

ПРОСВІТЛЕННЯ ПЛАЗМОВИХ БАР'ЄРІВ ДЛЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ЗА ДОПОМОГОЮ ЕЛЕКТРОННИХ ПУЧКІВ

I.O.Анісімов, С.М.Левитський, Д.Б.Палець¹, Л.І.Романюк¹

Київський національний університет ім. Т.Шевченка, радіофізичний факультет, Україна, м. Київ, ioa@rpd.univ.kiev.ua

¹ - *НЦ «Інститут ядерних досліджень», Україна, м. Київ*

- Доповідь містить огляд робіт авторів, присвячених теоретичному, чисельному та експериментальному дослідженню ефекту перенесення електромагнітних хвиль крізь бар'єри закритичної плазми за допомогою електронних пучків. Електромагнітна хвиля, що падає на бар'єр, модулює електронний пучок, збуджуючи в ньому хвилі просторового заряду. Останні в бар'єрі зазнають підсилення за поляризаційним механізмом, а на виході з нього трансформуються в електромагнітні хвилі за механізмом перехідного випромінювання. Вивчено, зокрема, вплив власних коливань плазмово-пучкової системи на вказаний ефект.

1. Вступ

Проблема перенесення електромагнітних хвиль (ЕМХ) крізь бар'єри закритичної плазми є частиною фундаментальної задачі - дослідження хвильових процесів у неоднорідній плазмі. Вона привертає увагу дослідників з початку 70х років [1-2].

Цю роботу присвячено огляду результатів теоретичних та експериментальних досліджень ефекту перенесення ЕМХ крізь бар'єри закритичної плазми за допомогою електронних пучків, що здійснювалися в Київському університеті ім. Т.Шевченка та НЦ «Інститут ядерних досліджень» протягом останнього десятиріччя [3-11].

В основі ефекту лежить явище лінійної трансформації хвиль у неоднорідних середовищах: р-поляризована ЕМХ, що похило падає на межу закритичної плазми, крізь яку рухається електронний пучок, збуджує в останньому хвилі просторового заряду (ХПЗ); в закритичній плазмі повільна ХПЗ зазнає підсилення внаслідок розвитку поляризаційної плазмово-пучкової нестійкості; на виході з бар'єру ця ХПЗ трансформується в ЕМХ, тотожно за частотою й поляризацією до початкової.

2. Теоретичний розрахунок та комп'ютерне моделювання

2.1. Лінійна теорія

Розрахунок, виконаний у наближенні холодної лінійної гідродинаміки для поперечно необмеженого електронного пучка зі швидкістю v та плазми з прямокутним профілем концентрації, дає такий вираз для коефіцієнту перенесення ЕМХ крізь бар'єр завширшки l [4]:

$$(1) \tilde{T}_{11} = \frac{2N_V(1-\Omega_B^2)(ig_{zP} + A sh2\eta_2) \exp(i2\eta_1)}{(N_V^2 - g_{zP}^2) sh2\eta_2 + i2N_V g_{zP} ch2\eta_2 - ig_{zP} A}$$

$$A = \frac{\beta\Omega_B \sqrt{-\varepsilon} \gamma_V^2 \left(\frac{1-\varepsilon}{1-\Omega_B^2} \right)^2}{-\varepsilon + \Omega_B^2} \times \left[\frac{3}{2} \frac{\Omega_B}{\sqrt{-\varepsilon}} ch2\sigma_3 - i \left(\frac{1}{2} + \frac{\Omega_B^2}{\varepsilon} \right) sh2\sigma_3 \right] \exp(-i2\sigma_1);$$

$$N_V = (-\varepsilon + \Omega_B^2) \gamma_{zV} / (1 - \Omega_B^2); \quad \beta = v/c; \quad \gamma_V = k_y/k_0;$$

$$\eta_1 = 0.5\gamma_{zV} k_0 l; \quad \eta_2 = 0.5g_{zP} k_0 l; \quad \sigma_1 = k_0 l / 2\beta;$$

$$\sigma_2 = \sigma_1 \Omega_B; \quad \sigma_3 = \sigma_2 / \sqrt{-\varepsilon}; \quad \gamma_{zV} = \sqrt{1 - \Omega_B^2 - \gamma_V^2};$$

$$g_{zP} = \sqrt{\gamma_V^2 + \Omega_B^2 - \varepsilon}; \quad \Omega_B = \sqrt{4\pi n_b e^2 / m \omega^2}; \quad k_0 = \omega/c.$$

Знаменник (1) може перетворитися в нуль. Це відповідає розвитку осциляторної нестійкості за рахунок зворотного зв'язку внаслідок взаємної трансформації ЕМХ (чи електромагнітних коливань) та ХПЗ на межах бар'єру [5]. Подібна нестійкість для чисто поздовжніх хвиль у теплій плазмі розглядалася в [12].

Неоднорідність плазми в бар'єрі призводить до необхідності врахування ефектів самовпливу та взаємної трансформації ХПЗ на градієнті концентрації [7]. Якщо розв'язки для індукції ХПЗ (у випадку чисто поздовжньої модуляції) шукати у вигляді

$$(2) D(z) = |\varepsilon(z)|^{1/4} e^{-i\Phi(z)} \{ A_f e^{i\varphi(z)} + A_s e^{-i\varphi(z)} \},$$

$$\varphi(z) = \int_{z_0}^z \omega_b dz' / [v \sqrt{\varepsilon(z)}], \quad \Phi(z) = \kappa(z - z_0), \quad \kappa = k_0/\beta,$$

то зв'язок між амплітудами, обумовлений неоднорідністю плазми, дається співвідношеннями

$$(3) A_f(z) = A_{f0} + \int_{z_0}^z \frac{A_s(z')}{4\varepsilon(z')} \frac{d\varepsilon}{dz'} \exp[-i2\varphi(z')] dz';$$

$$A_s(z) = A_{s0} + \int_{z_0}^z \frac{A_f(z')}{4\varepsilon(z')} \frac{d\varepsilon}{dz'} \exp[i2\varphi(z')] dz'.$$

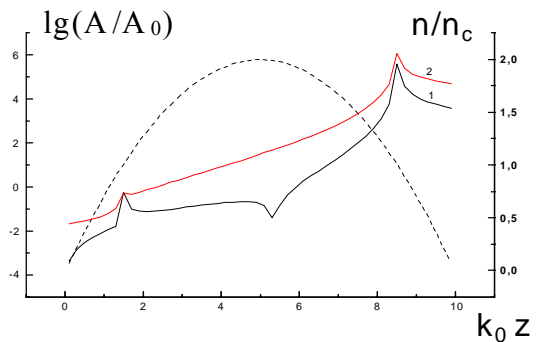


Рис.1. Просторова залежність амплітуд швидкої (1) та повільної (2) ХПЗ для параболічного профілю концентрації плазми (штрихова лінія). Розрахунок виконано для такого набору параметрів: $n_c = m\omega^2/4\pi e^2 = 1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\omega_b = 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\omega = 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $v/\omega = 10^{-3}$, $v_b = 3 \cdot 10^9 \text{ см/с}$

Просторові залежності амплітуд швидкої та повільної ХПЗ для параболічного профілю

концентрації плазми, розраховані з урахуванням цих ефектів, наведено на рис.1. Видно, що при падінні повільної ХПЗ в докритичній плазмі внаслідок нелокальної трансформації виникає швидка ХПЗ. Амплітуда напруженості електричного поля повільної ХПЗ зростає при наближенні до області локального плазмового резонансу (ОЛПР), де поля обох хвиль досягають максимальних значень. У закритичній плазмі повільна ХПЗ починає швидко підсилюватися, зростання ж швидкої ХПЗ обумовлене лише нелокальною трансформацією. В максимумі концентрації плазми, де похідна de/dz змінює знак, внесок до амплітуди швидкої ХПЗ, спричинений нелокальною трансформацією, змінює фазу на протилежну. В результаті амплітуда змінює свій знак, а її модуль проходить через нульовий мінімум.

Знаючи амплітуду ХПЗ на виході з бар'єру, можна знайти перехідне випромінювання, збуджуване нею в забар'єрній області (у тому числі з урахуванням розмитості його межі) [13].

2.2. Нелінійна теорія еволюції ХПЗ в закритичній плазмі з урахуванням конкуренції мод

Якщо ширина бар'єра перевищує довжину розвитку нестійкості на частоті модуляції, лінійна теорія стає непридатною. В нелінійній теорії еволюції ХПЗ в бар'єрі закритичної плазми, профіль якого вважаємо прямокутним, принципову роль відіграє можливість конкуренції між сигналом на частоті модуляції та резонансною модою (автоколиваннями плазмово-пучкової системи) [14].

Нелінійна стадія плазмово-пучкової нестійкості досліджувалася шляхом комп'ютерного моделювання з використанням пакету ES-1 [15] (метод крупних частинок, задача з початковими умовами). Електронний пучок модулювався за швидкістю з глибиною μ :

$$v(t, z = 0) = v(1 + \mu \cos \omega t). \quad (4)$$

На рис.2 наведено залежність логарифма максимальної енергії електричного поля на частоті модуляції (а) та проміжку часу, за який досягається це максимальне значення, (б) від логарифму початкової глибини модуляції пучка μ . Криві на рис.2 можна умовно розбити на п'ять ділянок, позначених літерами А-Е.

При дуже малих значеннях μ (ділянка А) нестійкість на частоті сигналу зростає від рівня шумів. Тому в цьому режимі залежності максимальної енергії та часу її досягнення від μ не спостерігається. Поріг, починаючи з якого початкова модуляція пучка буде впливати на його подальшу еволюцію, визначається співвідношенням $\mu > \mu_N$, де μ_N - глибина модуляції пучка, обумовлена шумами плазмово-пучкової системи (оцінки для величин μ_N та μ_L (див. нижче) зроблено в [10]; показано, що в умовах лабораторного експерименту основну роль в шумовій модуляції пучка відіграє дробовий шум електронної гармати).

При невеликих значеннях μ (ділянка В) залежність максимальної енергії сигналу від μ має монотонно зростаючий характер. У цьому режимі захоплення пучка нестійкістю на частоті фонові плазми обриває

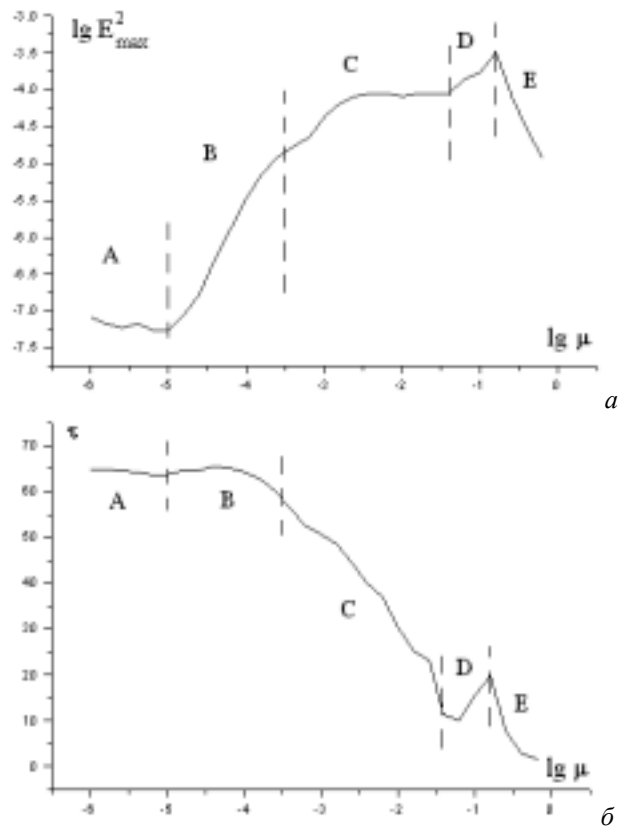


Рис.2. Залежність $\lg E_{max}^2$ (а,в) та $\tau = \omega_p t / 4$ (б,г) від $\lg \mu$ для $\omega_b/\omega_p = 0.0125$, $\omega/\omega_p = 0.9$ (а,б) та для $\omega_b/\omega_p = 0.1$, $\omega/\omega_p = 0.6$ (в,г, криві 1), $\omega/\omega_p = 0.7$ (криві 2), $\omega/\omega_p = 0.8$ (криві 3), $\omega/\omega_p = 0.9$ (криві 4)

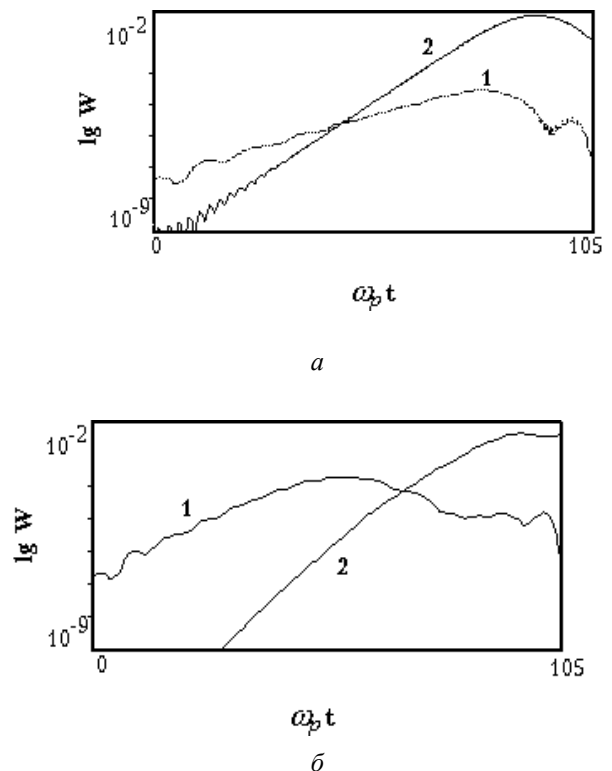


Рис.3. Залежність електростатичної енергії хвильових полів від часу в режимах А (а) та В (б); 1 - сигнал на частоті модуляції, 2 - резонансна мода. Безрозмірні змінні: $\omega_p t$, $W = E^2 n_b m v_0^2 / 320 \pi^2$ зростання сигналу на частоті модуляції, що призводить до лінійної залежності максимального електричного поля на частоті модуляції від μ . [9].

Такий режим реалізується при $\mu_N < \mu < \mu_C$, де

$$\mu_C = \left[\mu_L (\omega_b \omega_{pe}^5) / \omega^2 \right] \exp \left[(2/\sqrt{-3\varepsilon}) (2\omega_b / \omega_{pe})^{1/3} \right] - (5)$$

порогове значення, вище якого захоплення електронів пучка здійснює нестійкість на частоті модуляції, μ_L - початкова глибина шумової модуляції пучка на ленгмюрівській частоті фонові плазми, ω - частота модуляції пучка (частота сигналу), ε - діелектрична проникність плазми (див. рис.3а).

За виконання умови $\mu > \mu_C$ максимальне значення електричного поля сигналу $E_m = -mv_0 \omega_b^2 / \omega^3 \varepsilon$ досягається за час $\tau = (\sqrt{-\varepsilon} / \omega_b) \ln(-\omega_b^2 / \mu \omega^2 \varepsilon)$ (для задачі з початковими умовами) або на віддалі $v_0 \tau$ від початку системи (для задачі з граничними умовами) [16] - рис.3б.

При проміжних значеннях μ (ділянка С) залежність максимальної енергії від μ відсутня:

$$E_m = -mv_0 \omega_b^2 / \omega^3 \varepsilon \quad (6)$$

Цей режим відповідає насиченню нестійкості на частоті модуляції на її нелінійній стадії і детально описаний в літературі [17].

Але зрозуміло, що при достатньо глибокій модуляції пучка відповідне електричне поле може з самого початку перевищити значення (6). Відповідний поріг глибини модуляції складає

$$\mu_T = \omega_b / \omega \sqrt{-\varepsilon} \quad (7)$$

При $\mu > \mu_T$ (ділянка D) знову спостерігається зростання максимальної енергії сигналу на частоті модуляції при збільшенні μ . Це зростання не є лінійним. При моделюванні видно, що в цьому режимі частинки пучка вже не захоплюються полем при досягненні останнім максимальної величини, а залишаються пролітними (в системі координат, пов'язаній з пучком). Поруч з електричною взаємодією частинок пучка стають істотними кінематичні ефекти, обумовлені початковою модуляцією [16].

Для виконання умови $\mu > \mu_T$ початкова глибина модуляції зовсім не обов'язково має бути великою. Справді, при $\omega_b / \omega \ll 1$ для частот модуляції, не дуже близьких до ω_p , це можливо і при $\mu \ll 1$.

Нарешті, при дуже великих значеннях початкової глибини модуляції (ділянка E) спостерігається зменшення максимальної енергії сигналу на частоті модуляції при збільшенні μ . При цьому час досягнення вказаного максимуму знову зменшується.

Слід зазначити, що межі між окремими ділянками є досить розмитими (особливо це стосується межі ділянок В і С).

3. Результати експерименту

Для створення плазмового хвильового бар'єру було використано методику, що базується на витіканні неізотермічної плазми у вакуум вздовж магнітного поля. Для утворення такої плазми використовувалася несамостійний розряд Пенінга з розжареним катодом. Схема експериментальної установки подана на рис.4а [5-6], аксіальний профіль концентрації плазми - на рис.4б. Модуляція електронного пучка в передбар'єрній плазмі здійснювалася або збудженням у ній електромагнітної хвилі, або (в більшості експериментів) шляхом уміщення в електронний

пучок зонда-вібратора, на який подавався високочастотний сигнал.

3.1. Існування ефекту просвітлення

Рис.5 ілюструє основні результати проведених експериментальних досліджень. Спроби зареєструвати ХПЗ у передбар'єрній плазмі (камера I) в проміжку між зондом-вібратором та бар'єром виявилися марними. Але слід звернути увагу на те, що всередині бар'єру з самого його початку ХПЗ впевнено реєструється, тобто в системі десь на вході діє механізм різкого підсилення ХПЗ. Очевидно, це пов'язано зі скінченою величиною градієнту густини плазми в ОЛПР і збудженням у ній інтенсивних коливань плазми, що модулюють електронний пучок.

У надкритичній плазмі всередині хвильового бар'єру (камера II) спостерігалася збільшення амплітуди ХПЗ.

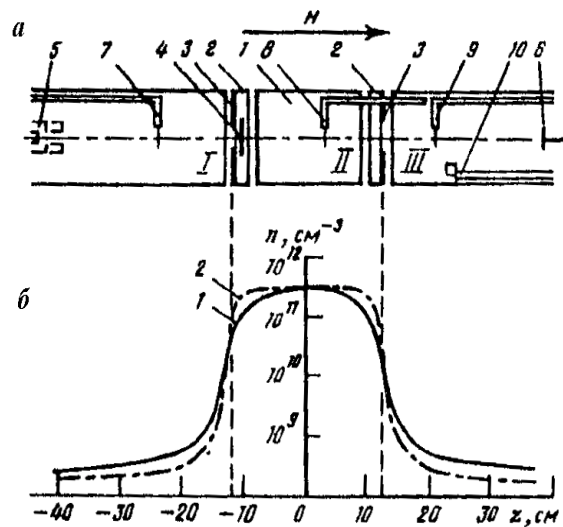


Рис. 4: а - експериментальна установка: 1 - циліндричний анод; 2 - катодні блоки; 3 - рефлектори; 4 - розжарене катодне кільце; 5 - електронна гармата; 6 - колектор; 7 - модулятор; 8-10 - високочастотні зонди; б - аксіальний розподіл густини плазми в установці для двох радіусів отворів розрядної камери r_a ; $r_{d1} > r_a$.

ХПЗ не зникає і в плазмі за бар'єром, проте її інтенсивність зменшується при віддаленні від нього, що не передбачалося лінійною теорією. Дослідження магнітної компоненти електромагнітного поля на частоті модуляції показали її відсутність у бар'єрі і наявність за бар'єром. Встановлено, що за бар'єром реалізується мода Н01 електромагнітної хвилі.

3.2. Еволюція ХПЗ в бар'єрі та вплив автоколивань

Типовий аксіальний розподіл амплітуди ХПЗ в бар'єрі подано на рис.5а. Його початкова частина в цілому відповідає лінійній теорії (пор. рис.1). Перший та третій максимуми амплітуди ХПЗ локалізовані в ОЛПР на вході та на виході з бар'єру. Наявність максимуму між ними не знаходить пояснення в рамках лінійної теорії. Було встановлено, що цей максимум локалізований за максимумом інтенсивності автоколивань пучково-плазмової системи, які теж являлися собою ХПЗ на плазмових частотах бар'єру, і

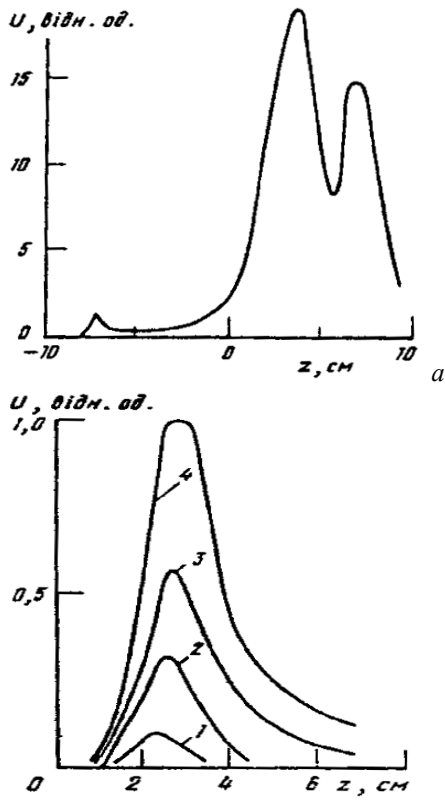


Рис.5: а - аксіальна залежність сигналу з високочастотного зонду; б - фрагмент аксіального розподілу амплітуди ХПЗ для параметрів $f=2.77\text{ГГц}$, $I_a=0.4\text{А}$, $V_a=120\text{В}$, $I_b=5.7\text{мА}$, $V_b=1.25\text{кВ}$; 1 - $U_m=80\text{мВ}$, 2 - $U_m=130\text{В}$, 3 - $U_m=180\text{мВ}$, 4 - $U_m=300\text{мВ}$

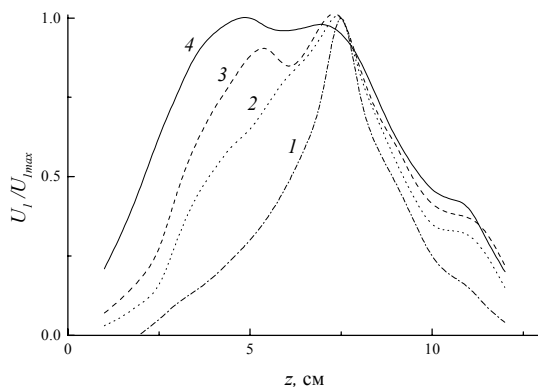


Рис.6. Аксіальні розподіли інтенсивності ХПЗ в бар'єрі. $V_b=1\text{кВ}$; $I_b=4\text{мА}$; $I_a=0.4\text{А}$; $f_m=2.73\text{ГГц}$; U_m : 1 - 126мВ ; 2 - 282мВ ; 3 - 354мВ ; 4 - 446мВ . Кожна з кривих нормована на своє максимальне значення зумовлений нелінійними процесами взаємодії з їхньою участю [8]. Зі збільшенням густини електронів пучка та зменшенням їхньої швидкості другий максимум розподілу зсувається до початку бар'єру.

При зміні амплітуди модулюючої напруги в межах до $0,3\text{В}$ зміни характеристики зазначеного розподілу не відбувалося, змінювалася лише інтенсивність сигналу. Відповідні залежності для околу другого максимуму подані на рис.5б. При подальшому зростанні модулюючої напруги між першим та другим максимумами з'являється новий максимум (рис.6), величина якого зростає, і він стає домінуючим у розподілі (рис.7).

Можна бачити, що при малих U_m координата максимуму штучно створеної ХПЗ збігається з

координатою максимуму інтенсивності найбільш потужної компоненти частотного спектру «власних» ХПЗ, причому остання за величиною значно перевищує сигнал на частоті модуляції. При $U_m > 300\text{мВ}$ максимум штучно створеної ХПЗ спостерігається ближче до початку системи, ніж максимум «власної», і помітно переважає його за величиною.

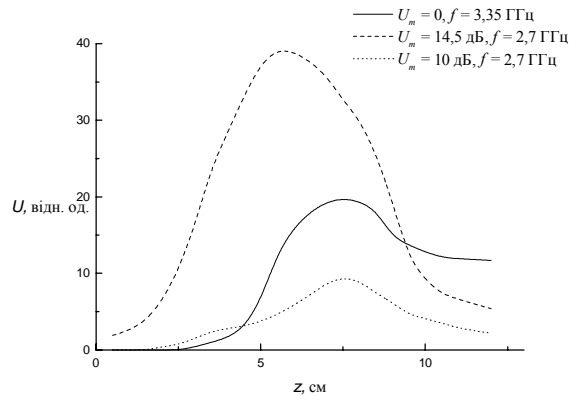


Рис.7. Аксіальні розподіли інтенсивності ХПЗ в бар'єрі. $V_b=1\text{кВ}$; $I_b=5\text{мА}$.

Слід зазначити, що експериментальна система відмінна від моделі, проаналізованої аналітично та чисельно. По-перше, в експерименті (на відміну від одновимірного моделювання з періодичними граничними умовами) плазма є обмеженою в поперечному та поздовжньому напрямку. По-друге, в експерименті було присутнє постійне (хоч і невелике) магнітне поле. Нарешті, плазма в бар'єрі є неоднорідною. Сказане означає, що спектр власних мод в експериментальній плазмово-пучковій системі відрізняється від того, що був у чисельному моделюванні. Проте результати аналітичних оцінок та моделювання багато в чому відповідають даним експерименту.

Порівнюючи результати експерименту з нелінійною теорією, викладеною вище, можна зробити висновок, що при невеликих модулюючих напругах реалізується режим В, коли зростання сигналу на частоті модуляції переривається внаслідок захоплення пучка резонансною модою (автоколиваннями). При подальшому зростанні модулюючої напруги до $0,5\text{В}$ спостерігається поступовий перехід до режиму С, однак цей режим ще не досягається (насичення амплітуди сигналу не спостерігалось).

3.3. Прозорість бар'єра

Дослідження прозорості бар'єра (тобто відношення амплітуд хвиль в областях III та I) показали, що вона монотонно зменшується зі збільшенням надкритичності плазми в ньому і немонотонно залежить від струму та швидкості електронів пучка: існують оптимальні щодо просвітлення параметри пучка. Залежності прозорості бар'єра від параметрів пучково-плазмової системи визначаються залежностями інтенсивності ХПЗ на частоті модуляції в ОЛПР на виході з бар'єра. Встановлено, що нелінійна плазмово-пучкова взаємодія в бар'єрі, яка суттєво впливає на аксіальний розподіл інтенсивності ХПЗ, зменшує прозорість бар'єра і змінює її залежності від параметрів пучково-

плазмової системи порівняно з передбаченими лінійною теорією.

Оцінки показали, що прозорість бар'єру в умовах проведених експериментів не перевищувала кількох відсотків за амплітудою.

4. Висновки

1. Запропоновано механізм просвітлення плазмового бар'єра для електромагнітних хвиль за допомогою електронного пучка.

2. Експериментально виявлено і досліджено існування просвітлення плазмового бар'єра за вказаним механізмом.

3. Встановлено суттєвий вплив нелінійних процесів пучково-плазмової взаємодії в неоднорідній плазмі бар'єра на його прозорість.

5. Література

1. Неравновесные и резонансные процессы в плазменной радиофизике. Н.С.Ерохин, М.В.Кузевел и др. М., Наука, 1982.

2. Г.П.Березина, Я.Б.Файнберг и др. Об использовании модулированных электронных пучков для переноса электромагнитных волн через плотную плазму и излучения из нее. // Физика плазмы, 1994, т.20, с.828-835.

3. И.А.Анисимов, С.М.Левитский. Индуцированное переходное радиоизлучение за счет коллективных процессов из неоднородной неравновесной космической плазмы. // Всесоюзный семинар "Плазменная электроника", Харьков, 1988. Тез. докл. С.256-257.

4. И.А.Анисимов, С.М.Левитский. Перенос электромагнитных волн сквозь слой плотной плазмы с помощью электронного потока. // ЖТФ, 1989, т.59, с.50-54.

5. И.А.Анисимов, С.М.Левитский, А.В.Опанасенко, Л.И.Романюк. Экспериментальное обнаружение просветления плазменного волнового барьера с помощью электронного пучка. // ЖТФ, 1991, т.61, с.59-63.

6. І.О.Анісімов, О.А.Зубарев, С.М.Левитський, О.В.Опанасенко, Д.Б.Палець, Л.І.Романюк. Дослідження просвітлення плазмових бар'єрів для електромагнітних хвиль за допомогою електронних пучків. 1. Існування ефекту просвітлення. // УФЖ, 1995, т.40, с.198-203.

7. І.О.Анісімов, І.Ю.Котляров, С.М.Левитський,

О.В.Опанасенко, Д.Б.Палець, Л.І.Романюк. Дослідження просвітлення плазмових бар'єрів для електромагнітних хвиль за допомогою електронних пучків. 2. Еволюція хвиль просторового заряду в бар'єрі. // УФЖ, 1996, т.41, с.164-170.

8. О.В.Опанасенко, Д.Б.Палець, Л.І.Романюк. Дослідження просвітлення плазмових бар'єрів для електромагнітних хвиль за допомогою електронних пучків. 3. Вплив власних коливань пучково-плазмової системи в бар'єрі на збуджену в пучку хвилю просторового заряду. // УФЖ, 1996, т.41, с.802-807.

9. I.O.Anisimov, S.V.Dovbakh, S.M.Levitsky, G.V.Lizunov. Electromagnetic waves transport through the barriers of dense plasma by means of electron beams: concurrence of modes. // 1996 International Conference on Plasma Physics, Nagoya, Japan, 1996. Proc., vol.1, p.942-945.

10. І.О.Анісімов. Шумова модуляція електронного пучка в плазмово-пучковій системі. // Вісник Київського університету. Сер. фіз.-мат. науки. № 4, К., 1998, с.285-288.

11. I.O.Anisimov, N.O.Boyko, D.B.Palets, L.I.Romanyuk. Modulated Electron Beam Evolution in the Supercritical Plasma. // 24 International Conference on Phenomena in the Ionized Gases. Warsaw. 1999. Proc., vol.4, p.143-144.

12. С.С.Калмыкова. Коллективное взаимодействие моноэнергетического пучка с плазменным слоем. // ЖЭТФ, 1973, т.65, с.2250-2260.

13. И.А.Анисимов, А.А.Зубарев, И.Ю.Котляров, С.М.Левитский. Переходное излучение модулированного потока электронов в сильнонеоднородной плазме. // Изв. вузов. Радиофизика, 1994, т.37, с. 194-199.

14. А.К.Березин, Я.Б.Файнберг, И.А.Безъязычный. Экспериментальные исследования возможности управления пучковой неустойчивостью с помощью модуляции. // Письма в ЖЭТФ, 1968, т.7, с.156-160.

15. Ch.K.Birdsall, A.B.Langdon. Plasma Physics, via Computer Simulation. McGraw-Hill Book Company, 1985.

16. А.Н.Кондратенко, В.М.Куклин. Основы плазменной электроники. М., Энергоатомиздат, 1988.

17. С.М.Левитский, С.В.Кошечая. Вакуумная и твердотельная электроника СВЧ. К., Вища школа, 1986.