Бизюков А.А. Исследование начальной стадии формирования плазменно-пучкового разряда в плазменном диоде // *УФЖ*. 1986. Т. 31, № 3. С. 375–381.
27. Луценко Е.И., Серeda Н.Д., Целуйко А.Ф. Самостоятельный плазменно-пучковый разряд // *Письма в ЖТФ*. 1987, Т. 13, № 5. С. 294–298.
28. Луценко Е.И., Серeda Н.Д., Целуйко А.Ф., Бизюков А.А. Динамические характеристики самостоятельного плазменно-пучкового разряда // *УФЖ*. 1988. Т. 33, № 5. С. 730–736.
29. Луценко Е.И., Серeda Н.Д., Целуйко А.Ф. Динамические двойные слои в сильноточных плазменных диодах // *ЖТФ*. 1988. Т. 58, № 7. С. 1299–1309.
30. Целуйко А.Ф. и др. Формирование интенсивных электронных пучков в протяженном плазменном диоде с металлогидридным инжектором предварительной плазмы // *Физическая инженерия поверхности*. 2003. Т. 1, № 3-4. С. 319–328.
31. Misiura I.N., Girka I.A., Azarenkov N.A., Borgun Ie.V., **Hrechko Ya.O.**, Hryhorenko A.V., Dimitrova V.D., Raybchikov D.L., Sereda I.N., Tseluyko A.F. Features of electron beam evaporation under surface electron beam formation // *Problems of Atomic Science and Technology*. Series: “Plasma physics”. 2014. №6 (94). P. 149–152.

32. **Hrechko Ya.O.**, Azarenkov N.A., Dimitrova V.D., Borgun Ie.V., Raybchikov D.L., Sereda I.N., Hryhorenko A.V., Tseluyko A.F. Dynamics of EUV-radiation from the partially contracted plasma diode // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma physics". 2015. №1 (95). P. 190–193.
33. **Hrechko Ya.O.**, Azarenkov N.A., Babenko Ie.V., Raybchikov D.L., Vusyk N.N., Tseluyko A.F. Anisotropy of radiation from dense plasma of multiply ionized atoms // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration". 2015. №4 (98). P. 32–35.
34. **Hrechko Ya.O.**, Azarenkov N.A., Babenko Ie.V., Raybchikov D.L., Sereda I.N., Shovkun M.A., Tseluyko A.F. Features of active power definition in high-current pulsed discharge // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma physics". 2016. №6 (106). P. 48–51.
35. **Hrechko Ya.O.**, Azarenkov N.A., Babenko Ie.V., Raybchikov D.L., Sereda I.N., Shovkun M.A., Tseluyko A.F. The capacitive component of double layer current in plasma // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma physics". 2017. №1 (107). P. 219–222.
36. **Hrechko Ya.O.**, Azarenkov N.A., Tseluyko A.F., Babenko Ie.V., Raybchikov D.L., Sereda I.N. Self-Sustained Plasma-Beam Discharge at High Energy Density // IEEE Transactions on Plasma Science. 2018. Vol. 46, No. 10. P. 3541–3546.
37. **Hrechko Ya.O.**, Azarenkov N.A., Babenko Ie.V., Raybchikov D.L., Sereda I.N., Boloto D.A., Tseluyko A.F. Electrodes dimensions effect on the self-sustained plasma-beam discharge power // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration". 2018. №4 (116). P. 156–159.
38. **Hrechko Ya.O.**, Azarenkov N.A., Babenko Ie.V., Raybchikov D.L., Sereda I.N., Boloto D.A., Tseluyko A.F. Effect of the external magnetic field on the dynamics and power of the self-sustained plasma-beam discharge //

- Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma Physics". 2018. №6 (118). P. 198–201.
39. **Hrechko Ya.O.**, Azarenkov N.A., Tseluyko A.F., Raybchikov D.L., Sereda I.N. Methods for control the self-sustained plasma-beam discharge at high energy density power // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration". 2019. №4 (122). P. 151–154.
40. Misiura I.N., Girka I.A., Azarenkov N.A., Borgun Ie.V., **Hrechko Ya.O.**, Hryhorenko A.V., Dimitrova V.D., Raybchikov D.L., Sereda I.N., Tseluyko A.F. Features of electron beam evaporation under surface electron beam formation // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop «Nano- and micro-sized structures in plasmas», 15–18 Sept. 2014. : abstr. Kharkiv, 2014. P. 119.
41. **Hrechko Ya.O.**, Azarenkov N.A., Dimitrova V.D., Borgun Ie.V., Raybchikov D.L., Sereda I.N., Hryhorenko A.V., Tseluyko A.F. Dynamics of EUV-radiation from the partially contracted plasma diode // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop «Nano- and micro-sized structures in plasmas», 15–18 Sept. 2014. : abstr. Kharkiv, 2014. P. 132.
42. **Гречко Я.О.**, Азаренков Н.А., Бабенко Е.В., Рябчиков Д.Л., Вусык Н.Н., Целуйко А.Ф. Приповерхностное формирование интенсивных электронных пучков в системе электронно-лучевого испарения // ІЕФ-2015 : Міжнар. конф. молодих учених і аспірантів, 18–22 трав. 2015 р. : матеріали конф. Ужгород, 2015. С. 92–93.
43. **Гречко Я.О.**, Азаренков Н.А., Бабенко Е.В., Рябчиков Д.Л., Середка І.М., Вусик М.М., Целуйко О.Ф. Збільшення ефективності конверсії в плазмових джерелах ультрафіолетового випромінювання // Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу – 2015, 22–23 верес. 2015 р. : матеріали конф. Київ, 2015. С. 14.

44. **Hrechko Ya.O.**, Azarenkov N.A., Tseluyko A.F. Active power dynamics in limited plasma diode // Towards Fusion Energy : 13th Kudowa Summer School, 13–17 June 2016. : contrib. Kudowa-Zdroj, 2016. P. 69–73.
45. **Hrechko Ya.O.**, Azarenkov N.A., Babenko Ie.V., Raybchikov D.L., Tseluyko A.F. Using of high-current limited plasma diode for high-gradient influence on solids // 27th Symposium on Plasma Physics and Technology, 20–23 June 2016. : Plasma Physics and Technology. Vol. 3, Iss. 1. Prague, 2016. P. 50.
46. **Hrechko Ya.O.**, Azarenkov N.A., Babenko Ie.V., Raybchikov D.L., Sereda I.N., Shovkun M.A., Tseluyko A.F. Features of active power definition in high-current pulsed discharge // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 12–15 Sept. 2016. : abstr. Kharkiv, 2016. P. 51.
47. Shovkun M.A., **Hrechko Ya.O.**, Azarenkov N.A., Babenko Ie.V., Raybchikov D.L., Sereda I.N., Tseluyko A.F. Capacitive component of double layer current in plasma // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 12–15 Sept. 2016. : abstr. Kharkiv, 2016. P. 53.
48. **Гречко Я.О.**, Азаренков М.О., Литовченко С.В., Бабенко Є.В., Рябчиков Д.Л., Каширин А.В., Целуйко О.Ф. Подвійний електричний шар як засіб інтенсивного впливу на поверхню твердого тіла // ІЕФ-2017 : Міжнар. конф. молодих учених і аспірантів, 23–26 трав. 2017 р. : матеріали конф. Ужгород, 2017. С. 86–87.
49. **Hrechko Ya.**, Azarenkov N., Tseluyko A., Babenko Ie., Ryabchikov D., Sereda I., Kashirin A. The efficiency of the pulsed power input in the limited plasma diode // 2017 IEEE 21st International Conference on Pulsed Power (PPC). Brighton, 2017. P. 1–4.
50. **Hrechko Ya.O.**, Azarenkov N.A., Babenko Ie.V., Ryabchikov D.L., Sereda I.N., Kashirin A.V., Tseluyko A.F. Plasma pinch stabilization in high-current pulsed plasma diode for direction EUV radiation generation //

Electronics and Applied Physics : XIII Internat. Sci. Conf., 24–27 Oct. 2017. : Proc. of the XIII Internat. Sci. Conf. “Electronics and Applied Physics”. Kyiv, 2017. P. 155–156.

51. **Гречко Я.О.**, Azarenkov N.A., Babenko Ie.V., Ryabchikov D.L., Sereda I.N., Boloto D.A., Tseluyko A.F. Effect of the external magnetic field on the dynamics and power of the self-sustained plasma-beam discharge // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 10–13 Sept. 2018. : abstr. Kharkiv, 2018. P. 119.
52. **Гречко Я.О.**, Азаренков М.О., Рябчиков Д.Л., Середя І.М., Целуйко О.Ф. Методи керування самостійним плазмово-пучковим розрядом при високій густині енергії // ІЕФ-2019 : Міжнар. конф. молодих вчених та аспірантів, 21–24 трав. 2019 р. : матеріали конф. Ужгород, 2019. С. 134–135.
53. Takaki K., Katsuki S. Industrial applications of pulsed power technology // IEEJ Transactions on Fundamentals and Materials. 2009. Vol. 129, Iss. 2. P. 62–65.
54. Sadowski M.J., Scholz M. Important issues in high-current plasma experiments of the Z-pinch type // Nukleonika. 2012. Vol. 57(1). P. 11–24.
55. Bennett N. et al. Development of the dense plasma focus for short-pulse applications // Physics of Plasmas. 2017. Vol. 24. P. 012702-(1–10).
56. Zhang Y. et al. Sustained Neutron Production from a Sheared-Flow Stabilized Z Pinch // Physical Review Letters. 2019. Vol. 122, Iss. 13. P. 135001-(1–6).
57. Haines M.G. A review of the dense z-pinch // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2011. Vol. 53, No. 9. P.093001:1–168.
58. Burdiak G.C. et al. Cylindrical liner Z-pinch experiments for fusion research and high-energy-density physics // Journal of Plasma Physics. 2015. Vol. 81, Iss. 3. P. 1–20.
59. Wessel F.J. et al. Fusion in a staged Z-pinch // AIP Conference Proceedings. 2016. Vol. 1721. P. 060002-(1–14).

60. Offermann D.T. et al. Transition from Beam-Target to Thermonuclear Fusion in High-Current Deuterium Z-Pinch Simulations // *Physical Review Letters*. 2016. Vol. 116, Iss. 19. P. 195001-(1–5).
61. Lebert R. et al. Pinch plasmas as intense EUV sources for laboratory applications // *Optical and quantum electronics*. 1996. Vol. 28, Iss. 3. P. 241–259.
62. Hassan S.M., Lee P. Pulsed Plasma Sources for X-ray Microscopy and Lithography Applications // *Plasma Science and Technology for Emerging Economies*. Springer, Singapore, 2017. P. 269–292.
63. Рябчиков А. Ускорители заряженных частиц и другие излучательные установки НИИЯФ и их использование в науке и технологиях // *Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов*. 2000. Т. 303, №. 1. С. 17–43.
64. Hamm R.W., Hamm M.E. Industrial accelerators and their applications. World Scientific, 2012. 436 p.
65. Budin A.V. et al. An Experimental Stand for Studying a High-Current Discharge in a Dense Gas // *Instruments and Experimental Techniques*. 2006. Vol. 49, No. 4. P. 549–552
66. Карпов И.В., Ушаков А.В., Федоров Л.Ю., Лепешев А.А. Метод получения нанодисперсных материалов в плазме импульсного дугового разряда низкого давления // *Журнал технической физики*. 2014. Т. 84, № 4. С. 93–97.
67. Кесаев И.Г. Катодные процессы электрической дуги. Москва: Наука, 1968. 244 с.
68. Грановский В.Л. Электрический ток в газах. Установившийся ток. Москва: Наука, 1971. 543 с.
69. Казаков А.В., Медовник А.В., Бурдовицин В.А., Окс Е.М. Особенности функционирования дугового разряда в форвакуумном плазменном источнике электронов // *Журнал технической физики*. 2015. Т. 85, № 2. С. 55–58.

70. Волков Е.Д., Перепелкин П.Ф., Супруненко В.А., Сухомлин Е.А. Коллективные явления в токонесущей плазме. Київ: Наук. думка, 1979. 186 с.
71. Луценко Е.И., Серeda Н.Д., Концевой Л.М. Исследование ограничения тока в сильноточном разряде // ЖЭТФ. 1975. Т. 69, № 6 (12). С. 2067–2078.
72. Луценко Е.И., Серeda Н.Д., Концевой Л.М. Двойные электрические слои в прямом разряде // ЖТФ. 1975. Т. 45, № 4. С. 789–796.
73. Луценко Е.И., Серeda Н.Д., Концевой Л.М. Исследование образования слоев объемного заряда в плазме // Физика плазмы. 1976. Т. 2, № 1. С. 72–81.
74. Луценко Е.И., Серeda Н.Д., Димитрова В.Д. Механизмы неустойчивости сильноточного прямого разряда при низком давлении газа // Физика плазмы. 1984. Т. 10, № 1. С. 151–163.
75. Langmuir I. The interaction of electron and positive ion space charge of cathode sheath // Phys. Rev. 1929. Vol. 33, No. 4. P. 954–992.
76. Лебедев П.М. и др. Теория плазменно-пучкового разряда // Физика плазмы. 1976. Т.2, № 3. С. 407–413.
77. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1988. 304 с.
78. Quon B.H., Wong A.Y. Formation of potential double layers in plasmas // Physical Review Letters. 1976. Vol. 37, Iss. 21. P. 1393–1397.
79. Levine J.S., Ilic D.B., Crawford F.W. Laboratory observations of plasma double-layers // Journal of Geomagnetism and Geoelectricity. 1978. Vol. 30, No. 4. P. 461–462.
80. Block L.P. A double layer review // Astrophysics and Space Science. 1978. Vol. 55, Iss. 1. P. 59–83.
81. Carlqvist P. Some Theoretical Aspects of Electrostatic Double Layers // Wave Instabilities in Space Plasmas. 1979. P. 83–108.
82. Leung P., Wong A.Y., Quon B.H. Formation of double layers // Physics of Fluids. 1980. Vol. 23. P. 992–1004.

83. Torven S. Formation of Double Layers in Laboratory Plasmas // *Wave Instabilities in Space Plasmas*. 1979. P. 109–128.
84. Singh N. Double layer formation // *Plasma Physics*. 1982. Vol. 24, No. 6. P. 639–660.
85. Coakley P., Hershkowitz N., Hubbard R., Joyce G. Experimental observations of strong double layers // *Physical Review Letters*. 1978. Vol. 40, Iss. 4. P. 230–233.
86. Baker K.D., Singh N., Block L.P. et al. Studies of strong laboratory double layers and comparison with computer simulation // *Journal of Plasma Physics*. 1981. Vol. 26, Iss. 1. P. 1–27.
87. Hershkowitz N. et al. Weak double layers // *Plasma Physics*. 1981. Vol. 23, No. 10. P. 903–925.
88. Carlqvist P. On the physics of relativistic double layers // *Astrophysics and Space Science*. 1982. Vol. 87. P. 21–39.
89. Липеровский В.А., Пудовкин М.И. Аномальное сопротивление и двойные слои в магнитосферной плазме. Москва: Наука, 1983. 180 с.
90. Raadu M.A. The physics of double layers and their role in astrophysics // *Physics Reports*. 1989. Vol. 178, Iss. 2. P. 25–97.
91. Smith R.A. Vlasov Simulation of Plasma Double Layers // *Physica Scripta*. 1982. Vol. 25, No. 2. P. 413–415.
92. Bernstein I.B., Greene J.M., Kruskal M.D. Exact nonlinear plasma oscillations // *Physical Review*. 1957. Vol. 108, Iss. 3. P. 546–550.
93. Torven S. Modified Korteweg-de Vries equation for propagating double layers in plasmas // *Physical Review Letters*. 1981. Vol. 47, Iss. 15. P. 1053–1056.
94. Levine J.S., Crawford F.W. A fluid description of plasma double-layers // *J. Plasma Physics*. 1980. Vol. 3, Iss. 2. P. 223–247.
95. Stangeby P.C., Allen J.E. Current limitation in mercury vapour discharges II. Experiment // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1973. Vol. 6, No. 2. P. 224–242.

96. Sato N. et al. Ultrastrong stationary double layers in a nondischarge magnetoplasma // *Physical review letters*. 1981. Vol. 46, Iss. 20. P. 1330–1333.
97. Albert R.D., Lindstrom P.J. Auroral-particle precipitation and trapping caused by electrostatic double layers in the ionosphere // *Science*. 1970. Vol. 170, Iss. 3965. P. 1398–1401.
98. Alfvén H., Carlqvist P. Currents in the solar atmosphere and a theory of solar flares // *Solar Physics*. 1967. Vol. 1, Iss. 2. P. 220–228.
99. Andersson D. Measurements of electron energy distributions in front of and behind a stationary plasma sheath // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1977. Vol. 10, No. 12. P. 1549–1556.
100. Torvén S., Babic M. Current chopping space charge layers in a low pressure arc plasma // *Phenomena in ionized gases*. 1975. 124 p.
101. Andersson D. Double layer formation in a magnetised laboratory plasma // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1981. Vol. 14, No. 8. P. 1403–1418.
102. Torven S. High-voltage double layers in a magnetised plasma column // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1982. Vol. 15, No. 10. P. 1943–1949.
103. Незлин М.В. О двойных слоях с виртуальным катодом и неустойчивостях системы пучок-плазма // *Физика плазмы*. 1981. Т. 7, №. 5. С. 1048–1054.
104. Iizuka S., Saeki K., Sato N., Hatta Y. Buneman instability, Pierce instability, and double-layer formation in a collisionless plasma // *Physical Review Letters*. 1979. Vol. 43, Iss. 19. P. 1404–1407.
105. Sato T., Okuda H. Ion-acoustic double layers // *Physical Review Letters*. 1980. Vol. 44, Iss. 11. P. 740–743.
106. Sato T., Okuda H. Numerical simulations on ion acoustic double layers // *Journal of Geophysical Research*. 1981. Vol. 86, Iss. A5. P. 3357–3368.
107. Hudson M.K., Lysak R.L., Mozer F.S. Magnetic field-aligned potential drops due to electrostatic ion cyclotron turbulence // *Geophysical Research Letters*. 1978. Vol. 5, Iss. 2. P. 143–146.

108. Charles C. A review of recent laboratory double layer experiments // *Plasma Sources Science and Technology*. 2007. Vol. 16, No. 4. P. 1–25.
109. Singh N. Current-free double layers: A review // *Physics of Plasmas*. 2011. Vol. 18, Iss. 12. P. 122105 (24).
110. Petraconi G., Maciel H.S. Formation of electrostatic double-layers and electron-holes in a low pressure mercury plasma column // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2003. Vol. 36, No. 22. P. 2798–2805.
111. Гусейнов Т.Х. и др. Функция распределения и баланс числа электронов в двойном слое дугового разряда в парах ртути // *Теплофизика высоких температур*. 2018. Т. 56, № 3. С. 323–328.
112. Charles C., Boswell R. Current-free double-layer formation in a high-density helicon discharge // *Applied Physics Letters*. 2003. Vol. 82, Iss. 9. P. 1356–1358.
113. Charles C., Boswell R.W. Time development of a current-free double-layer // *Physics of plasmas*. 2004. Vol. 11, No. 8. P. 3808–3812.
114. Andersson L., Ergun R.E. The Search for Double Layers in Space Plasmas // *Auroral Phenomenology and Magnetospheric Processes: Earth And Other Planets*. 2012. Vol. 197. P. 241–249.
115. Boswell R.W., Marsch E., Charles C. The Current-Free Electric Double Layer in a Coronal Magnetic Funnel // *The Astrophysical Journal Letters*. 2006. Vol. 640, No. 2. P. 199–202.
116. Aanesland A., Lieberman M.A., Charles C., Boswell R.W. Experiments and theory of an upstream ionization instability excited by an accelerated electron beam through a current-free double layer // *Physics of plasmas*. 2006. Vol. 13. P. 122101 (10).
117. Chen F.F. Physical mechanism of current-free double layers // *Physics of Plasmas*. 2006. Vol. 13, Iss. 3. P. 034502 (3).
118. Goswami K.S., Saharia K., Schamel H. Theory of current-free double layers in plasmas // *Physics of plasmas*. 2008. Vol. 15. P. 062111 (1–6).

119. Tang D., Chu P.K. Anode double layer in magnetized radio frequency inductively coupled hydrogen plasma // *Journal of Applied Physics*. 2003. Vol. 94, No. 3. P. 1390–1395.
120. Альтеркоп Б.А., Дубинова И.Д., Дубинов А.Е. Двойной заряженный слой на границе между стенкой и симметричной плазмой // *Журнал технической физики*. 2007. Т. 77, № 7. С. 63–69.
121. Григорьев В.П., Вагин Е.С., Офицеров В.В. Моделирование двойного электрического слоя в диоде, заполненном плазмой инертных газов // *Известия Томского политехнического университета*. 2008. Т. 313, № 2. С. 67–69.
122. Григорьев В.П., Коваль Т.В., Озур Г.Е. Формирование и транспортировка низкоэнергетических сильноточных электронных пучков в плазмонаполненном диоде во внешнем магнитном поле // *Журнал технической физики*. 2010. Т. 80, № 1. С. 103–109.
123. Дубинов А.Е., Сенилов Л.А. О структуре заряженного приэлектродного слоя в плазме с вырожденными электронами // *Журнал технической физики*. 2010. Т. 80, № 6. С. 46–52.
124. Dimitriu D.G. et al. . Experimental and theoretical investigations of plasma multiple double layers and their evolution to chaos // *Plasma Sources Science and Technology*. 2013. Vol. 22, No. 3. P. 1–11.
125. Сейсян Р. Нанолитография СБИС в экстремально дальнем вакуумном ультрафиолете (Обзор) // *Журнал технической физики*. 2005. Т. 75, № 5. С. 1–13.
126. Banine V.Y., Benschop J.P.H., Werij H.G.C. Comparison of Extreme Ultraviolet Sources for Lithography Applications // *Microelectronic Engineering*. 2000. Vol. 53, Iss. 1-4. P. 681–684.
127. Bakshi V. EUV Sources for Lithography. SPIE Publications. 2006. 1094 p.
128. Hesch K. et al. Extreme ultraviolet (EUV) sources based on synchrotron radiation // PACS2001. Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference. 2001. Vol. 1. P. 654–656.

129. Dattoli G. et al. Extreme ultraviolet (EUV) sources for lithography based on synchrotron radiation // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2001. Vol. 474, Iss. 3. P. 259–272.
130. Tao Y. et al. Dynamic imaging of 13.5 nm extreme ultraviolet emission from laser-produced Sn plasmas // Applied Physics Letters. 2005. Vol. 87. P. 241502 (3).
131. Hayden P. et al. 13.5 nm extreme ultraviolet emission from tin based laser produced plasma sources // Journal of applied physics. 2006. Vol. 99. P. 093302 (4).
132. Rakowski R. et al. Characterization and optimization of the laser-produced plasma EUV source at 13.5 nm based on a double-stream Xe/He gas puff target // Applied Physics B. 2010. Vol. 101, Iss. 4. P. 773–789.
133. Fujimoto J. et al. Laser-produced plasma-based extreme-ultraviolet light source technology for high-volume manufacturing extreme-ultraviolet lithography // Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS. 2012. Vol. 11(2). P. 021111-(1–14).
134. Yoshioka M. et al. Tin DPP Source Collector Module (SoCoMo): Status of Beta products and HVM developments // Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography. Proc. of SPIE. 2010. Vol. 7636. P. 763610 (12).
135. Yoshioka M. et al. Tin LDP Source Collector Module (SoCoMo) ready for integration into Beta scanner // Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography II. Proc. of SPIE. 2011. Vol. 7969. P. 79691G (9).
136. Borisov V.M. et al. EUV sources using Xe and Sn discharge plasmas // Journal of Physics D: Applied Physics. 2004. Vol. 37. P. 3254–3265.
137. Niimi G. et al. Observation of multi-pulse soft x-ray lasing in a fast capillary discharge // Journal of Physics D: Applied Physics. 2001. Vol. 34. P. 2123–2126.
138. Mohanty S.R. et al. A novel fast capillary discharge system emitting intense EUV radiation: Possible source for EUV lithography // Microelectronic Engineering. 2003. Vol. 65, Iss. 1–2. P. 47–59.

139. Frolov O. et al. EUV radiation from nitrogen capillary discharge // International Journal of Modern Physics: Conference Series. 2014. Vol. 32. P. 1460329 (7).
140. Chan L.S., Yap S.L., Wong C.S. EUV Emission of a Pulsed Capillary Discharge // AIP Conference Proceedings. 2011. Vol. 1328. P. 158–160.
141. Kolacek K. et al. EUV radiation of pulse high-current proximity-wallstabilized discharges // X-Ray Lasers 2010. Springer Proceedings in Physics. 2011. P. 263–268.
142. Целуйко А.Ф. и др. Исследование излучения в диапазоне длин волн 12,2... 15,8 нм из плазмы сильноточного импульса плазменного диода // Физика плазмы. 2008. Т. 34, № 11. С.1041–1046.
143. Tseluyko A.F. et al. Dynamics and directions of extreme ultraviolet radiation from plasma of the high-current pulse diode // Problems of atomic science and technology. Series: plasma physics. 2009. № 1 (59). P. 165–167.
144. Целуйко А.Ф. и др. Направленность сверхизлучения из плазмы сильноточного импульсного плазменного диода // Вопросы атомной науки и техники. Серия: плазменная электроника и новые методы ускорения. 2010. №4 (68). С. 66–69.
145. Tseluyko A.F. et al. Influence of plasma nucleus form on radiation orientation in high-current pulse plasma diode // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. 2010. № 6 (70). P. 176–178.
146. Borgun Ie.V. et al. The Formation of a Power Multi- Pulse Extreme Ultraviolet Radiation in the Pulse Plasma Diode of Low Pressure // Acta Polytechnica. 2013. Vol. 53, No. 2. P. 117–122.
147. Borgun I.V. et al. Double electric layer influence on dynamic of EUV radiation from plasma of high-current pulse diode in tin vapor // Physics Letters A. 2013. Vol. 377. P. 307–309.
148. Neklyudov I.M. et al. The powerful pulsed electron beam effect on the metallic surfaces // Вопросы атомной науки и техники. 2001. № 5. P. 191–193.

149. Sadowski M.J. et al. Application of intense plasma-ion streams emitted from powerful PF-type discharges for material engineering // *Physica Scripta*. 2006. Vol. T123. P. 66–78.
150. Hao S. et al. Microstructure evolution occurring in the modified surface of 316L stainless steel under high current pulsed electron beam treatment // *Applied Surface Science*. 2007. Vol. 253, Iss. 12. P. 5349–5354.
151. Красников В.С., Лейви А.Я., Майер А.Е., Яловец А.П. О механизмах сглаживания микрорельефа поверхности мишени при облучении интенсивным потоком заряженных частиц // *Журнал технической физики*. 2007. Т. 77, № 4. С. 41–49.
152. Беломытцев С.Я., Пегель И.В. Физика сильноточных пучков заряженных частиц. Учебное пособие. Томск: Томский политехнический университет, 2008. 115 с.
153. Pimenov V.N. et al. Damage and modification of materials produced by pulsed ion and plasma streams in Dense Plasma Focus device // *Nukleonika*. 2008. Vol. 53(3). P. 111–121.
154. Квасницкий В.В. и др. Применение сильноточного электронного пучка для модификации поверхности железа, нержавеющей стали и жаропрочного сплава // *Электронная обработка материалов*. 2009. № 3. С. 14–20.
155. Шулов В.А., Громов А.Н., Теряев Д.А., Энгелько В.И. Применение сильноточных импульсных электронных пучков для модифицирования поверхности лопаток газотурбинных двигателей. Обзор // *Известия высших учебных заведений. Порошковая металлургия и функциональные покрытия*. 2015. № 1. С. 38–48.
156. Лейви А.Я., Талала К.А., Красников В.С., Яловец А.П. Модификация свойств конструкционных материалов интенсивными потоками заряженных частиц и плазмы // *Вестник ЮУрГУ. Серия «Машиностроение»*. 2016. Т. 16, № 1. С. 28–55.

157. Савенков Г.Г., Кузнецов А.В., Брагов А.М. Динамическая прочность титанового сплава с модифицированной электронным пучком поверхностью // Журнал технической физики. 2018. Т. 88, № 5. С. 740–744.
158. Починок А.В., Лазурик В.Т., Целуйко А.Ф., Боргун Е.В. Компьютерная обработка результатов измерений характеристик плазменного источника ультрафиолета // Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія «Ядра, частинки, поля». 2009. № 2(42). С. 59-64.
159. Кошкин Н.И., Ширкевич М.Г. Справочник по элементарной физике. Москва: Наука, 1982. С. 142.
160. Леонтович М.А, Осовец С.М. О механизме сжатия тока при быстром и мощном газовом разряде // Атомная энергия. 1956. Т. 1, № 3. С.81–83.
161. Savitzky A., Golay M.J.E. Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures // Analytical chemistry. 1964. Vol. 36, No. 8. P. 1627–1639.
162. Ляхов А.А., Шкуркин В.В. Применение фильтров Савицкого-Голея для обработки вольтамперных характеристик зондов Ленгмюра // Вестник Омского университета. 2012. № 4 (66). С. 72–76.
163. Никонов А.В. и др. Фильтрация методом Савицкого-Голея спектральных характеристик чувствительности матричных фотоприемных устройств // Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4, № 2. С. 198–205.

ДОДАТОК. Список публікацій здобувача за темою дисертації***Наукові праці у наукових фахових виданнях України, що входять до міжнародних наукометричних баз:***

1. Misiura I. N., Girka I. A., Azarenkov N. A., Borgun Ie. V., **Hrechko Ya. O.**, Hryhorenko A. V., Dimitrova V. D., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Tseluyko A. F. Features of electron beam evaporation under surface electron beam formation // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma physics". 2014. №6 (94). P. 149–152. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні результатів*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).
2. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Dimitrova V. D., Borgun Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Hryhorenko A. V., Tseluyko A. F. Dynamics of EUV-radiation from the partially contracted plasma diode // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma physics". 2015. №1 (95). P. 190–193. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).
3. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Vusyk N. N., Tseluyko A. F. Anisotropy of radiation from dense plasma of multiply ionized atoms // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration". 2015. №4 (98). P. 32–35. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні теоретичних розрахунків, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).
4. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Shovkun M. A., Tseluyko A. F. Features of active power

- definition in high-current pulsed discharge // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma physics". 2016. №6 (106). P. 48–51. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні теоретичних розрахунків, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).
5. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Shovkun M. A., Tseluyko A. F. The capacitive component of double layer current in plasma // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma physics". 2017. №1 (107). P. 219–222. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні теоретичних розрахунків та експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).
6. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Boloto D. A., Tseluyko A. F. Electrodes dimensions effect on the self-sustained plasma-beam discharge power // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration". 2018. №4 (116). P. 156–159. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).
7. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Boloto D. A., Tseluyko A. F. Effect of the external magnetic field on the dynamics and power of the self-sustained plasma-beam discharge // Problems of Atomic Science and Technology. Series: "Plasma Physics". 2018. №6 (118). P. 198–201. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).

8. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Tseluyko A. F., Raybchikov D. L., Sereda I. N. Methods for control the self-sustained plasma-beam discharge at high energy density power // Problems of Atomic Science and Technology. Series: “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”. 2019. №4 (122). P. 151–154. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).

Наукові праці у наукових періодичних виданнях інших держав, що входять до міжнародних наукометричних баз:

9. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Tseluyko A. F., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N. Self-Sustained Plasma-Beam Discharge at High Energy Density // IEEE Transactions on Plasma Science. 2018. Vol. 46, No. 10. P. 3541–3546. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні статті*). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science).

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

10. Misiura I. N., Girka I. A., Azarenkov N. A., Borgun Ie. V., **Hrechko Ya. O.**, Hryhorenko A. V., Dimitrova V. D., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Tseluyko A. F. Features of electron beam evaporation under surface electron beam formation // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop «Nano- and micro-sized structures in plasmas», 15–18 Sept. 2014. : abstr. Kharkiv, 2014. P. 119. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів*).

11. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Dimitrova V. D., Borgun Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Hryhorenko A. V., Tseluyko A. F. Dynamics of EUV-radiation from the partially contracted plasma diode // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop «Nano- and micro-sized structures in plasmas», 15–18 Sept. 2014. : abstr. Kharkiv, 2014. P. 132. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді*).
12. **Гречко Я. О.**, Азаренков Н. А., Бабенко Е. В., Рябчиков Д. Л., Вусык Н. Н., Целуйко А. Ф. Приповерхностное формирование интенсивных электронных пучков в системе электронно-лучевого испарения // ИЕФ-2015 : Міжнар. конф. молодих учених і аспірантів, 18–22 трав. 2015 р. : матеріали конф. Ужгород, 2015. С. 92–93. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді*).
13. **Гречко Я. О.**, Азаренков Н. А., Бабенко Е. В., Рябчиков Д. Л., Серeda I. M., Вусик М. М., Целуйко О. Ф. Збільшення ефективності конверсії в плазмових джерелах ультрафіолетового випромінювання // Українська конференція з фізики плазми та керованого термомодерного синтезу – 2015, 22–23 верес. 2015 р. : матеріали конф. Київ, 2015. С. 14. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді*).
14. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Tseluyko A. F. Active power dynamics in limited plasma diode // Towards Fusion Energy : 13th Kudowa Summer School, 13–17 June 2016. : contrib. Kudowa-Zdroj, 2016. P. 69–73. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні теоретичних розрахунків та експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді*).

15. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Tseluyko A. F. Using of high-current limited plasma diode for high-gradient influence on solids // 27th Symposium on Plasma Physics and Technology, 20–23 June 2016. : Plasma Physics and Technology. Vol. 3, Iss. 1. Prague, 2016. P. 50. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді).*
16. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Shovkun M. A., Tseluyko A. F. Features of active power definition in high-current pulsed discharge // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 12–15 Sept. 2016. : abstr. Kharkiv, 2016. P. 51. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні теоретичних розрахунків та експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді).*
17. Shovkun M. A., **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Raybchikov D. L., Sereda I. N., Tseluyko A. F. Capacitive component of double layer current in plasma // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 12–15 Sept. 2016. : abstr. Kharkiv, 2016. P. 53. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні теоретичних розрахунків та експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді).*
18. **Гречко Я. О.**, Азаренков М. О., Литовченко С. В., Бабенко Є. В., Рябчиков Д. Л., Каширін А. В., Целуйко О. Ф. Подвійний електричний шар як засіб інтенсивного впливу на поверхню твердого тіла // ІЕФ-2017 : Міжнар. конф. молодих учених і аспірантів, 23–26 трав. 2017 р. : матеріали конф. Ужгород, 2017. С. 86–87. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді).*

19. **Hrechko Ya.**, Azarenkov N., Tseluyko A., Babenko Ie., Ryabchikov D., Sereda I., Kashirin A. The efficiency of the pulsed power input in the limited plasma diode // 2017 IEEE 21st International Conference on Pulsed Power (PPC). Brighton, 2017. P. 1–4. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді).*
20. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Ryabchikov D. L., Sereda I. N., Kashirin A. V., Tseluyko A. F. Plasma pinch stabilization in high-current pulsed plasma diode for direction EUV radiation generation // Electronics and Applied Physics : XIII Internat. Sci. Conf., 24–27 Oct. 2017. : Proc. of the XIII Internat. Sci. Conf. “Electronics and Applied Physics”. Kyiv, 2017. P. 155–156. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді).*
21. **Hrechko Ya. O.**, Azarenkov N. A., Babenko Ie. V., Ryabchikov D. L., Sereda I. N., Boloto D. A., Tseluyko A. F. Effect of the external magnetic field on the dynamics and power of the self-sustained plasma-beam discharge // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 10–13 Sept. 2018. : abstr. Kharkiv, 2018. P. 119. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді).*
22. **Гречко Я. О.**, Азаренков М. О., Рябчиков Д. Л., Середка І. М., Целуйко О. Ф. Методи керування самостійним плазмово-пучковим розрядом при високій густині енергії // ІЕФ-2019 : Міжнар. конф. молодих вчених та аспірантів, 21–24 трав. 2019 р. : матеріали конф. Ужгород, 2019. С. 134–135. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні експерименту, обробці експериментальних даних, обговоренні та інтерпретації результатів, написанні тез доповіді).*