

Ю.В. КОВТУН, Є.І. СКИБЕНКО, А.І. СКИБЕНКО, В.Б. ЮФЕРОВ

Національний науковий центр Харківський фізико-технічний інститут НАН України
(Вул. Академічна, 1, Харків 61108; e-mail: Ykovtun@kipt.kharkov.ua)

УДК 533.915

ДОСЛІДЖЕННЯ ОБЕРТАННЯ ПЛАЗМОВИХ ШАРІВ РІЗНОЇ ГУСТИНИ В СХРЕЩЕНИХ $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ПОЛЯХ

Робота присвячена визначенню швидкості обертання плазмових шарів різної густини у плазмі імпульсного відбивного розряду. Для цього була запропонована і використувалась двочастотна НВЧ флукуаційна рефлектометрія. За її допомогою було встановлено відмінність куткових швидкостей обертання плазмових шарів різної густини та визначено їх часовий хід. Також встановлено, що швидкість обертання плазмових шарів зростає із збільшенням індукції магнітного поля. На основі одержаних експериментальних даних оцінена величина напруженості радіального електричного поля в плазмових шарах різної густини.

Ключові слова: плазма, флукуаційна рефлектометрія, плазмові шари.

1. Вступ

Експериментальні дослідження плазми, що знаходиться в схрещених $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ полях, проводяться з початку 50-х років ХХ століття в рамках робіт по керованому термоядерному синтезу [1–3], хоча роботи, присвячені дослідженню газових розрядів у схрещених полях, проводилися ще в кінці ХІХ – на початку ХХ століття [4–6]. В даний час експерименти з плазмою у схрещених полях різної фізичної і прикладної спрямованості, інтенсивно виконуються на різних експериментальних установках, таких як: МСХ [7], MISTRAL [8], MBX [9], ALEXIS [10] і цілій низці інших установок. Однією з особливостей плазми, що створюється і знаходиться в схрещених $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ полях, є її дрейфове обертання. За певних умов у плазмі, що обертається, можливий розвиток різних нестійкостей, що приводять, наприклад, до нагріву іонної компоненти плазми [11, 12]. Обертання плазмового стовпа приводить, у разі багатокомпонентної плазми, до просторового розділення іонної компоненти [13]. При цьому можливі декілька випадків. У першо-

му випадку, в плазмі є іони однакової маси, що знаходяться в різному зарядовому стані; в цьому випадку відбувається дрейф іонів з високим Z в центр плазмового стовпа. У другому випадку, у плазмі є іони з різною масою, при цьому за рахунок відцентрових сил, які виникають в плазмі, що обертається, відбувається радіальне розділення іонів різної маси. І третій випадок, це по суті справа комбінація першого і другого. Ефективність радіального розділення іонів залежить від швидкості обертання [13]. У зв'язку з викладеним вище визначення швидкості обертання плазми становить певний інтерес. З іншого боку, експериментальне дослідження швидкості обертання плазми проводилося в основному в плазмі різних газів або їх сумішей [14, 15], а також металевій плазмі [16]. У свою чергу, дослідження обертання газометалевої плазми має як фізичне, так і прикладне значення.

Таким чином, метою даної роботи є дослідження швидкості обертання багатокомпонентної газометалевої плазми в схрещених $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ полях. Вона є продовженням раніше виконаних досліджень [17–21] багатокомпонентної газометалевої плазми, створеною в імпульсному відбивному розряді.

© Ю.В. КОВТУН, Є.І. СКИБЕНКО, А.І. СКИБЕНКО,
В.Б. ЮФЕРОВ, 2013

2. Рух плазми в схрещених $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ полях

Рівняння руху заряду в електромагнітному полі для нерелятивістського випадку має вигляд [22, 23]:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{E} + q[\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (1)$$

де \mathbf{E} – напруженість електричного поля, $\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\mathbf{A}}{dt} - \nabla\phi$; \mathbf{B} – індукція магнітного поля, $\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A}$; $q = Ze$ – заряд іона, $q = -e$ – заряд електрона, m – маса частинки, \mathbf{A} – векторний потенціал поля, \mathbf{v} – швидкість частинки; ϕ – скалярний потенціал поля.

Рух зарядженої частинки в схрещених електричному і магнітному полях, зокрема у відбивному розряді аксіальної симетрії, описується системою диференціальних рівнянь в циліндричних координатах:

$$\begin{cases} m(\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2) = qE_r + qr\dot{\varphi}B_z, \\ m\frac{1}{r} \frac{d}{dt}(r^2\dot{\varphi}) = q(\dot{z}B_r - \dot{r}B_z), \\ m\ddot{z} = qE_z - qr\dot{\varphi}B_r. \end{cases} \quad (2)$$

У радіальному напрямі при урівноваженому стані перше рівняння системи (2) набуває вигляду

$$mr\omega^2 + qr\omega B_z + qE_r = 0, \quad (3)$$

де $\dot{\varphi} = \omega$ – кутова швидкість. Як видно з рівняння (3), в радіальному напрямі, перпендикулярному осі обертання частинки, на неї діють такі сили: 1 – відцентрова сила, викликана рухом частинки $mr\omega^2$; 2 – магнітна сила додається до частинки магнітним полем $qr\omega B_z$; 3 – електрична сила додається до частинки електричним полем qE_r . У разі циліндричної симетрії, як це має місце в даному випадку, виникає ще і відцентрова сила, і дрейф визначається співвідношенням [1]:

$v_{i\varphi} = -\frac{E_r}{B_z} - \frac{m_i v_{i\varphi}^2}{r q B_z}$, де $v_{i\varphi} = \omega r$ – швидкість обертання. Рішення квадратного рівняння (3) з урахуванням заряду частинки і напрямку поля, яке направлено радіально в середину, коли відбувається збільшення позитивного потенціалу із збільшенням відстані до осі обертання, для іонів має вигляд

$$v_{i\varphi} = \frac{\Omega_i r}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{4E_r}{r B_z \Omega_i}} \right), \quad (4)$$

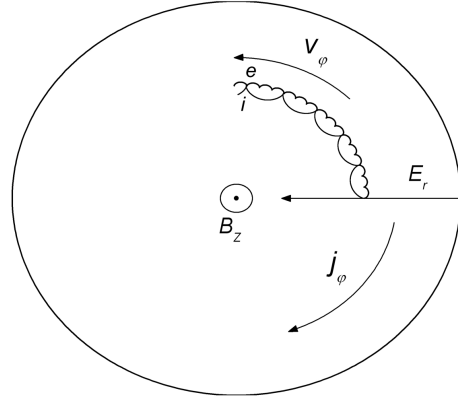


Рис. 1. Обертання електронів e і іонів i в схрещених $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ полях

де $\Omega_i = \frac{qB_z}{m_i}$ – ларморовська частота обертання іона, r – радіус обертання, m_i – маса іона. Для електрона відцентровою силою $mr\omega^2$, з причини її малої величини, можна знехтувати і, відповідно, швидкість дорівнює:

$$v_{e\varphi} = \frac{E_r}{B_z}. \quad (5)$$

Внаслідок відмінності швидкостей обертання $v_{i\varphi}$ електронів і іонів виникає кільцевий електричний струм, щільність якого пропорційна різниці їх значень для обох компонент плазми [1]:

$$j_{\varphi} = Nq(v_{i\varphi} - v_{e\varphi}). \quad (6)$$

Струм створює діамагнітний ефект, зменшуючи індукцію магнітного поля в плазмі, крім зменшення, яке зумовлене звичайним діамагнетизмом плазми.

Як ілюстрацію викладеного вище, на рис. 1 наведено траєкторії частинок і напрям їх обертання в схрещених $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ полях.

При макроскопічному підході розглядають середню швидкість всіх частинок (кожного сорту), що знаходяться в елементі об'єму. При цьому кожному компоненту плазми можна розглядати, як рідину, рух якої описується макроскопічною швидкістю. Для дворідинної магнітогідродинамічної моделі (МГД) рівняння руху мають вигляд [24]:

$$\begin{aligned} N_e m_e \left(\frac{d\mathbf{v}_e}{dt} + (\mathbf{v}_e \nabla) \mathbf{v}_e \right) &= \\ &= N_e q [\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}] - \nabla P_e + R, \end{aligned} \quad (7)$$

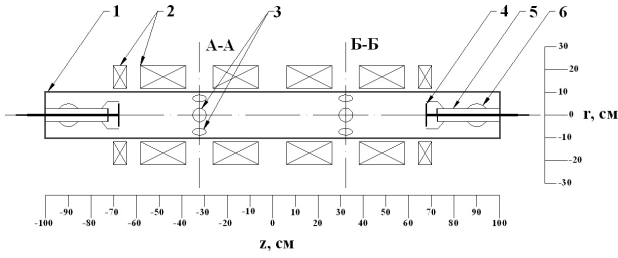


Рис. 2. Схема установки імпульсного відбивного розряду: 1 – розрядна камера (анод); 2 – магнітна система; 3 – діагностичні порти; 4 – катоди; 5 – ізолятор; 6 – система вакуумної відкачки; А-А, Б-Б – перетини розміщення діагностичних портів

$$N_i m_i \left(\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} + (\mathbf{v}_i \nabla) \mathbf{v}_i \right) = N_i q [\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}] - \nabla P_i - R, \quad (8)$$

де N_e, N_i – щільність електронів і іонів; m_e, m_i – маса електрона і іона; $\mathbf{v}_e, \mathbf{v}_i$ – швидкість електронів і іонів; P_e, P_i – тиск електронної і іонної компоненти; R – сила тертя, $R = -N_e m_e (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i) v_{ei}$, v_{ei} – частота зіткнень електронів з іонами.

Для урівноваженого стану в радіальному напрямі, приймаючи $v_{ir} = v_{er} = 0$, з рівняння (8) отримуємо для іонів:

$$m_i r \omega^2 + q r \omega B_z + q E_r - \frac{1}{N_i} \nabla P_i = 0. \quad (9)$$

Для електронів отримуємо аналогічне рівняння. Рівняння (9) зводиться до вигляду

$$v_{i\varphi} = -\frac{E_r}{B_z} - \frac{m_i v_{i\varphi}^2}{r q B_z} + \frac{1}{N_i q B_z} \nabla P_i. \quad (10)$$

Звідси видно, що швидкість обертання складається з дрейфу в електричному полі, відцентрового і діаманітного дрейфу. Рішення квадратного рівняння (9) з урахуванням заряду і напрямку поля для іона має вигляд

$$v_{i\varphi} = \frac{\Omega_i r}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{4E_r}{r B_z \Omega_i} + \frac{4\nabla P_i}{r m_i N_i \Omega_i^2}} \right). \quad (11)$$

Для електронів без урахування відцентрової сили отримуємо

$$v_{e\varphi} = \frac{E_r}{B_z} - \frac{1}{N_e q B_z} \nabla P_e. \quad (12)$$

Без урахування діаманітного дрейфу рівняння (11) і (12) набувають вигляду, аналогічного рівнянням (4), (5).

У однорідній МГД моделі рівняння руху для плазми як цілого має вигляд

$$\rho \left(\frac{d\mathbf{v}}{dt} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right) = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla P, \quad (13)$$

де P – сумарний тиск плазми, $P = P_e + P_i$, ρ – масова густина, оскільки $m_e \ll m_i$, то $\rho = N_p m_i$, $\mathbf{v} = N_p (m_i \mathbf{v}_i + m_e \mathbf{v}_e) / \rho$ – швидкість зарядженої компоненти плазми, $\mathbf{j} = e N_p (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$ – щільність струму ($N_i = N_e = N_p$). Розкладаючи на компоненти рівняння (13), отримуємо

$$\rho \left(\frac{dv_r}{dt} + v_r \frac{dv_r}{dr} - \frac{dv_\varphi^2}{r} \right) = j_\varphi B_z - \frac{dP}{dr}, \quad (14)$$

$$\rho \left(\frac{dv_\varphi}{dt} + v_r \frac{dv_\varphi}{dr} + \frac{v_\varphi v_r}{r} \right) = -j_r B_z. \quad (15)$$

3. Експериментальна установка і методи діагностики

Експериментальне дослідження швидкості обертання газометалевої плазми, утвореної в сильноточковому імпульсному відбивному розряді, проводилося на установці, наведеній на рис. 2. Газометалева плазма утворювалася в результаті розряду в середовищі робочого газу Ag і розпорошеного матеріалу катодів. Катоди було виконано з монометалічного Ті. Надходження матеріалу катодів (Ті) в плазму підтверджується спектрометричними вимірюваннями [17–19], кількість титану в плазмі знаходиться на рівні 40–50% [20]. Максимальна густина плазми становила $N_p \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Основні електрофізичні параметри установки і розряду наведено в таблиці. Імпульсне магнітне поле пробкової конфігурації тривалістю 18 мс створювалося соленоїдом, що складається з шести колушок (див. рис. 2). Залежність індукції магнітного поля від часу для різних значень напруги U_B на ємнісному накопичувачі магнітної системи наведена на рис. 3.

Відома ціла низка діагностичних методів визначення швидкості обертання плазми, такі як: корпускулярно-оптичний (перезарядна спектроскопія); оптичний (доплерівська спектрометрія), НВЧ (доплерівська і флукуаційна рефлектометрія); зондовий. Вибір того або іншого діагности-

чного методу в основному пов'язаний з можливістю використання його в конкретних експериментальних умовах. Для дослідження обертання багатокомпонентної газометалевої плазми найбільш прийнятні безконтактні методи, до яких відносяться оптичний і НВЧ методи. Обидва методи мають свої переваги і недоліки. Основною перевагою оптичного методу є можливість вимірювання швидкості обертання різних іонів плазми, хоча для цього потрібне достатньо складне апаратне забезпечення (особливо при визначенні радіальної залежності швидкості обертання). НВЧ методи достатньо прості в апаратному забезпеченні, проте дозволяють визначати густину і швидкість обертання тільки електронною компоненти плазми. У зв'язку з цим було вибрано метод НВЧ флукуаційної рефлектометрії плазми. НВЧ флукуаційна рефлектометрія заснована на визначенні авто- і взаємнокореляційних функцій двох поперіодально рознесених НВЧ сигналів, відбитих від шару плазми однієї густини. Авто- і взаємнокореляційні функції можуть бути обчислені за формулами:

$$c_{xx}(\tau_k) = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-1} x(t) x(t + \tau_k), \quad (16)$$

$$c_{xy}(\tau_k) = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-1} x(t) y(t + \tau_k), \quad (17)$$

де $c_{xx}(\tau_k)$ і $c_{xy}(\tau_k)$ – авто- і взаємнокореляційна функції між сигналами $x(t)$ і $y(t)$, N – число крапок у реалізації сигналів $x(t)$ і $y(t)$, τ_k – час затримки між двома сигналами. На відміну від вимірювань по доплерівському зсуву частоти НВЧ сигналу, за якого зондування похиле і точки відбиття не збігаються з шаром з $N_p = N_{cr.}$, кореляційний метод заснований на нормальному зондуванні і тому можливе одночасне визначення просторового положення шару і його швидкості обертання, що особливо важливо при діагностуванні плазми імпульсних розрядів. Швидкість поперіодально обертання плазми, для випадку профілю з круговою симетрією, знаходиться із співвідношення

$$v_\varphi = \frac{\Delta l}{\Delta t} = \frac{\Delta \varphi r}{\Delta t}, \quad (18)$$

де $\Delta \varphi$ – кутова відстань між точками прийому відбитої хвилі; r – положення шару, що відбиває,

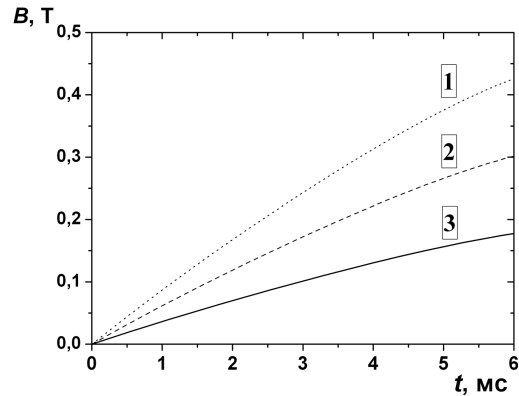


Рис. 3. Залежність індукції магнітного поля від часу: 1 – $U_B = 2$ кВ; 2 – $U_B = 1,4$ кВ; 3 – $U_B = 0,85$ кВ

яке визначається по фазовому зсуву відбитої хвилі; Δt – це або час зсуву максимуму взаємнокореляційної функції (ВКФ), або період автокореляційної функції (АКФ).

Однією з особливостей даної роботи є використання двочастотної НВЧ флукуаційної рефлектометрії для визначення швидкості обертання плазмових шарів з $N_p = N_{cr.}^{1,2}$ у відбивному розряді. Частота зондування плазми вибиралася так, щоб, по-перше, в утвореній плазмі існував шар рівний $N_p = N_{cr.}^{1,2}$, по-друге, плазмові шари з різними $N_{cr.}^{1,2}$ повинні знаходитися на деякій відстані один від одного, яка більше розміру невизначеності положення відбиваючого шару [25]. Таким чином, були вибрані дві зондуючі частоти $f_{1,2} = 37,13$ та $72,88$ ГГц, відповідно, $N_{cr.}^1 = 1,7 \cdot 10^{13}$ см⁻³ і $N_{cr.}^2 = 6,5 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Лока-

№	Параметр	Значення
1	Розрядна напруга, кВ	≤4,5
2	Розрядний струм, кА	≤2
3	Тривалість імпульсу струму, мс	≤1
4	Ємнісний накопичувач, мкф	560
5	Енерговміст, кДж	≤6
6	Індукція магнітного поля, Т	≤0,9
7	Пробкове відношення R	1,25
8	Об'єм вакуумної камери, см ³	~6,6 · 10 ⁴
9	Початковий тиск, Па	1,33 · 10 ⁻⁴
10	Робочий тиск, Па	0,133–4,7
11	Діаметр катодів, см	10
12	Матеріал катодів	Ti
13	Запалювальний газ	Ar
14	Об'єм плазми, см ³	~10 ⁴

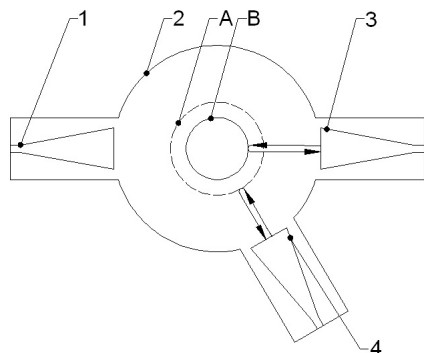


Рис. 4. Схема розташування антен під час проведення кореляційних і інтерферометричних вимірювань: 1 – приймальна антена інтерферометра, 2 – вакуумна камера, 3, 4 – приймально-передавальні антени рефлектометра, А, В – плазмові шари з $N_p = N_{cr}^{1,2}$.

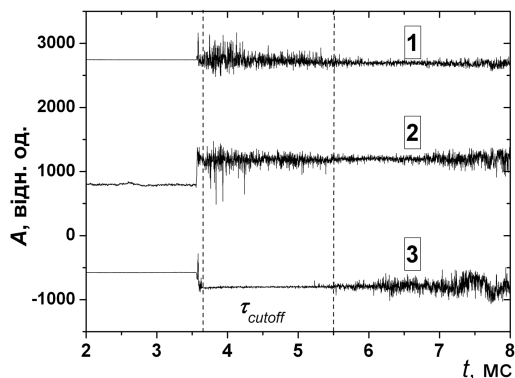


Рис. 5. Осцилограми відбитих сигналів від шарів плазми з $N_p = N_{cr}^1 = 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (1, 2) і сигналу зі НВЧ-інтерферометра $\lambda = 8 \text{ мм}$ (3)

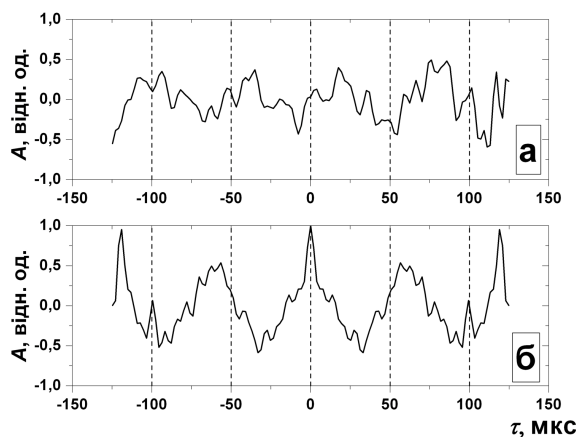


Рис. 6. Поведінка ВКФ (а) і АКФ (б) відбитого сигналу

ція плазми проводилася звичайною хвилею (О) поперек плазмового стовпа в одному перетині для обох частот. Схема розміщення НВЧ антен зображена на рис. 4. Використання двох приймально-передавальних антен, рознесених пологодіально на кут 60° , дає можливість використовувати АКФ і ВКФ залежно від схеми підключення антен, тобто кожен з антен використовувати тільки для однієї зондуєчої частоти, або на обидві антени одночасно подавати НВЧ сигнали з різними частотами. Одночасно з рефлектометричними вимірюваннями проводилося вимірювання максимальної $N_p = N_{cr}^{1,2}$ і середньої густини за допомогою НВЧ-інтерферометра, що дозволяло визначати часовий інтервал існування шару з критичною густиною. Реєстрація сигналів проводилася за допомогою АЦП з частотою 20 МГц.

4. Експериментальні результати

Експериментальне дослідження швидкості обертання газометалевої плазми Ag+Ti проводилося за таких початкових умов експериментальної установки (див. рис. 2): початкова розрядна напруга $U_{dis.} = 3,8 \text{ кВ}$ ($Q \approx 4 \text{ кДж}$, $P \approx 4 \text{ Мвт}$); тиск запалювального газу Ag $p = 0,8 \text{ Па}$ ($N_0 \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$); величина індукції магнітного поля задавалася трьома значеннями напруги U_B на ємнісному накопичувачі магнітної системи, рівними $U_B = 0,85 \text{ кВ}$; $1,4 \text{ кВ}$; 2 кВ (див. рис. 3).

За даних початкових умов у розряді утворюється газометалева плазма з густиною: $N_p \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, тобто існують плазмові шари з $N_{cr}^1 = 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ і $N_{cr}^2 = 6,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, що дозволило використовувати зондуєчі частоти $f^{1,2} = 37,13$ і $72,88 \text{ ГГц}$. Час існування плазмових шарів $N_{cr}^1 = 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ і $N_{cr}^2 = 6,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ визначався за допомогою НВЧ-інтерферометра, час відсічки τ_{cutoff} НВЧ-сигнала, відповідно становить $\sim 1,8 \text{ мс}$ і $\sim 1 \text{ мс}$ ($U_B = 1,4 \text{ кВ}$) [17]. Типові осцилограми сигналів з НВЧ-інтерферометра і НВЧ-рефлектометрів наведені на рис. 5, а поведінка АКФ і ВКФ відбитого сигналу – на рис. 6.

Динаміку плазми у відбивному розряді можна умовно розбити на декілька стадій [18, 19]: на першій стадії відбувається утворення плазмових шарів з $N_p = N_{cr}^{1,2}$ радіусом, що дорівнює довжині зондуєчої хвилі $r = \lambda$; друга стадія – це існування плазмових шарів з $N_p = N_{cr}^{1,2}$. На цій стадії

відбувається збільшення радіальних розмірів плазмових шарів у часі, тобто рух плазмових шарів до прийнятно-передавальних антен рефлектометра (див. рис. 4), до деякого значення $r = r_{\max}$. Досягнувши $r = r_{\max}$, збільшення плазмових шарів припиняється і радіус шарів практично не змінюється за час Δt (\sim сотні мкс). Надалі відбувається зменшення радіальних розмірів плазмових шарів і початок третьої стадії – спаду густини і розпаду плазми.

Характер зміни фази двох НВЧ-сигналів (див. рис. 5), відбитих від плазмового шару з однаковою густиною і рознесених пологодально в двох точках (див. рис. 4), свідчить про те, що у фіксований момент часу фазові зсуви в різних перерізах на одній частоті однакові, що підтверджує симетрію плазмового стовпа щодо його осі. Максимальний радіус плазмових шарів з критичною густиною $N_p = N_{\text{кр}}^{1,2}$ зростає із збільшенням початкового магнітного поля і досягає значення $r_{\max}^1 \approx 5$ см, $r_{\max}^2 \approx 3,9$ см при $B = 0,2$ Т ($U_B = 2$ кВ), відповідно, для $N_{\text{кр}}^1 = 1,7 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ і $N_{\text{кр}}^2 = 6,5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$.

Залежність швидкості обертання плазмових шарів з $N_p = 1,7 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ (шар А) і $N_p = 6,5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ (шар В), від часу, отримана для ряду розрядних імпульсів і зображена на рис. 7. Аналогічні залежності були отримані і для інших значень магнітної індукції. Як видно, швидкість обертання зростає до деякого значення і надалі починає спадати, при цьому максимальна швидкість спостерігається при радіусі, рівному значенню $r = r_{\max}$. Кутова швидкість обертання ω_φ різних по радіусу шарів А і В не збігається одна з одною, тобто $\omega_\varphi^A \neq \omega_\varphi^B$.

На рис. 8 наведена залежність максимальної швидкості обертання від величини початкового магнітного поля. Залежність має зростаючий характер, тобто із збільшенням B зростає і v_{\max} . Із збільшенням швидкості також збільшується і радіус шарів з $N_p = N_{\text{кр}}^{1,2}$, про що зазначалося вище. У такому разі цілком природно припустити, що швидкість збільшується з радіусом, оскільки швидкість зв'язана співвідношенням $v_\varphi = \omega_\varphi r$ і можливо не залежить від величини магнітного поля. Проте, зі збільшенням радіуса експериментально також спостерігається зростання куткової швидкості зі збільшенням B , що по суті і підтверджує збільшення v_{\max} від B .

5. Обговорення експериментальних результатів

У експерименті спостерігається відмінність кутової швидкості обертання шарів з $N_p = N_{\text{кр}}^{1,2}$ ($\omega_\varphi^A \neq \omega_\varphi^B$). У разі обертання плазмових шарів як єдиного цілого (аналогічно твердому тілу) кутова швидкість обертання ω_φ різних по радіусу шарів повинна бути однаковою для всіх шарів, а швидкість обертання повинна лінійно зростати із збільшенням радіуса. У той самий час отримані результати свідчать про те, що розгляд обертання плазми як єдиного цілого в даному випадку неприпустимий. Аналогічні висновки були зроблені в [14], де досліджувалася слабоіонізована плазма відбивного розряду з розжарюваним катодом.

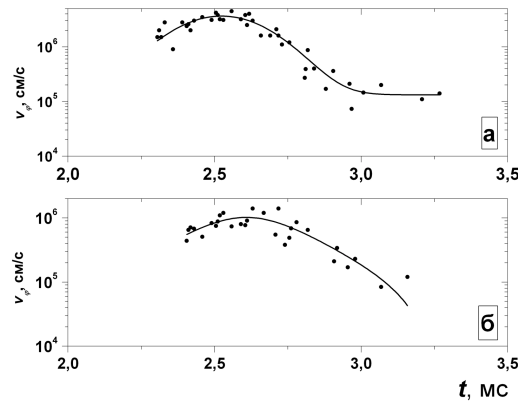


Рис. 7. Часова залежність швидкості обертання плазмових шарів з $N_p = 1,7 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ (а) і $N_p = 6,5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ (б) для суміші Ag+Ti ($p = 0,8$ Па, $U_{\text{dis.}} = 3,8$ кВ, $U_B = 2$ кВ)

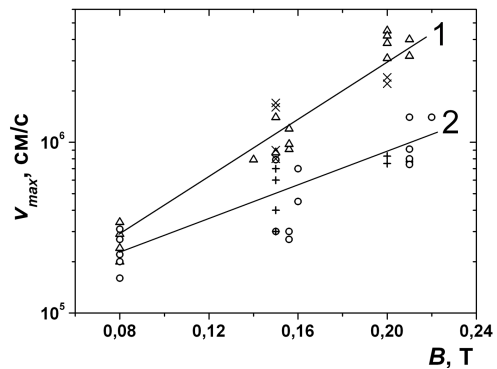


Рис. 8. Залежність максимальної швидкості обертання плазмових шарів з $N_p = 1,7 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ (1) (Δ , \times) і $N_p = 6,5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ (2) (\circ , $+$) від величини магнітного поля (Ag+Ti, $p = 0,8$ Па, $U_{\text{dis.}} = 3,8$ кВ), Δ , \circ – експеримент, \times , $+$ – розрахунок

Збільшення максимальної швидкості обертання v_{\max} із зростанням B (див. рис. 8) якісно описується однорідною МГД моделлю плазми. Як видно з рівняння (15), радіальна компонента j_r щільності струму, взаємодіючи з поздовжнім магнітним полем B_z , викликає обертання плазми. У першому наближенні швидкість обертання v_φ пропорційна $\sim j_r B_z$. Звідси випливає, що із збільшенням магнітного поля збільшуватиметься і швидкість обертання. Оцінити швидкість обертання можна із співвідношення $v_\varphi = -BQ(t)/2\pi r\rho$, де $Q(t) = \int_0^t 2\pi r j_r dt$, яке отримано у рамках однорідної МГД моделі в [26]. Результати розрахунку наведено на рис. 8. Як видно, результати розрахунку знаходяться в задовільній згоді з експериментальними результатами.

На основі експериментальних даних можна провести оцінку величини радіального електричного поля в плазмі (за формулою (5)). Така оцінка дає значення E_r для шарів **A** і **B**, відповідно, 1,6–90 В/см і 1,3–28 В/см у досліджуваному діапазоні магнітних полів. Врахування градієнта тиску (формула (12)) дає значення радіального електричного поля дещо нижче. Як зазначалося раніше, швидкості обертання електронів і іонів повинні відрізнятися, при цьому знаючи величину електричного поля можна оцінити швидкість обертання іонної компоненти (формула (4)), величина якої для іонів Ar і Ti лежить в діапазоні $\sim 1,1\text{--}9 \cdot 10^5$ см/с для обох шарів плазми при $B = 0,08\text{--}0,2$ Т (у шарі **A** при $B = 0,2$ Т швидкості обертання $\sim 1,7\text{--}2 \cdot 10^6$ см/с). Дані величини швидкості обертання іонної компоненти трохи менші або близькі за значенням до критичної швидкості $v_{cr} = (2e\phi_i/m_i)^{1/2}$ [27] (ϕ_i – потенціал іонізації атома), величина якої для аргону становить $v_{cr} = 8,7 \cdot 10^5$ см/с. З іншого боку, досліджувана плазма має два основні іонні компоненти (Ar і Ti), критичні швидкості яких відрізняються, для Ti $v_{cr} = 5,2 \cdot 10^5$ см/с. Згідно з [28] для двокомпонентної суміші критична швидкість визначається із співвідношення: $v_{cr} = \sqrt{\frac{2(\alpha e\phi_{i1} + (1-\alpha)e\phi_{i2})}{\alpha m_{i1} + (1-\alpha)m_{i2}}}$, (де ϕ_{i1}, ϕ_{i2} – відповідно потенціали іонізації атомів суміші, m_{i1} і m_{i2} – їх маси, α – частка в суміші компоненти 1), розрахункове значення якої знаходиться в задовільній згоді з експериментальним значенням v_{cr} для різних сумішей [28]. Оцінка для двокомпонентної суміші нейтральних атомів

Ar і Ti з процентним змістом 50%/50% дає значення $v_{cr} = 7 \cdot 10^5$ см/с. Дана оцінка цілком справедлива у разі, коли суміш із заданим процентним вмістом знаходиться в розрядному об'ємі до початку розряду (утворення плазми). За умовами теперішнього експерименту атоми Ti вводяться в поздовжньому напрямі відносно стовпа заздалегідь створеної Ar плазми (див. рис. 2), де вони переходять в іонізований стан за рахунок процесів зіткнення з електронами (потенціал іонізації Ti нижчий, а швидкості іонізації вищі, ніж для Ar), іонами (нерезонансна перезарядка) і збудженими атомами Ar (пеннінгівська іонізація). З цього виходить, що процентний вміст нейтральних атомів титану в основному стовпі плазми буде незначним, при 90%Ar+10%Ti значення $v_{cr} = 8,4 \cdot 10^5$ см/с, тобто є близьким до v_{cr} аргону. З іншого боку, можна припустити, що великий процентний вміст атомів титану знаходиться поблизу катодів. У такому разі потрібно враховувати закон ізоротації або теорему Ферраро [24], тобто у разі сталого руху кутова швидкість постійна уздовж силових ліній магнітного поля. Для випадку магнітного поля пробкової конфігурації з урахуванням ізоротації максимальна швидкість дорівнює $v_{\max} = v_{cr} R^{1/2}$, де R – пробкове відношення [7]. Враховуючи сказане вище і приймаючи $v_{cr} = 7 \cdot 10^5$ см/с, отримуємо $v_{\max} \sim 8 \cdot 10^5$ см/с, що є близьким до значення v_{cr} аргону. Таким чином, з проведеного розгляду і оцінок у загальному випадку виходить, що швидкості обертання іонної компоненти менші або близькі за значенням до критичної швидкості аргону.

6. Висновки

1. Особливістю даної роботи є використання дво-частотної НВЧ флукуаційної рефлектометрії для визначення швидкості обертання плазмових шарів різної густини.
2. Експериментально встановлена відмінність кутових швидкостей обертання плазмових шарів різної густини ($\omega_\varphi^A \neq \omega_\varphi^B$). Визначено часовий хід швидкості обертання плазмових шарів різної густини. Максимум швидкості обертання досягається через 0,5 мс після початку розряду. Рефлектометричними вимірюваннями підтверджений факт аксіальної симетрії плазмового стовпа.
3. Встановлено, що швидкість обертання плазмових шарів зростає із збільшенням індукції

магнітного поля в досліджуваному діапазоні її значень. Оцінки швидкості обертання, отримані в рамках однорідної МГД моделі, знаходяться в задовільній згоді з експериментальними результатами.

4. На основі експериментальних даних оцінена напруженість радіального електричного поля в плазмових шарах різної густини: при $N_p = 1,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ $E_r = 90 \text{ В/см}$, при $N_p = 6,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ $E_r = 28 \text{ В/см}$.

1. K. Boyer, J.E. Hammel, C.L. Longmire *et al.*, in *Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy* (1958), Vol. 31, p. 319.
2. O.A. Anderson, W.R. Baker, A. Bratenahl *et al.*, in *Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy* (1958), Vol. 32, p. 155.
3. V. Lehnert, Nucl. Fusion **11**, 485 (1971).
4. C.E.S. Phillips, Proc. R. Soc. London, Sect. A **64**, 172 (1898).
5. A.W. Hull, Phys. Rev. **18**, 31 (1921).
6. F.M. Penning, Physica **4**, 71 (1937).
7. I.C. Teodorescu, R. Clary, R.F. Ellis *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 052503 (2010).
8. V.M. Annaratone, A. Escarguel, T. Lefevre *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 032108 (2011).
9. P.M. Valanjua, S.M. Mahajan, and H.J. Quevedo, Phys. Plasmas **13**, 062105 (2006).
10. E. Thomas, A. Eadon, and A. Edwynn, Phys. Plasmas **12**, 042109 (2005).
11. А.Б. Михайловский, Дж.Г. Ломинадзе, А.П. Чуриков, В.Д. Пустовитов, ФП **35**, 307 (2009).
12. В.В. Долгополов, В.Л. Сизоненко, К.Н. Степанов, УФЖ **18**, 18 (1973).
13. В.М. Жданов, *Явления переноса в многокомпонентной плазме* (Энергоиздат, Москва, 1982).
14. Л.И. Романюк, В.М. Слободян, УФЖ **17**, 2004 (1972).
15. N.P. Efremov and N.P. Poluektov, J. Phys. D **31**, 988 (1998).
16. E. Del Bosco, S.W. Simpsont, R.S. Dallaqua, A. Montes, J. Phys. D **24**, 2008 (1991).
17. Ю.В. Ковтун, А.И. Скибенко, Е.И. Скибенко и др., Вопросы атомной науки и техники. Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения (7), **4(68)**, 214 (2010).
18. Yu.V. Kovtun, A.I. Skibenko, E.I. Skibenko *et al.*, Plasma Physics Reports **36**, 1065 (2010).
19. Ю.В. Ковтун, А.И. Скибенко, Є.І. Скібенко та ін., УФЖ **55**, 1269 (2010).
20. E.I. Skibenko, Yu.V. Kovtun, A.I. Skibenko *et al.*, Techn. Phys. **56**, 623 (2011).
21. Є.І. Скібенко, Ю.В. Ковтун, А.І. Скібенко, В.Б. Юферов, Пат. UA38780 Україна, Опубл. 12.01.2009, Бюл. № 1 (2009).
22. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Теоретическая физика. Том 1. Механика (Наука, Москва, 1988).
23. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Том 2. Теория поля* (Наука, Москва, 1988).
24. Г. Альвен, К.-Г. Фельтхаммар, *Космическая электродинамика* (Мир, Москва, 1967).
25. E.Z. Gusakov and A.Yu. Popov, in *Abstracts of the 31st European Physical Society Conference on Plasma Physics, London, 2004* (European Physical Society, 2004), Vol. 28G, p. 1.181.
26. V. Lehnert, Nucl. Fusion **1**, 125 (1961).
27. Х. Альвен, Г. Арениус, *Эволюция солнечной системы* (Мир, Москва, 1979).
28. I. Afxenas, Astrophys. Space Sci. **55**, 139 (1978).

Одержано 17.07.12

Ю.В. Ковтун, Е.И. Скибенко,
А.И. Скибенко, В.Б. Юферов

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРАЩЕНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ СЛОЕВ РАЗЛИЧНОЙ ПЛОТНОСТИ В СКРЕЩЕННЫХ $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ПОЛЯХ

Резюме

Работа посвящена определению скорости вращения плазменных слоев различной плотности в плазме импульсного отражательного разряда. Для этого была предложена и использовалась двухчастотная СВЧ флуктуационная рефлектометрия. С ее помощью было установлено различие угловых скоростей вращения плазменных слоев разной плотности и определен их временной ход. Также установлено, что скорость вращения плазменных слоев растет с увеличением индукции магнитного поля. На основе полученных экспериментальных данных оценена величина напряженности радиального электрического поля в плазменных слоях различной плотности.

Yu.V. Kovtun, E.I. Skibenko,
A.I. Skibenko, V.B. Yufarov

ROTATION OF PLASMA LAYERS WITH VARIOUS DENSITIES IN CROSSED $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ FIELDS

Summary

The rotational velocity of plasma layers with various densities in a pulsed reflex-discharge plasma is studied with the use of the two-frequency microwave fluctuation reflectometry. The difference between the angular rotational velocities of plasma layers with different densities is revealed, and their time dependences are determined. The rotational velocity of plasma layers is found to increase with the magnetic field induction. On the basis of the experimental data obtained, the radial electric field strength in the plasma layers concerned is evaluated.