

ПРОСВІТЛЕННЯ, КВАЗІПРОЗОРИСТЬ ТА ІНФОРМАЦІЙНА ПРОЗОРИСТЬ ХВИЛЬОВИХ БАР'ЄРІВ У НЕОДНОРІДНІЙ ПЛАЗМІ

І.О. АНІСІМОВ,¹ Л.І. РОМАНЮК²

¹Київський національний університет ім. Тараса Шевченка,
радіофізичний факультет
(Просп. Академіка Глушкова, 2, корп. 5, Київ 03022)

²Інститут ядерних досліджень НАН України
(Просп. Науки, 47, Київ 03680)

УДК 533.951
© 2010

Запропоновано класифікацію хвильових бар'єрів у неоднорідній плазмі та ефектів їх подолання хвилями (просвітлення, пов'язане з нелінійною зміною властивостей бар'єра під дією падаючої хвилі, квазіпрозорість, пов'язана з перетворенням хвилі на вході до бар'єра та її відновленням у забар'єрній області, та інформаційна прозорість, пов'язана з перенесенням у забар'єрну область інформації про наявність у передбар'єрній області падаючої хвилі). Розглянуто відомі на сьогодні типи просвітлення, пов'язані з руйнуванням бар'єрів падаючими електромагнітними хвилями, з ефектами електромагнітно індукованої прозорості та з релятивістськими ефектами. Розглянуто основні типи квазіпрозорості плазмових хвильових бар'єрів, а саме квазіпрозорість, зумовлену хвилями Ван Кампена, квазіпрозорість, спричинену проходженням крізь бар'єри електронних пучків, а також квазіпрозорість, зумовлену поперечним магнітним полем. Обговорено механізми інформаційної прозорості плазмових бар'єрів, пов'язані з трансформацією хвиль, зумовлені генерацією вищих гармонік та спричинені явищем плазмового відлуння.

ЗМІСТ

1. Вступ

2. Хвильові бар'єри в неоднорідній плазмі та класифікація ефектів їх подолання хвилями

2.1. Класифікація плазмових хвильових бар'єрів

2.1.1. Область непрозорості, обмежена точками повороту

2.1.2. Область непрозорості, обмежена точками резонансу

2.1.3. Бар'єр, зумовлений сильною неоднорідністю плазми

2.1.4. Бар'єр, зумовлений необоротним поглинанням хвилі

2.1.5. Бар'єр, зумовлений поглинанням хвилі внаслідок кінетичних ефектів

2.1.6. Бар'єри комбінованого типу

2.2. Експериментальні методи створення хвильових бар'єрів у плазмі

2.3. Класифікація ефектів подолання бар'єрів хвилями

3. Просвітлення плазмових хвильових бар'єрів

3.1. Руйнування бар'єра падаючою електромагнітною хвилею

3.1.1. Утворення хвилеводного каналу під дією стрижкційної сили з боку неоднорідного хвильового поля

3.1.2. Утворення хвилеводного каналу під дією нагрівної нелінійності, зумовленої параметричним збудженням ленгмюрівської хвилі

3.1.3. Періодичний перерозподіл густини плазми, зумовлений полем стоячої електромагнітної хвилі

3.1.4. Періодичний перерозподіл густини плазми, зумовлений параметричним збудженням ленгмюрівської хвилі

3.1.5. Експериментальне спостереження просвітлення, пов'язаного з руйнуванням хвильових бар'єрів

3.2. Електромагнітно індукована прозорість

3.2.1. Прозорість бар'єрів закритичної плазми без магнітного поля для лінійно поляризованої електромагнітної хвилі

3.2.2. Прозорість бар'єрів із циклотронним поглинанням для незвичайної електромагнітної хвилі

3.3. Просвітлення, зумовлене релятивістськими ефектами

4. Квазіпрозорість хвильових бар'єрів у неоднорідній плазмі

4.1. Квазіпрозорість хвильових бар'єрів у неоднорідній плазмі за участі хвиль Ван Кампена

4.1.1. Квазіпрозорість бар'єра для ленгмюрівських хвиль у неоднорідній плазмі без магнітного поля

- 4.1.2. Квазіпрозорість бар'єра для хвиль Трайвелліса–Гоулда в сильнеоднорідній плазмі з однорідним магнітним полем
- 4.1.3. Квазіпрозорість бар'єра для незвичайної електромагнітної хвилі в неоднорідній плазмі з однорідним магнітним полем
- 4.1.4. Квазіпрозорість бар'єра для незвичайної електромагнітної хвилі в однорідній плазмі з неоднорідним магнітним полем
- 4.1.5. Квазіпрозорість бар'єра для ленгмюрівських та електромагнітних хвиль у неоднорідній плазмі, зумовлена захопленням її електронів у потенціальну яму особливого профілю
- 4.1.6. Експериментальне дослідження квазіпрозорості бар'єра для верхньогібридних мод у слабкозамагніченій неоднорідній плазмі, зумовленої захопленням її електронів у потенціальну яму в слабкозамагніченій неоднорідній плазмі
- 4.2. **Квазіпрозорість бар'єрів щільної плазми, зумовлена проходженням електронних пучків крізь бар'єр**
 - 4.2.1. Теоретичні дослідження квазіпрозорості бар'єрів щільної плазми для електромагнітних хвиль за наявності електронного пучка
 - 4.2.2. Експериментальні дослідження квазіпрозорості плазмових бар'єрів для електромагнітних хвиль за наявності електронного пучка
 - 4.2.3. Квазіпрозорість бар'єрів щільної плазми для ленгмюрівських хвиль за наявності електронного пучка
- 4.3. **Квазіпрозорість плазмових бар'єрів із поперечним магнітним полем для електромагнітних хвиль**
 - 4.3.1. Квазіпрозорість, що забезпечується модами Трайвелліса–Гоулда
 - 4.3.2. Квазіпрозорість, що забезпечується модами Бернштейна
- 5. **Інформаційна прозорість плазмових хвильових бар'єрів**
 - 5.1. **Інформаційна прозорість бар'єрів, зумовлена трансформацією хвиль**
 - 5.1.1. Балістична трансформація хвиль у неоднорідній плазмі
 - 5.1.2. Трансформація падаючої хвилі в моди Бернштейна
 - 5.1.3. Вплив падаючої хвилі на рівень флуктуацій за бар'єром
 - 5.2. **Інформаційна прозорість плазмових хвильових бар'єрів, спричинена генерацією вищих гармонік**

5.3. Плазмове відлуння

- 5.3.1. Плазмове відлуння на різницевій частоті
- 5.3.2. Плазмове відлуння на сумарній частоті
- 5.3.3. Плазмове відлуння вищих порядків

6. Висновки

1. Вступ

Дослідження неоднорідної плазми вже давно є одним з магістральних напрямків у фізиці плазми. У численних монографіях, оглядах, статтях та доповідях на наукових конференціях розглядається вплив неоднорідності плазми на її властивості та перебіг різноманітних процесів у ній. Інтерес до цих досліджень викликано двома обставинами. По-перше, неоднорідність є загальною властивістю як лабораторних, так і природних плазмових утворень. По-друге, в дослідженнях виявляються все нові й нові аспекти впливу неоднорідності на статичні й динамічні властивості плазми та процеси, що в ній відбуваються. Останнє стосується, зокрема, поширення хвиль у неоднорідній плазмі – явища, яке є не тільки невід'ємною складовою фундаментальної фізики плазми, а й надзвичайно важливе для ряду її прикладних аспектів.

Загальною особливістю неоднорідності плазми у плазмових утвореннях будь-якого типу є немонотонність просторового розподілу густини плазми. Причиною останньої, зокрема, є локальність генерації плазми та її обмеженість речовиною в іншому агрегатному стані (тверде тіло, рідина, газ). Крім того, нею може бути неоднорідність самої речовини, з якої плазма утворюється, та анізотропія руху заряджених частинок плазми в магнітному полі, якщо таке поле накладене на плазму. Розподіл густини просторово обмеженого плазмового утворення у будь-якому напрямку завжди має принаймні один максимум. За наявності кількох зон генерації плазми чи їх кільцевої конфігурації у плазмовому утворенні може реалізуватися просторовий розподіл концентрації заряджених частинок у певному напрямку з кількома максимумами та мінімумами. У багатьох випадках плазма знаходиться в зовнішньому магнітному полі, яке також може бути неоднорідним, що приводить до зміни умов поширення хвиль.

Можна стверджувати, що в усіх зазначених випадках завжди знайдуться хвилі певного типу і частоти, для яких плазмове утворення буде непрозорим внаслідок існування у ньому хвильового бар'єра. Існування хвильових бар'єрів у неоднорідній

плазмі було обґрунтовано теоретично та виявлено експериментально. Воно лягло в основу однієї з методик високочастотної діагностики плазми [1–3] і дало змогу пояснити спостережуваний ефект наддалекого приймання радіохвиль [4].

Виникнення хвильових бар'єрів у плазмі може бути пов'язане як із просторовою неоднорідністю її концентрації, так і з неоднорідністю інших параметрів плазми, що впливають на поширення в ній хвиль (зовнішнє магнітне поле, температура та ін.).

Стрімкий розвиток прикладних аспектів фізики плазми вимагав вирішення проблеми проникнення хвиль всередину бар'єрів та крізь них і, зокрема, передачі крізь бар'єри інформації, яку несуть хвилі. Так виникла проблема просвітлення хвильових бар'єрів у неоднорідній плазмі та відповідний напрямок у теоретичних і експериментальних дослідженнях поширення хвиль різних типів у плазмових утвореннях із хвильовими бар'єрами. Перших позитивних результатів у вирішенні цієї проблеми було досягнуто в останній третині минулого століття завдяки стрімкому прогресу нелінійної і кінетичної теорії плазми [5–8]. Існування передбачених теоретично механізмів просвітлення було виявлено також експериментально [6, 9, 10]. Відтоді цей напрямок успішно розвивався як у теоретичному, так і в експериментальному аспекті і на сьогодні теорією передбачено більше десяти різних механізмів просвітлення хвильових бар'єрів різного типу в неоднорідній плазмі, а майже половина з них виявлена експериментально.

Ця робота є оглядом основних результатів опублікованих до сьогодні теоретичних і експериментальних досліджень, присвячених просвітленню плазмових хвильових бар'єрів (огляди початкових досліджень проблеми містяться в [11–13]). Слід зауважити, що термін "просвітлення" далеко не завжди відповідає суті явищ, які досліджувалися. Як показав аналіз, більшість запропонованих механізмів не передбачає реального поширення хвиль крізь бар'єр, а забезпечує лише їх регенерацію за ним або перенесення за бар'єр сигналу амплітудної модуляції хвилі, що падає на нього. Це дозволяє ввести класифікацію механізмів транспорту хвиль крізь плазмові бар'єри за характером їхньої дії, і саме в рамках такої класифікації розглянуто результати виконаних досліджень.

Даний огляд не претендує на повноту опису особливостей теоретичного розв'язання задач чи експериментальних досліджень. Його головною метою було дати загальне уявлення про сучасний стан вирішення

проблеми поширення хвиль крізь плазмові хвильові бар'єри. У скороченому варіанті цей огляд доповідали на міжнародних конференціях [14, 15].

2. Хвильові бар'єри в неоднорідній плазмі та класифікація ефектів їх подолання хвилями

2.1. Класифікація плазмових хвильових бар'єрів

Згідно із загальноприйнятим визначенням хвильовий бар'єр у плазмі – це певна область, крізь яку не можуть поширюватися хвилі певного типу і частоти внаслідок повного (чи майже повного) відбиття від її межі або майже повного поглинання на межі бар'єра чи в самому бар'єрі. Відповідно до цього бар'єри можна розділити на рефлекторні та абсорбційні. Поперечні розміри бар'єра повинні бути значно більшими за поперечний розмір хвильового пучка, щоб виключити ефекти рефракції та огинання.

Можна виділити кілька відмінних типів зазначених хвильових бар'єрів.

2.1.1. Область непрозорості, обмежена точками повороту

Якщо плазму можна вважати плоскошаруватою, причому її властивості змінюються у напрямку \mathbf{z} , то в області непрозорості $k_z^2(\omega) < 0$, а в точках повороту $k_z(\omega) = 0$ ($\mathbf{k}(\omega)$ – хвильовий вектор хвилі даного типу для частоти ω). Розмір області непрозорості в напрямку \mathbf{z} повинен бути значно більшим за довжину хвилі. Характерною ознакою існування бар'єра непрозорості, обмеженого точками відбиття, є, зокрема, утворення перед ним стоячої хвилі.

У більш загальному випадку можна говорити про те, що поверхні, на яких виконано умову $k_z(\omega) = 0$, обмежують деяку область непрозорості (бар'єр), яка розділяє області прозорості.

Бар'єри, зумовлені максимумом густини плазми. Хвильовий бар'єр такого типу може виникнути, наприклад, у плазмовому утворенні з максимумом густини плазми вздовж напрямку поширення хвилі z (рис. 1) за відсутності зовнішнього магнітного поля.

Для проблеми радіозв'язку найбільший інтерес викликає, звичайно, поширення в неоднорідній плазмі електромагнітних хвиль. Нехай така хвиля з частотою ω поширюється у плазмовому утворенні вздовж осі z , і в точках z_1 і z_2 виконується умова

$$\omega = \omega_{pe}(z_1)\omega_{pe}(z_2), \quad (1)$$

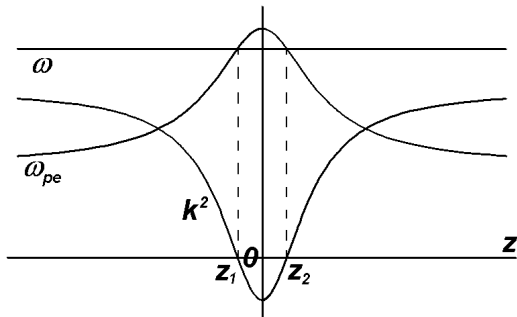


Рис. 1. Хвильовий бар'єр для електромагнітних та ленгмюрівських хвиль, зумовлений максимумом густини плазми, що являє собою область непрозорості, обмежену точками повороту

де $\omega_{pe} = [4\pi e^2 n(z)/m]^{1/2}$ – електронна ленгмюрівська частота плазми у точці z . Оскільки закон дисперсії даної хвилі має вигляд [1]:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2(z) + k^2 c^2, \quad (2)$$

то при наближенні до точки z_1 її фазова швидкість нескінченно зростає, і хвиля в точці z_1 повністю відбивається. В області $z_1 < z < z_2$, де $k^2 < 0$ (закритична плазма), хвиля поширюватися не може. За точкою повороту z_1 падаюча на бар'єр хвиля породжує синфазні коливання, амплітуда яких експоненціально спадає у скін-шарі з ефективною товщиною $\delta = c/\omega_{pe}$. За умови $\delta \ll \Delta \equiv |z_2 - z_1|$ в області $z_1 < z < z_2$ хвиля фактично буде відсутня, як і в області $z > z_2$, де вона могла б існувати, подолавши бар'єр ширини Δ . Реальним прикладом такого бар'єра може служити іоносферна плазма, яка в певному діапазоні висот виявляється непрозорою для довгих радіохвиль.

Аналогічний бар'єр виникає за відсутності магнітного поля для електронної плазмової хвилі з дисперсією [16]:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2(z) + 3k^2 v_{Te}^2, \quad (3)$$

де v_{Te} – середня теплова швидкість електронів плазми.

Слід, однак, уточнити, що перед точкою z_1 і за точкою z_2 існують ще й області поглинання ленгмюрівської хвилі резонансними електронами плазми за механізмом Ландау.

Нехай у бар'єрі, описаному вище, існує зовнішнє магнітне поле з напруженістю H , паралельне градієнту концентрації плазми і напрямку поширення звичайної електромагнітної хвилі. Нагадаємо, що при поширенні вздовж магнітного поля електромагнітні

хвилі у плазмі задовольняють дисперсійне співвідношення

$$k_{o,e}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega \pm \omega_{ce})} \right], \quad (4)$$

де індекс “o” відповідає звичайній, а індекс “e” – незвичайній хвилі. Тоді для першої з них точки повороту $z_{1,2}$ будуть визначатися умовою

$$\omega = \omega_{||2}(z_{1,2}), \quad (5)$$

де $\omega_{ce} = eH/mc$ – електронна циклотронна частота (e, m – заряд і маса електрона, c – швидкість світла), $\omega_{||1,2} = 0,5 \left[\mp \sqrt{4\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2} - \omega_{ce} \right]$, а область підвищеної концентрації плазми між цими точками також буде бар'єром вказаного вище типу.

Бар'єри, зумовлені мінімумом густини плазми. Бар'єри аналізованого типу можуть створюватися не тільки локальними максимумами, але й локальними мінімумами густини плазми. Наприклад, для верхньогібридної гілки електростатичних хвиль у слабко-замагніченій ($\omega_{pe} > \omega_{ce}$) плазмі, які поширюються під кутом до магнітного поля, закон дисперсії має вигляд [17]:

$$\omega^2 = \frac{1}{2} \left(\omega_{uh}^2 + \sqrt{\omega_{uh}^4 - 4\omega_{pe}^2 \omega_{ce}^2 \frac{k_z^2}{k_z^2 - k_{\perp}^2}} \right), \quad (6)$$

де $\omega_{uh}^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2$ – верхньогібридна частота, k_z і k_{\perp} – компоненти хвильового вектора \mathbf{k} вздовж магнітного поля і в перпендикулярному до нього напрямку. Якщо поле спрямоване вздовж градієнта концентрації плазми, то бар'єром аналізованого типу буде область навколо мінімуму концентрації плазми, обмежена точками $z_{1,2}$, в яких

$$\omega = \omega_{uh}(z_{1,2}) \quad (7)$$

(див. рис. 2).

Такого ж типу бар'єр між цими точками існуватиме для хвиль Бернштейна [18] на шляху їх поширення, якщо їх частота лежить в діапазоні $\omega_{ce} < \omega < 2\omega_{ce}$.

Нагадаємо, що хвилі Бернштейна – це електростатичні хвилі з частотами, кратними електронній циклотронній, що поширюються під кутом, близьким до $\pi/2$, до зовнішнього магнітного поля.

Бар'єри, зумовлені максимумом напруженості магнітного поля. Існування областей непрозорості, обмежених точками повороту, може бути зумовлене

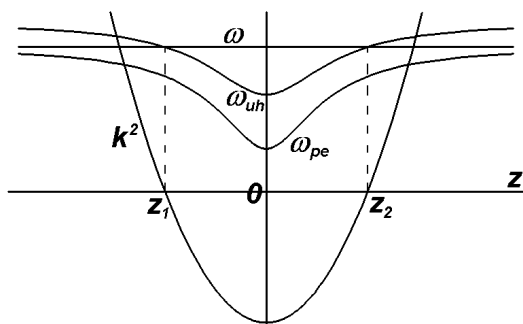


Рис. 2. Хвильовий бар'єр для верхньогібридної гілки електростатичних хвиль у слабкозамагніченій плазмі, зумовлений мінімумом її густини, що є областю непрозорості, обмеженою точками повороту

не тільки неоднорідністю концентрації плазми, але й неоднорідністю накладеного на неї магнітного поля.

Розглянемо незвичайні електромагнітні хвилі, що поширюються перпендикулярно до магнітного поля. Для них дисперсійне співвідношення має вигляд

$$c^2 k^2 = \omega^2 - \frac{\omega_{pe}^2 (\omega^2 - \omega_{pe}^2)}{\omega^2 - \omega_{uh}^2}. \quad (8)$$

Бар'єр виникає, наприклад, в однорідній плазмі з локальним максимумом поперечно неоднорідного магнітного поля (вважатимемо, що $\omega_{ce} = \omega_{ce}(z)$) для незвичайної електромагнітної хвилі з частотою $\omega_{uh}(z_{max}) < \omega < \omega_{\perp 2}(z_{max})$, де $\omega_{\perp 1,2}^2 = 0,5 (\mp \omega_{ce} \sqrt{4\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2} + 2\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2)$, яка поширюється перпендикулярно до магнітного поля в напрямку z (z_{max} – точка, в якій напруженість поля досягає максимуму). Точки повороту $z_{1,2}$ будуть визначатися з умови

$$\omega = \omega_{\perp 2}(z_{1,2}), \quad (9)$$

а область сильного магнітного поля між ними буде непрозорою (рис. 3).

Бар'єри, зумовлені мінімумом напруженості магнітного поля. Якщо в моделі, описаній вище, існує не максимум, а мінімум напруженості магнітного поля, то в цій області теж може виникнути хвильовий бар'єр такого самого типу для незвичайної електромагнітної хвилі, яка поширюється в напрямку z . Для цього частота хвилі повинна задовольняти умову $\omega_{uh}(z_{min}) > \omega > \omega_{\perp 1}(z \rightarrow \pm\infty)$, де z_{min} – точка, в якій напруженість поля досягає мінімуму (при $z \rightarrow \pm\infty$ поле вважаємо однорідним). Координати точок повороту $z_{1,2}$, що обмежують область непрозорості, визначаються з умови

$$\omega = \omega_{\perp 1}(z_{1,2}) \quad (10)$$

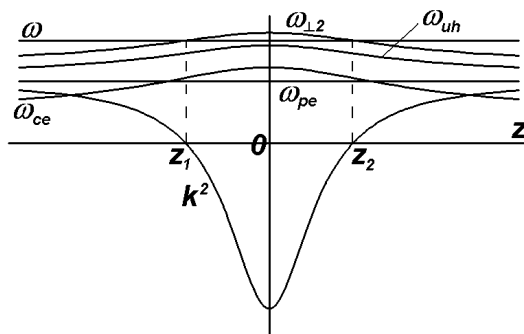


Рис. 3. Хвильовий бар'єр для незвичайних електромагнітних хвиль, зумовлений максимумом поперечного магнітного поля, що є областю непрозорості, обмеженою точками повороту

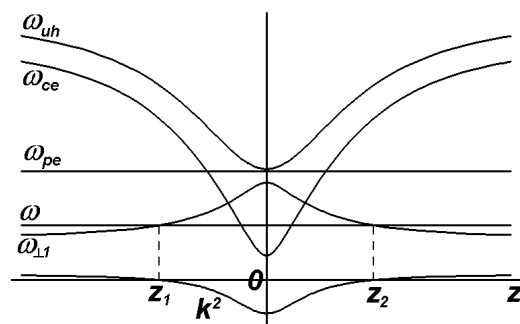


Рис. 4. Хвильовий бар'єр для незвичайних електромагнітних хвиль, зумовлений мінімумом поперечного магнітного поля, що є областю непрозорості, обмеженою точками повороту

(рис. 4).

2.1.2. Область непрозорості, обмежена точками резонансу

Область непрозорості плазми може бути обмежена не точками повороту, а точками резонансу, в яких $k_z(\omega) \rightarrow \infty$. В околі цих точок хвиля зазнає сильного поглинання.

Бар'єр, зумовлений максимумом густини плазми. Нехай профіль концентрації плоскошаруватої плазми ($\omega_{pe} = \omega_{pe}(z)$) має локальний максимум при $z = z_{max}$, на великих відстанях від якого плазма однорідна. Зовнішнє однорідне магнітне поле паралельне осі z . У такому бар'єрі під кутом до магнітного поля поширюється верхньогібридна мода з дисперсією (6), частота якої задовольняє умову $\omega_{pe}(z \rightarrow \pm\infty) < \omega < \omega_{uh}(z \rightarrow \pm\infty)$, $\omega_{pe}(z_{max})$. Між точками $z_{1,2}$, що задовольняють умову (1), плазма буде непрозорою для даної хвилі. У цих точках, як випливає з (6), $k_z(\omega) \rightarrow \infty$.

При наближенні з лівого боку до точки z_1 фазова швидкість хвилі зменшується і потрапляє в діапазон

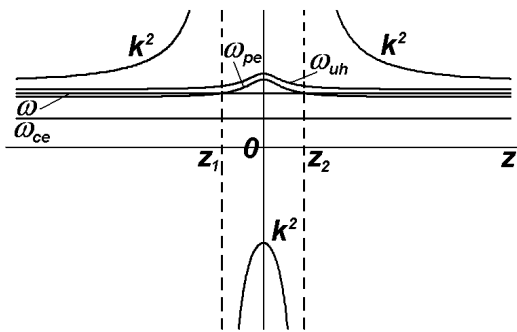


Рис. 5. Хвильовий бар'єр для верхньогібридних мод, зумовлений максимумом густини плазми, що є областю непрозорості, обмеженою точками резонансу

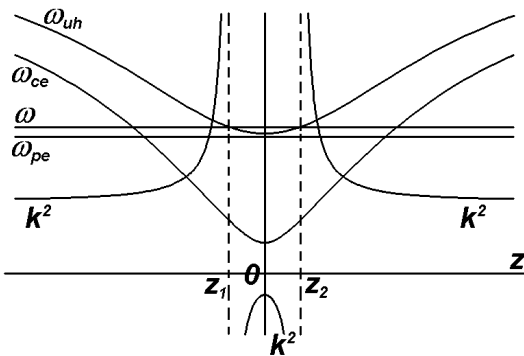


Рис. 6. Хвильовий бар'єр для незвичайних електромагнітних хвиль, зумовлений мінімумом поперечного магнітного поля, що є областю непрозорості, обмеженою точками резонансу

теплових швидкостей електронів плазми. Внаслідок резонансної взаємодії з ними відбувається поглинання хвилі, і остання майже повністю згасає, якщо ширина області поглинання значно перевищує характерний масштаб γ^{-1} , де γ – просторовий декремент. У результаті хвиля не потрапляє і в область $z > z_2$, де могла б поширюватися. Таким чином, область $z_1 < z < z_2$ для цієї хвилі є областю непрозорості, обмеженою точками резонансу (рис. 5).

Бар'єр, зумовлений мінімумом напруженості магнітного поля. Розглянемо тепер незвичайну електромагнітну хвилю, що поширюється в однорідній плазмі в напрямку z . Зовнішнє магнітне поле спрямоване перпендикулярно до z . Тоді хвиля має закон дисперсії (8). Нехай напруженість поля залежить від z і досягає локального мінімуму в точці $z = z_{\min}$, а частота хвилі задовольняє умову $\omega_{uh}(z \rightarrow \pm\infty) > \omega > \omega_{uh}(z_{\min})$. Тоді у плазмі існують точки $z_{1,2}$, в яких виконано умову (7). Як впливає з (8), при $\omega > \omega_{pe}$ між цими точками $k^2 < 0$, а при наближенні до них ззовні $k^2 \rightarrow \infty$. Таким чином, область $z_1 < z < z_2$

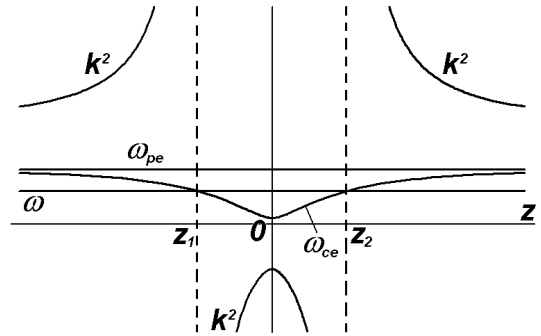


Рис. 7. Хвильовий бар'єр для незвичайної електромагнітної хвилі, зумовлений мінімумом поздовжнього магнітного поля, що є областю непрозорості, обмеженою точками резонансу

буде бар'єром такого самого типу, як у попередньому випадку (рис. 6).

Подібна ситуація для незвичайної електромагнітної хвилі, що поширюється вздовж магнітного поля з дисперсією (4), реалізується, якщо напруженість поля має мінімум у точці $z = z_{\min}$, а частота хвилі задовольняє умову $\omega_{ce}(z_{\min}) < \omega < \omega_{ce}(z \rightarrow \pm\infty)$. У наближенні холодної плазми резонанс для хвилі буде в околі точок локального циклотронного резонансу $z_{1,2}$ (рис. 7), де виконано умову

$$\omega = \omega_{ce}(z_{1,2}). \quad (11)$$

Врахування теплового руху електронів приводить до заміни циклотронного резонансу доплерівським:

$$k_z v_{Te} = \omega - N \omega_{ce}(z), \quad N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (12)$$

Бар'єр, зумовлений мінімумом густини плазми. Аналогічний за характером бар'єр для нижньогібридних електростатичних хвиль (мод Трайвелпіса-Гоулда) з дисперсією

$$\omega^2 = \frac{1}{2} \left(\omega_{uh}^2 - \sqrt{\omega_{uh}^4 - 4\omega_{pe}^2 \omega_{ce}^2 \frac{k_z^2}{k_z^2 + k_{\perp}^2}} \right) \quad (13)$$

реалізується, якщо однорідне магнітне поле спрямоване вздовж градієнта концентрації плазми, виконано умову $\omega_{pe} < \omega_{ce}$, а частота хвилі задовольняє умову $\omega_{pe}(z_{\min}) < \omega < \omega_{pe}(z \rightarrow \pm\infty)$. Точки резонансу в цьому випадку задовольняють умову (1), а область між ними буде непрозорою для хвилі (рис. 8).

2.1.3. Бар'єр, зумовлений сильною неоднорідністю плазми

Хвильовий бар'єр у плазмі може виникнути і тоді, коли область непрозорості в ній відсутня, тобто всюди

$k_z^2(\omega) > 0$, але існують різкі неоднорідності, від яких хвиля ефективно відбивається. Такий бар'єр виникає, якщо при наближенні до локального максимуму чи мінімуму густини плазми існують області, де виконується умова [19]:

$$L \equiv \left[\frac{1}{n(z)} \frac{dn(z)}{dz} \right]^{-1} \ll \lambda, \gamma^{-1}, \quad (14)$$

де L – характерний розмір неоднорідності, λ, γ^{-1} – довжина хвилі і характерний масштаб згасання.

Бар'єр такого типу може виникнути, наприклад, для мод Трайвелліса–Гоулда [20] у плазмовому утворенні з профілем густини плазми, зображеним на рис. 20,б.

2.1.4. Бар'єр, зумовлений необоротним поглинанням хвилі

Хвильовим бар'єром може бути також область плазми, в якій хвиля сильно згасає (в цій області дійсна та уявна частини $k_z(\omega)$ однакові за порядком величини). При цьому згасання хвилі може мати принципово необоротний характер. У найпростішому випадку таке згасання може бути зумовлене зіткненнями частинок плазми.

Прикладом бар'єра такого типу для електромагнітних та ленгмюрівських хвиль може служити шар слабоіонізованої плазми, у якому ефективна частота зіткнень електронів з важкими частинками (іонами та нейтральними атомами) за порядком величини збігається з частотою хвилі. Відзначимо, що саме така плазма оточує космічний апарат, що спускається на Землю через щільні шари атмосфери [32].

2.1.5. Бар'єр, зумовлений поглинанням хвилі внаслідок кінетичних ефектів

Згасання хвилі всередині бар'єра може бути зумовлене і взаємодією цієї хвилі з частинками плазми, яким вона віддає свою енергію. Цей процес, в принципі, може бути оборотним.

Бар'єр, зумовлений мінімумом густини плазми. Для прикладу розглянемо теплу ізотропну плазму без зіткнень з мінімумом концентрації. Нехай в однорідній області, що передує згаданому мінімуму (бар'єру), збуджена ленгмюрівська хвиля, частота якої трохи більша від локальної електронної плазмової частоти. Тоді в передбар'єрній області фазова швидкість хвилі значно перевищуватиме теплову швидкість електронів, і згасання Ландау на резонансних електронах буде малим. В області ж бар'єра, де концентрація

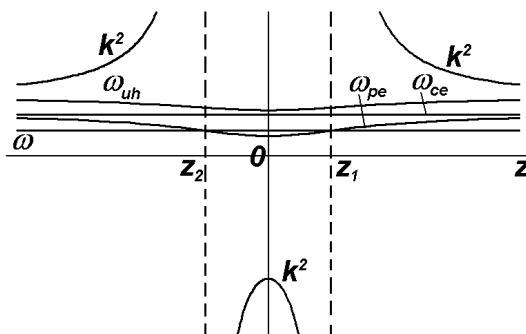


Рис. 8. Хвильовий бар'єр для нижньогібридних електростатичних хвиль (мод Трайвелліса–Гоулда), зумовлений мінімумом густини плазми, що являє собою область непрозорості, обмежену точками резонансу

ція плазми помітно зменшується, фазова швидкість ленгмюрівської хвилі також суттєво зменшиться, що приведе до різкого зростання згасання Ландау.

Бар'єр, зумовлений існуванням області локального циклотронного резонансу. Іншим прикладом бар'єра такого типу може служити плазма в магнітному полі, паралельному осі z , величина якого залежить від z . Нехай у деякій області величина поля така, що електронна циклотронна частота збігається з частотою незвичайної електромагнітної хвилі, яка поширюється в напрямку z , тобто там виконано умову типу (10). Тоді в цій області вказана хвиля зазнаватиме сильного згасання за рахунок електронного циклотронного резонансу.

2.1.6. Бар'єри комбінованого типу

У багатьох випадках хвильові бар'єри можуть бути деякою комбінацією описаних вище типів.

Бар'єр, зумовлений мінімумом напруженості магнітного поля. Розглянемо, наприклад, однорідну плазму, вміщену в зовнішнє магнітне поле, спрямоване у напрямку x , напруженість якого змінюється в напрямку z і має локальний мінімум. Нехай у напрямку z поширюється незвичайна електромагнітна хвиля, яка задовольняє дисперсійне співвідношення (8), а її частота задовольняє подвійну нерівність $\omega_{uh}(z \rightarrow \pm\infty) < \omega < \omega_{\perp 2}(z_{\min})$. Тоді точки $z_{1,4}$, де виконано умову типу (7), будуть точками резонансу, точки $z_{2,3}$, де виконано умову типу (9) – точками відбиття. Область між точками $z_{1,4}$ є бар'єром комбінованого типу. Цей бар'єр складається з двох областей непрозорості $z_1 z_2$ та $z_3 z_4$, розділених областю прозорості $z_2 z_3$, причому кожна з областей непрозорості із

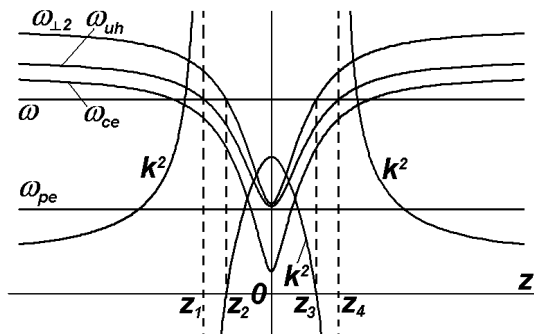


Рис. 9. Комбінований хвильовий бар'єр для незвичайних електромагнітних хвиль, зумовлений мінімумом поперечного магнітного поля

внутрішнього боку обмежена точкою повороту, а із зовнішнього – точкою резонансу (рис. 9).

Бар'єр, зумовлений мінімумом густини плазми. Абсолютно аналогічний за характером бар'єр в аналізованій системі виникає, коли магнітне поле є однорідним, а густина плазми залежить від z і має локальний мінімум.

Бар'єр, зумовлений максимумом напруженості магнітного поля. Якщо напруженість магнітного поля матиме не мінімум, а максимум, і частота незвичайної хвилі задовольнятиме умову $\omega_{uh}(z_{max}) > \omega > \omega_{\perp 2}(z \rightarrow \pm\infty)$, то між точками повороту $z_{1,4}$, в яких виконано умову типу (9), знову утвориться бар'єр подібного типу (рис. 10). Відмінність від попереднього випадку полягає в тому, що тепер області непрозорості обмежені із зовнішнього боку точками повороту, а з внутрішнього – точками резонансу, де виконано умови типу (7).

Бар'єр, зумовлений максимумом густини плазми. Абсолютно аналогічний за характером бар'єр в аналізованій системі виникає, коли магнітне поле є однорідним, а густина плазми залежить від z і має локальний максимум.

2.2. Експериментальні методи створення хвильових бар'єрів у плазмі

Експериментальні дослідження поширення хвиль в неоднорідній плазмі з хвильовим бар'єром проводилися здебільшого у двох типах плазмових систем. У системах першого типу хвильові бар'єри виникали в циліндричному стовпі плазми для хвиль, що поширювалися перпендикулярно до його осі (інколи – одночасно й перпендикулярно до магнітного поля). У системах другого типу для отримання хвильового бар'єра вздовж напрямку магнітного поля в магнітоактивній плазмі використовували симетричне витікання неізо-

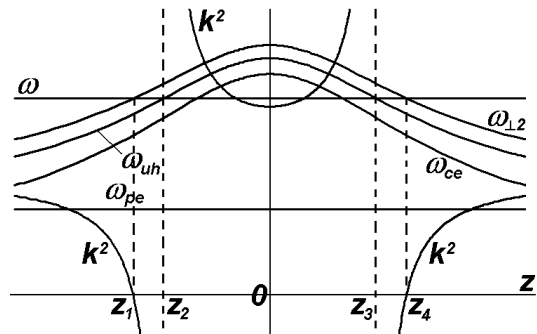


Рис. 10. Комбінований хвильовий бар'єр для незвичайних електромагнітних хвиль, зумовлений максимумом поперечного магнітного поля

термічної плазми з газорозрядного об'єму у вакуум уздовж напрямку поширення хвилі і магнітного поля [21]. Зауважимо, що в останньому випадку надзвичайно зручними для проведення досліджень є симетричні відкриті плазмові системи з несамостійним розрядом Пеннінга. Вони дозволяють змінювати густина плазми в бар'єрі та за її межами в широкому діапазоні. Деяким недоліком є динамічний зв'язок між цими величинами. Існує можливість змінювати в певних межах величину перепаду потенціалу на фронтах бар'єра та ширину бар'єра при збереженні його форми. Остання може бути близькою до прямокутної, тобто плазма на фронтах сильно неоднорідна, і перепади її густини становлять 2–4 порядки величини.

2.3. Класифікація ефектів подолання бар'єрів хвилями

Як уже відзначалося, в роботах, присвячених теоретичним та експериментальним дослідженням поширення хвиль у неоднорідній плазмі з хвильовими бар'єрами, часто існує невідповідність назв досліджуваних явищ їх проявам. З метою конкретизації зазначених назв пропонуємо класифікацію явищ, яка побудована саме на їх проявах.

Просвітлення плазмових бар'єрів – це явище, результатом якого є проникнення початкової хвилі всередину бар'єра та проходження її крізь бар'єр у забар'єрну плазму.

Квазіпрозорість бар'єра – це явище, проявом якого є наявність хвилі за бар'єром, тотожної хвилі перед ним, за відсутності такої хвилі всередині бар'єра. При цьому хвильовий процес “переноситься” крізь бар'єр або у формі хвилі іншої природи, або за допомогою частинок (точніше, електронів плазми).

Інформаційна прозорість бар'єра полягає в тому, що за наявності перед бар'єром амплітудно-

модульованої хвилі за бар'єром існує хвиля, що відризняється від початкової типом чи частотою, але зберігає її амплітудну модуляцію. В деяких випадках інформацію про падаючу на бар'єр хвилю можуть дати флуктуації в забар'єрній плазмі.

3. Просвітлення плазмових хвильових бар'єрів

В основі явища просвітлення плазмових хвильових бар'єрів лежать нелінійні процеси взаємодії хвиль з плазмою. За наявності таких процесів діелектрична проникність плазми ε стає функцією напруженості електричного поля хвилі E .

Для бар'єрів, що становлять область непрозорості, обмежену точками повороту, в багатьох випадках при слабкій нелінійності плазми її діелектрична проникність може бути представлена у вигляді [5]:

$$\varepsilon(E) = \varepsilon_0 + \varepsilon_i |E|^2, \quad (15)$$

де в найпростішому випадку за відсутності магнітного поля $\varepsilon_0 = 1 - \omega_{pe}^2/\omega^2$ – діелектрична проникність плазми в бар'єрі за відсутності хвилі, а $\varepsilon_i > 0$ – коефіцієнт, величина якого залежить від механізму нелінійності. Відповідно з'являється порогове електричне поле E_{cr} хвилі, при перевищенні якого досягається прозорість плазмового бар'єра $\varepsilon(E) > 0$.

Відомі на сьогодні механізми просвітлення стосуються електромагнітних хвиль. Їх можна розділити на три групи:

- руйнування бар'єра за рахунок витіснення з нього плазми або перерозподілу її концентрації полем електромагнітної хвилі, що падає на бар'єр;
- електромагнітно індукована прозорість, зумовлена наявністю додаткової потужної електромагнітної хвилі та її впливом на прозорість бар'єра для сигнальної електромагнітної хвилі невеликої потужності за рахунок параметричної взаємодії з останньою;
- просвітлення, зумовлене релятивістськими ефектами руху електронів плазми в полі падаючої на бар'єр потужної електромагнітної хвилі.

Розглянемо ці ефекти послідовно.

3.1. Руйнування бар'єра падаючою електромагнітною хвилею

Ця група механізмів просвітлення забезпечує проходження електромагнітної хвилі через бар'єри, що являють собою області непрозорості, обмежені точками

повороту. У деяких випадках суттєвими є також зіткнення електронів з важкими частинками, що забезпечують сильне згасання хвилі.

3.1.1. Утворення хвилеводного каналу під дією стрікційної сили з боку неоднорідного хвильового поля

Розглянемо пучок електромагнітних хвиль, що падає на бар'єр щільної плазми (див. п.2.1.1). Нехай частота хвилі набагато перевищує частоту зіткнень електронів з важкими частинками, так що впливом останніх можна знехтувати. Якщо амплітуда електромагнітної хвилі достатньо велика, на електрони плазми буде діяти електрострикційна сила, зумовлена просторовою неоднорідністю височастотного електричного поля, [13]:

$$F = -\frac{e^2}{4m\omega^2} \nabla |E|^2. \quad (16)$$

Рух електронної компоненти плазми під дією сили (16) приведе до порушення електронейтральності і появи квазістаціонарного електричного поля, яке діятиме на іонну компоненту. У результаті відбувається виштовхування плазми з області сильного електромагнітного поля, зменшення густини плазми на шляху поширення пучка хвиль, утворення самопідтримуваного хвилеводного каналу в бар'єрі та самоканалізація хвиль у ньому [96].

Просвітлення бар'єра досягається при полях хвилі, які задовольняють умову [13]:

$$\varepsilon(|E|^2) = 1 - \left(\frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2} \right) \exp \left(-\frac{|E|^2}{E_p^2} \right) > 0, \quad (17)$$

де $E_p = \sqrt{4m\omega^2(T_e + T_i)/e}$ – характерне плазмове поле для нелінійних стрікційних ефектів, а T_e і T_i – відповідно, температура електронної та іонної компонент плазми в енергетичних одиницях. У помірно сильних електричних полях $|E| \ll E_p$ залежність (17) може бути подана у вигляді (13), де

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{str} = \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2} \frac{1}{E_p^2}. \quad (18)$$

3.1.2. Утворення хвилеводного каналу під дією нагрівної нелінійності, зумовленої параметричним збудженням ленгмюрівської хвилі

Інший механізм нелінійної взаємодії притаманний щільній плазмі із помітними електронними зіткне-

ннями, тобто тепер йдеться про бар'єр, який поєднує непрозорість із необоротним поглинанням хвилі. Механізм просвітлення полягає у параметричному збудженні ленгмюрівської хвилі у плазмі бар'єра електромагнітною хвилею, що падає на нього. При нормальному падінні плоскополяризованої електромагнітної хвилі на шар плазми збуджені таким чином ленгмюрівські хвилі поширюються в напрямку електричного поля електромагнітної хвилі, тобто їх хвильовий вектор лежить у площині шару плазми. Ці хвилі ефективно розсіюються на зіткненнях із важкими частинками, внаслідок чого температура електронів зростає, а їхня густина відповідно зменшується. Як і в попередньому випадку, це приводить до утворення самопідтримуваних хвилеводних каналів у бар'єрі та самоканалізації хвиль у них [22]. Величина $\partial\varepsilon/\partial|E|^2$, тобто коефіцієнт $\varepsilon_i = \varepsilon_{\text{term}}$ у (15), у цьому випадку теж виявляється додатним [13].

3.1.3. Періодичний перерозподіл густини плазми, зумовлений полем стоячої електромагнітної хвилі

При нормальному падінні електромагнітної хвилі на шар закритичної плазми з різкими межами врахування пондеромоторної сили з боку поля цієї хвилі приводить до можливості перерозподілу концентрації плазми вздовж напрямку поширення хвилі. У результаті може виникнути просторово періодичний (із періодом порядку вакуумної довжини падаючої хвилі) розподіл густини плазми, а її діелектрична проникність на частоті падаючої хвилі стає знакозмінною функцією координати. Як наслідок, шар плазми стає частково прозорим [5].

3.1.4. Періодичний перерозподіл густини плазми, зумовлений параметричним збудженням ленгмюрівської хвилі

Крім нагрівної нелінійності існує ще принаймні один механізм просвітлення [13, 23], також пов'язаний із параметричним збудженням ленгмюрівських хвиль у скін-шарі електромагнітною хвилею, що падає на бар'єр. Розвиток модуляційної нестійкості таких ленгмюрівських хвиль приводить до того, що в їх полі початково однорідна за густиною плазма під дією електрострикційної сили стає шаруватою і знакозмінною за діелектричною проникністю: в пучностях поля проникність шару плазми (товщиною a) стає додатною, $\varepsilon_a > 0$, а в шарі плазми між пучностями (товщиною b) залишається від'ємною, $\varepsilon_b < 0$. Під-

креслимо, що, на відміну від випадку, розглянутого в п. 3.1.3, градієнт концентрації плазмових збурень збігається з напрямком електричного поля падаючої електромагнітної хвилі і виявляється перпендикулярним до межі плазмового шару. Крім того, просторовий період утвореної таким чином структури значно менший, ніж у попередньому випадку. Така структура за умови $a, b \ll \lambda$ прозора для хвилі з довжиною λ , тобто бар'єр зникає. За час розвитку нестійкості хвиля проникає в бар'єр на глибину порядку товщини скін-шару. Далі процес розшарування повторюється в наступних скін-шарах, і хвиля проникає все глибше в бар'єр. У результаті досягається або просвітлення плазмового бар'єра, або зменшення його ширини.

Поблизу порога нестійкості умова просвітлення обмеженого плазмового шару [13] має вигляд

$$\frac{E_m^2}{16\pi n_0(T_e + T_i)} > \left(\frac{2M}{m}\right) \frac{|\varepsilon_{\text{max}}|^{3/2}}{64}, \quad (19)$$

де ε_{max} – величина ε в максимумі густини шару, E_m – амплітуда хвилі, що падає на бар'єр, n_0 – незбурена густина плазми, M і m – відповідно, маса іона і електрона.

У роботі [13] зазначається, що цей механізм реалізується на початковій стадії взаємодії обмежених хвильових пучків із плазмою, коли ще не встигають розвинути ефекти макроскопічного перерозподілу густини плазми в усій області, яку займає поле хвилі. Пізніше реалізується хвилеводний режим просвітлення за механізмом, описаним у п. 3.1.1.

3.1.5. Експериментальне спостереження просвітлення, пов'язаного з руйнуванням хвильових бар'єрів

Явище просвітлення плазмових бар'єрів для електромагнітних хвиль було експериментально виявлено в дослідженнях [6, 9, 22, 29–31]. Схеми основних експериментальних пристроїв подано на рис. 11–13. Спільною особливістю експериментів є те, що їх проводили у плазмі, густина якої змінювалася з часом: у плазмі, що розпадається [6, 22, 29, 30], чи плазмі, що створюється високочастотним полем зі спадаючою у часі інтенсивністю [9, 31]. При цьому з часом зменшувалися як висота, так і ширина плазмового бар'єра аж до зникнення останнього. У цей момент хвилю реєстрували за бар'єром при будь-якій, навіть малій, інтенсивності її перед бар'єром. При збільшенні інтенсивності хвилі, починаючи з деякої критичної потужності, спостерігалася поява хвилі за бар'єром, що й

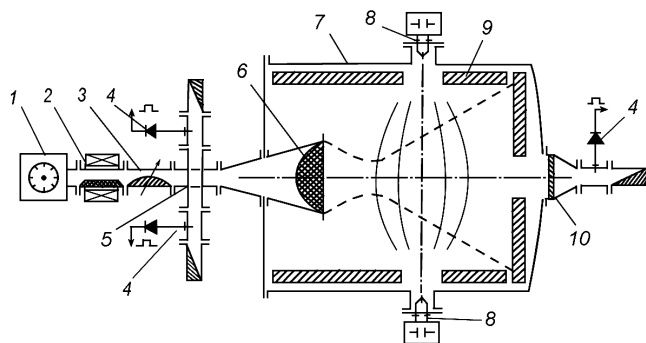


Рис. 11. Схема експериментальної установки [22]: 1 – генератор НВЧ-коливань; 2 – феритовий вентиль; 3 – поглинаючий атенуатор; 4 – датчик обвідної НВЧ-випромінювання; 5 – спрямований відгалужувач; 6 – лінза; 7 – вакуумна камера; 8 – плазмові гармати; 9 – поглинаючі елементи; 10 – приймальний рупор

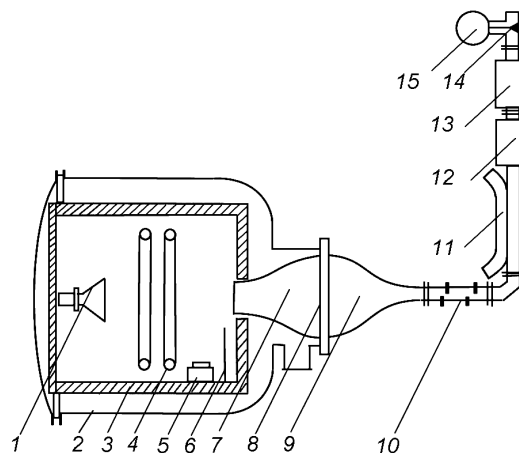


Рис. 12. Схема експериментальної установки [31]: 1 – приймальний рупор; 2 – вакуумна камера; 3 – поглинаючий екран; 4 – індуктор; 5 – електростатичний аналізатор; 6 – рухомий зонд; 7, 9 – хвильоводні переходи; 8 – вакуумне НВЧ-введення; 10 – узгоджуючі елементи; 11 – відгалужувачі; 12 – феритовий вентиль; 13 – феритовий атенуатор; 14 – коаксіально-хвильоводний перехід; 15 – генератор

свідчило про наявність ефекту просвітлення. Як виявлено в [31] (див. рис. 14), порогова величина електричного поля хвилі E , при якій спостерігається нелінійна прозорість бар'єра, зростає із збільшенням надкритичності бар'єра n_{\max}/n_{cr} (при $n_{\max}/n_{cr} > 1$), де n_{\max} – максимальна концентрація плазми в бар'єрі, n_{cr} – критична концентрація плазми на частоті ω (на рис. 14 $v_{\sim} = eE/m\omega$ – осциляторна швидкість електрона, $v_{T_e} = (3k_B T_e/m)^{1/2}$). Коефіцієнт прозорості за потужністю $K^2 = P_{\max tr}/P_0$ спочатку зростає з величиною v_{\sim}/v_{T_e} , а далі насичується або навіть зменшується [31] (рис. 15). При постійній потужності хвилі P_0 , що падає на бар'єр, коефіцієнт прозорості бар'єра за потужністю майже лінійно зменшується зі збільшенням надкритичності плазми в бар'єрі [9] (рис. 16).

Просвітлення, виявлене в дослідженнях [9, 31], пов'язується з механізмом, описаним у п. 3.1.4 [13, 23], тобто з формуванням у бар'єрі шаруватої (за густиною) структури плазми, причому ці шари перпендикулярні до межі бар'єра. На користь такого висновку свідчить і виявлена залежність просвітлення бар'єра для сигнальної хвилі малої потужності хвилею великої потужності від взаємної орієнтації їх поляризації [9]: просвітлення наявне, якщо електричні поля обох хвиль паралельні, і відсутнє, коли вони взаємно перпендикулярні. Іншої точки зору дотримуються автори досліджень [6, 22, 29, 30]. Отримані ними результати краще узгоджуються з механізмом, викладеним у п. 3.1.2, а саме формуванням хвильоводного каналу внаслідок нагрівання електронної компоненти плазми в бар'єрі.

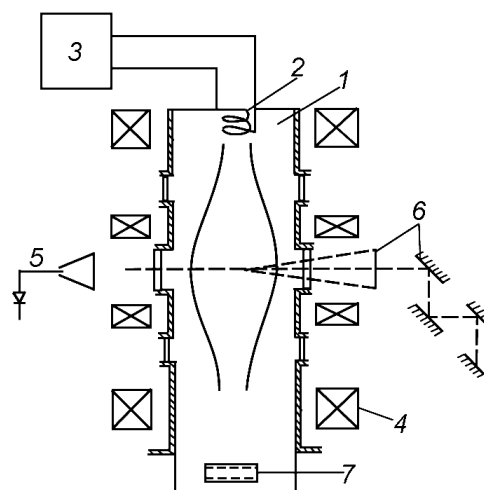


Рис. 13. Схема експериментальної установки [30]: 1 – вакуумна камера; 2 – ВЧ-індуктор; 3 – генератор 5 МГц; 4 – соленоїд; 5 – приймальна антена; 6 – квазіоптична лінія; 7 – багатосітковий зонд

У роботі [88] досліджено вплив поляризації падаючої потужної ($v_{\sim}/v_{T_e} = 0,2-0,5$) електромагнітної хвилі на просвітлення бар'єрів щільної плазми. Було показано, що "швидке" просвітлення притаманне як лінійній, так і циркулярній поляризації падаючої хвилі, що, на думку авторів, свідчить про те, що неоднорідності, які виникають у плазмі, на відміну від теоретичних передбачень [13, 23], є, принаймні, двовимірними (у площині бар'єра). Виникнення цих не-

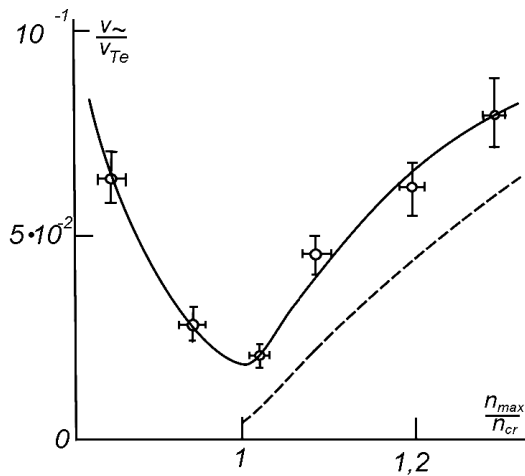


Рис. 14. Залежність порогових величин параметра $v\sim/v_{Te}$, при яких спостерігається нелінійна прозорість плазми, від концентрації заряджених частинок. Суцільна лінія – експеримент, пунктирна – розрахунок [31]

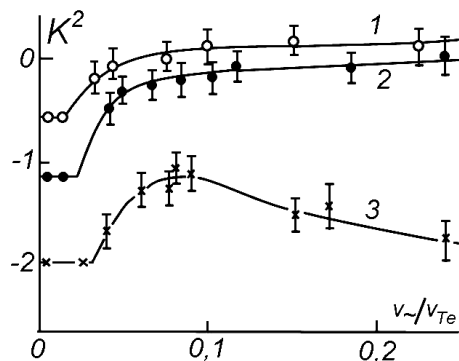


Рис. 15. Залежність коефіцієнта передачі за потужністю від параметра $v\sim/v_{Te}$ [31]: 1 – $n_{max} = n_{cr}$; 2 – $n_{max} = 1,1n_{cr}$; 3 – $n_{max} = 1,2n_{cr}$

однорідностей гіпотетично пов'язано з турбулентною динамікою плазми в полі падаючої хвилі.

Подальші експерименти [94, 95] із застосуванням діагностичної електромагнітної хвилі зафіксували не лише деполаризацію, але й доплерівське розширення спектра цієї хвилі та появу в ньому сателітів, зсунутих на частоту іонно-звукових хвиль. Діагностична хвиля дозволила також помітити існування просвітлення протягом деякого (1–1,5 мкс) часу після вимкнення потужної хвилі накачування. За допомогою діагностичного електронного пучка було зафіксовано появу у плазмі низькочастотних електричних полів. Ці результати автори пов'язали з формуванням у плазмі тривимірних дрібномасштабних неоднорідностей на етапі її “швидкого” просвітлення.

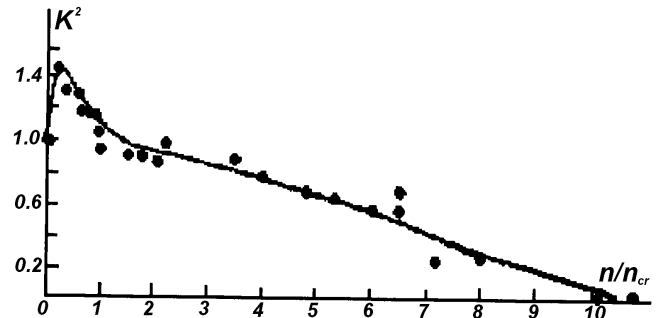


Рис. 16. Коефіцієнт прозорості бар'єра за потужністю як функція густини плазми [9]. Ширина бар'єра $L = 40$ см; потужність хвилі перед ним $P_0 = 50$ кВт; $f = 2,8$ ГГц; $n_{cr} = 10^{11}$ см⁻³

На нашу думку, відповідь на питання про характер перерозподілу плазми в бар'єрі під дією потужної електромагнітної хвилі могло б дати комп'ютерне моделювання. Однак такі роботи нам невідомі.

3.2. Електромагнітно індукована прозорість

Якщо в попередньому підрозділі йшлося переважно про руйнування бар'єра безпосередньо сигнальною хвилею, то у випадку електромагнітно індукованої прозорості нелінійний ефект, що приводить до формування вікна прозорості для сигнальної хвилі, створюється деякою іншою хвилею – потужною хвилею накачування.

3.2.1. Прозорість бар'єрів закритичної плазми без магнітного поля для лінійно поляризованої електромагнітної хвилі

Найпростішу модель електромагнітно індукованої прозорості плазми без магнітного поля для електромагнітної хвилі на частоті нижче частоти відсічки, $\omega_0 < \omega_{pe}$ (див. п. 2.1.1), було теоретично розглянуто в [80]. Вважалося, що в холодній однорідній плазмі без зіткнень поширюються вздовж осі \mathbf{z} дві електромагнітні хвилі, електричні поля яких паралельні осі \mathbf{x} , а магнітні – осі \mathbf{y} . Частоти сигнальної хвилі ω_0 та хвилі накачування ω_a задовольняють умову

$$|\delta\omega| \ll \omega_a, \omega_0, \tag{20}$$

де $\delta\omega = \omega_{pe} - (\omega_a - \omega_0)$ – розстроювання різницевої частоти хвиль $\omega_l = \omega_a - \omega_0$ щодо електронної плазмової частоти ω_{pe} . Сила Лоренца, зумовлена рухом електронів в електричному полі однієї з електромагнітних хвиль у магнітному полі другої хвилі, спрямована вздовж напрямку \mathbf{z} , буде приводити до параметричного збудження в системі вимушеної поздов-

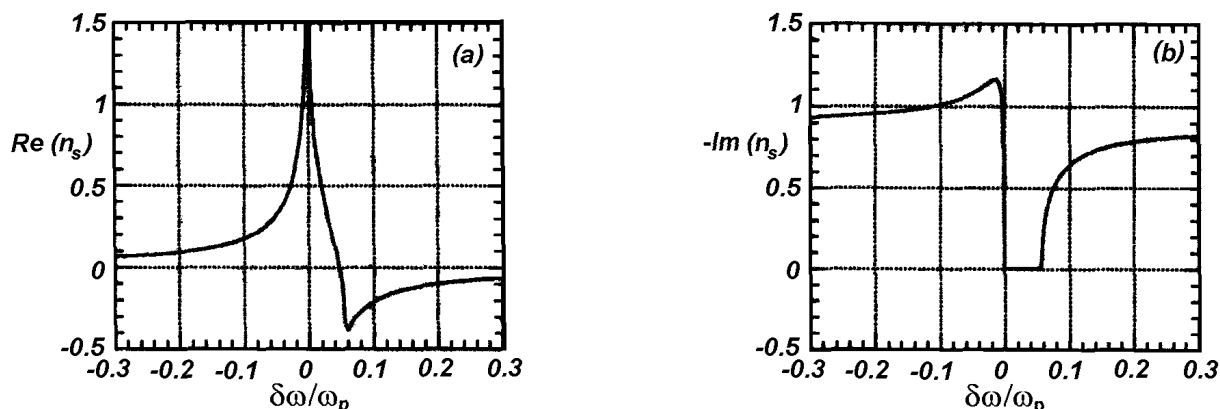


Рис. 17. Залежності дійсної та уявної частин показника заломлення сигнальної хвилі з урахуванням впливу хвилі накачування в плазмі від розстроювання для випадку $\omega/\omega_p = 0,75$, $\omega_a/\omega_p = 1,75$, $\omega_a/\omega_{\text{pole}} = 0,01$ (при цьому $\omega_{\text{crit}}/\omega_p = 0,057$) [80]

жньої хвилі на частоті ω_l . У свою чергу, параметрична взаємодія цієї поздовжньої хвилі з поперечними хвилями приведе до появи нелінійних доданків у виразах для густин струмів з частотами ω_0 та ω_a :

$$j_0 = -en_0v_0 - \frac{1}{2}en_l^*v_a,$$

$$j_a = -en_0v_0 - \frac{1}{2}en_lv_0, \quad (21)$$

де n_0 – незбурена густина електронів плазми, n_l – комплексна амплітуда збурення густини хвилею з частотою ω_l , v_0 та v_a – комплексні амплітуди швидкості електронів у хвилях з частотами ω_0 та ω_a . Якщо нелінійні доданки в (21) будуть протифазними щодо лінійних і сумірними з ними за величиною, відповідна зміна діелектричної проникності плазми й приведе до формування вікна прозорості.

Дисперсійне співвідношення для сигнальної хвилі з урахуванням впливу зазначених параметричних ефектів має вигляд

$$k = \frac{-k_{a0}\omega_{\text{pole}} \pm k_0\sqrt{\delta\omega(\delta\omega - \omega_{\text{crit}})}}{(\delta\omega - \omega_{\text{pole}})}, \quad (22)$$

де $\omega_{\text{pole}} = \omega_{pe}e^2|E_a|^2/8m^2c^2\omega_a^2$, $\omega_{\text{crit}} = \omega_{\text{pole}} \times (\omega_a^2 - \omega_0^2)/(\omega_{pe}^2 - \omega_0^2)$, k_0 та k_{a0} – хвильові числа хвиль з частотами ω_0 та ω_a без урахування нелінійних ефектів, E_a – комплексна амплітуда електричного поля хвилі накачування. Частота ω_{pole} визначає нелінійний зсув власної частоти плазми, частота ω_{crit} визначає межу, на якій дійсне хвильове число стає комплексним (друга межа визначається умовою $\delta\omega = 0$).

На рис. 17 подано залежності дійсної та уявної частин показника заломлення $n_s = ck/\omega_0$ сигнальної хвилі в залежності від розстроювання $\delta\omega$. Для вибраних параметрів за відсутності хвилі накачування $n_s = -0,88i$. Наявність хвилі накачування створює вікно прозорості, пропорційне її потужності. В околі цього вікна відбувається також різке спотворення дисперсійної кривої для сигнальної хвилі. Як бачимо, при додатних $\delta\omega$ для вибраних параметрів доданки в правій частині першого з рівнянь (21) справді виявляються протифазними.

Подальшому дослідженню цього явища присвячені роботи [81–89]. Зокрема, у [82, 83] розглянуто вплив неоднорідності плазми на даний ефект.

3.2.2. Прозорість бар'єрів із циклотронним поглинанням для незвичайної електромагнітної хвилі

Аналогічний механізм просвітлення можливий для незвичайної електромагнітної хвилі, що поширюється в плазмі в умовах електронного циклотронного резонансу (див. п. 2.1.5) [25–28, 87].

У теорії [26] в гідродинамічному та кінетичному наближеннях розглянуто випадок, коли в ролі сигнальної виступає циркулярно поляризована незвичайна електромагнітна хвиля з частотою ω_a і електричним полем, що обертається у напрямку циклотронного обертання електронів. Хвиля накачування – такого самого типу, але з іншою частотою ω_a . Обидві хвилі поширюються вздовж напрямку зовнішнього магнітного поля \mathbf{H} . Як і в попередньому випадку, вони за параметричним механізмом збуджують електронні коливання з ленгмюрівською частотою ω_{pe} .

Вважаються виконаними умови синхронізму:

$$|\omega_0 - \omega_{ce}|, \nu \ll \omega_0, \omega_{ce}; \quad (23)$$

$$|\omega_l - \omega_{pe}|, \nu \ll \omega_l, \omega_{pe}; \quad (24)$$

$$k_{a,0,l} v_T \ll \omega_l, \omega_a, \omega_l, \quad (25)$$

де $\omega_l = \omega_0 - \omega_a$ і $k_l = k_0 - k_a$ – відповідно частота і хвильовий вектор хвилі биття, ν – ефективна частота зіткнень.

Встановлено, що у холодній плазмі реалізується вікно прозорості шириною

$$\Delta\omega \sim (\omega_{pe}\omega_{ce}\zeta_{Ec})^{1/2}, \quad (26)$$

а у теплій воно може бути значно більшим:

$$\Delta\omega \sim \max \left\{ (\omega_{pe}\omega_{ce}\zeta_{Ec})^{1/2}, \frac{k_l^2 v_{Te}^2}{\omega_{pe}} \right\}, \quad (27)$$

де $\zeta_{Ec} = (ek_a E_a / m\omega_a^2)^2$ – безрозмірний параметр нелінійності (квадрат осциляторної швидкості електронів у полі хвилі накачування, нормованої на фазову швидкість цієї хвилі).

У табл. 1 представлено розраховану в [26] залежність характерної довжини поглинання $d = (2\text{Im}k_0)^{-1}$ сигнальної хвилі в мінімумі лінії поглинання та частотної ширини смуги прозорості на рівні $\text{Im}(k_0)/\text{Re}(k_0) = 0, 1$, нормованої на частоту цієї хвилі ω_0 , від інтенсивності хвилі накачування I_a .

Наведені результати розрахунку свідчать про необхідність збудження досить потужної хвилі накачування для реалізації ефекту просвітлення.

У роботі [28] ефект електромагнітно індукованої прозорості розглядався для поширення незвичайної електромагнітної сигнальної хвилі з частотою ω_0 і хвильовим вектором \mathbf{k}_0 під кутом θ_0 до зовнішнього магнітного поля. Така сама за типом хвиля накачування з частотою ω_a і хвильовим вектором \mathbf{k}_a поширювалася під ненульовим кутом θ_a до магнітного поля. Як і в попередньому випадку, ці дві хвилі збуджують електронні плазмові коливання з частотою, близькою до ω_{pe} . Умови ефективного збудження таких коливань мають вигляд

$$|\omega_l - \omega_{pe}| \ll \omega_l, \omega_{pe}; \quad (28)$$

$$|k_{lx}| \equiv |k_0 \sin \theta_0 - K - a \sin \theta_a| \ll \ll |k_{lz}| \equiv |k_0 \cos \theta_0 - K - a \cos \theta_a|. \quad (29)$$

Результати теорії аналізували на прикладі сигнальних хвиль з частотою, близькою до верхньогібридної ω_{uh} , оскільки саме в цьому частотному діапазоні зазначена хвиля має лінію резонансного поглинання та точку відсічки. Розраховану залежність основних характеристик ефекту від інтенсивності хвилі накачування для частот зіткнення $\nu/\omega_H = 10^{-8}$ наведено в табл. 2. Вони свідчать, що й у цьому випадку для просвітлення необхідні досить потужні хвилі накачування, хоча й дещо менші, ніж у попередньому випадку.

Характерною особливістю запропонованого в роботі [26] механізму просвітлення закритичної плазми є досить жорсткі вимоги до однорідності густини плазми і зовнішнього магнітного поля, необхідних для його реалізації. Обмеження на припустиму неоднорідність зазначених параметрів плазмової системи визначаються співвідношеннями

$$\delta n_0, \delta H \sim \max \left\{ \frac{\omega_{ce}\zeta_{Ec}}{\omega_{pe}}, \frac{k_l^2 v_{Te}^2}{\omega_{pe}^2} \right\}, \quad (30)$$

де δn_0 та δH – відносе розстроювання відповідно n_0 величин та H .

Як показали оцінки [26], при інтенсивності хвилі накачування порядку 100 кВт/см² і температурах електронів поблизу 1–10 кеВ величини δn_0 та δH не повинні перевищувати, відповідно, 5% і 1%. У реальних неоднорідних плазмових утвореннях із хвильовими бар'єрами неоднорідність плазми в бар'єрі звичайно буває значно більшою. Суттєвий вплив на реалізацію зазначеного механізму слід очікувати і від нестабільності густини плазми.

Експериментальні дослідження електромагнітно індукованої прозорості плазми досі невідомі.

Т а б л и ц я 1

I_a , кВт/см ²	300	100	10	0
d , см	60	15	2	0,025
$\Delta\omega/\omega_0$	$\approx 1 \cdot 10^{-3}$	$\approx 1 \cdot 10^{-3}$	$\approx 1 \cdot 10^{-3}$	$\approx 1 \cdot 10^{-3}$

Т а б л и ц я 2

I_a , кВт/см ²	10	3	1	0
d , см	20	5	1,5	$2,5 \cdot 10^{-4}$
$\Delta\omega/\omega_0$	$5 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	–

3.3. Просвітлення, зумовлене релятивістськими ефектами

Механізм просвітлення плазмових бар'єрів для електромагнітних хвиль, принципово відмінний від попередніх, розглянуто в теоретичній роботі [24]. Він реалізується при великих потужностях електромагнітних хвиль, коли осциляторний рух електронів плазми в полях цих хвиль відбувається з релятивістськими швидкостями і маса електрона стає функцією його енергії. У результаті густина електронного струму провідності в полі електромагнітної хвилі не збільшується зі зростанням поля хвилі як $n_0 e^2 E / m \omega$, як це має місце для хвиль малої амплітуди, а обмежена величиною $n_0 e c$. Як наслідок, струм зміщення ωE на частоті хвилі вже не перекомпенсується струмом провідності, тобто порушується умова існування області непрозорості у плазмі (нагадаємо, що в найпростішій моделі холодної ізотропної плазми перший доданок у виразі для її діелектричної проникності $\epsilon = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2$ пов'язаний зі струмом зміщення, а другий – зі струмом провідності).

Для лінійно поляризованих хвиль умова поширення в закритичній однорідній плазмі має вигляд [24]:

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\pi \omega_{pe}^2 m c}{2 \omega e E} > 0, \quad (31)$$

а для неоднорідної плазми (шар плазми у вакуумі) вона набуває вигляду

$$\omega_{pe}^2 < \left(\frac{\omega L}{c} \right)^{1/2} \frac{e E_0 \omega}{m c}, \quad (32)$$

де L – характерний розмір неоднорідності плазми, E_0 – електричне поле хвилі у вакуумі.

При слабкому релятивізмі [13] для діелектричної проникності справедливий вираз (15), у якому

$$\epsilon_i = \epsilon_{rel} = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 E_{rel}^2}, \quad (33)$$

де $E_{rel}^2 = 4m^2 c^2 \omega^2 / 3e^2$. При $\omega = 2\pi \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ отримуємо, що $E_{rel} \simeq 10^6 \text{ В/см}$. Тоді при $\epsilon_0 = -1$ просвітлення буде надійно реалізоване при $E = 0,5 E_{rel}$ – при цьому $\epsilon(E) \simeq -\epsilon_0$.

4. Квазіпрозорість хвильових бар'єрів у неоднорідній плазмі

Квазіпрозорість хвильових бар'єрів у неоднорідній плазмі є фундаментальною властивістю плазмових

утворень із немонотонним (уздовж напрямку поширення хвилі) розподілом густини плазми (вважаємо, що в передбар'єрній та забар'єрній областях плазма має однакові властивості). В основі цього явища лежить процес взаємної трансформації хвилі, для якої існує бар'єр (далі – сигнальна хвиля), і хвилі іншого типу, для якої бар'єр відсутній (далі – хвиля-транспортер).

Механізм квазіпрозорості зазвичай можна розділити на три стадії. На першій стадії поруч із поглинанням чи відбиттям сигнальної хвилі, що падає на бар'єр, відбувається часткова її трансформація у хвилю-транспортер у передбар'єрній плазмі або безпосередньо на вході до бар'єра. Другу стадію становить проходження хвилі-транспортера крізь бар'єр у забар'єрну плазму. Третя стадія зворотна щодо першої: хвиля-транспортер регенерує сигнальну хвилю на виході з бар'єра або в плазмі за бар'єром.

Ефективність механізмів квазіпрозорості плазмових хвильових бар'єрів визначається коефіцієнтом прозорості (коефіцієнтом передачі):

$$K = \frac{E_3}{E_0}, \quad (34)$$

де E_0 і E_3 – відповідно, амплітуда сигнальної хвилі перед бар'єром і за ним. Досить часто користуються коефіцієнтом прозорості за потужністю $D = K^2$. Відповідно до тристадійного механізму квазіпрозорості

$$K = K_1 K_2 K_3, \quad (35)$$

де $K_1 = E_1 / E_0$ – коефіцієнт трансформації сигнальної хвилі E_0 у хвилю-транспортер E_1 у передбар'єрній плазмі або на вході до бар'єра; $K_2 = E_2 / E_1$ – коефіцієнт згасання (підсилення) хвилі-транспортера в бар'єрі ($E_{1,2}$ – амплітуда цієї хвилі відповідно на вході до бар'єра та на виході з нього); $K_3 = E_3 / E_2$ – коефіцієнт трансформації хвилі-транспортера в сигнальну хвилю E_3 в забар'єрній плазмі або на виході з бар'єра.

Описана схема може ускладнюватися тим, що хвиля-транспортер на другій стадії процесу може зазнавати відбиття від краю бар'єра.

Опубліковані досі дослідження стосувалися квазіпрозорості:

- бар'єрів типу області непрозорості, обмеженої точками повороту, для електронних плазмових та електромагнітних хвиль у плазмі без магнітного поля, хвиль Трайвелліса–Гоулда в магнітоактивній плазмі;
- бар'єрів із розподіленою областю поглинання за рахунок доплерівського резонансу для незвичайних електромагнітних хвиль;

– бар'єрів із точками резонансного поглинання (також бар'єрів комбінованого типу) для хвиль верхньо-гібридної дисперсійної гілки коливань слабкозамагніченої плазми і незвичайних електромагнітних хвиль у плазмі з неоднорідним магнітним полем.

У зазначених дослідженнях найчастіше розглядали механізми квазіпрозорості, в яких у ролі хвиль-транспортів виступали хвилі просторового заряду (моди Ван Кампена або хвилі в допоміжному пучку електронів). Розглядали також механізми, де роль хвиль-транспортів відігравали моди Трайвелліса–Гоулда та хвилі Бернштейна.

Механізми квазіпрозорості, засновані на використанні хвиль Ван Кампена, часто називають кінетичними, оскільки вони використовують певну групу електронів плазми і не можуть бути описані в гідродинамічному наближенні. Квазіпрозорість, що ґрунтується на використанні додаткового електронного пучка, можна назвати індукованою. В обох цих випадках квазіпрозорість можлива лише в тому випадку, коли зовнішнє магнітне поле або відсутнє, або спрямоване по нормалі до площини бар'єра чи під невеликими кутами до цієї нормалі.

Залежно від характеру трансформації сигнальної хвилі у хвилю-транспорт та зворотної трансформації хвилі-транспортера в сигнальну хвилю можна говорити про лінійні та нелінійні механізми квазіпрозорості. У першому з цих випадків частоти сигнальної хвилі та хвилі-транспортера збігаються.

Більш детально особливості квазіпрозорості хвильових бар'єрів у неоднорідній плазмі за участі того чи іншого типу хвиль-транспортів викладені далі.

4.1. Квазіпрозорість хвильових бар'єрів у неоднорідній плазмі за участі хвиль Ван Кампена

Нагадаємо, що мода Ван Кампена – це хвиля малої амплітуди, яку можна уявити собі як суперпозицію ленгмюрівської хвилі та модульованого за густиною пучка електронів, причому частота хвилі дорівнює частоті модуляції, а фазова швидкість хвилі збігається зі швидкістю пучка. Амплітуди і зсув фаз підібрані таким чином, що електричні поля ленгмюрівської хвилі та модульованого електронного пучка взаємно компенсуються. У результаті для такої моди згасання Ландау відсутнє, і вона може поширюватися у плазмі без згасання. Будь-яку хвилю у плазмі без зіткнень можна подати як набір мод Ван Кампена.

Вперше можливість існування механізму квазіпрозорості хвильового бар'єра за участі хвиль Ван Кам-

пена була теоретично передбачена в роботах [7, 8]. Автори цих досліджень звернули увагу на те, що електрони передбар'єрної плазми, які в цій області рухаються до бар'єра, тобто в напрямку поширення хвилі можуть, на відміну від самої хвилі, вільно проходити крізь бар'єр у забар'єрну плазму. У передбар'єрній області хвиля взаємодіє з такими електронами, збурюючи незатухаючі коливання їх функції розподілу за швидкістю, тобто збуджує хвилі Ван Кампена. Сформований таким чином макроскопічний модульований потік електронів, що виходить крізь бар'єр у забар'єрну плазму, може регенерувати в ній початкову хвилю за черенковським механізмом, якщо в потоці, звичайно, збережеться модуляція. Ці принципи положення фактично лежать в основі механізмів квазіпрозорості хвильових бар'єрів за участі мод Ван Кампена в ролі хвиль-транспортів, які були запропоновані та виявлені згодом [33, 34]. Зазначимо, що в цьому випадку квазіпрозорість забезпечується пролітними електронами, в потоці яких і збуджуються хвилі Ван Кампена.

Зазначений механізм має ряд особливостей, які для різних типів хвиль та плазмових утворень по-різному впливають на квазіпрозорість бар'єрів.

Перш за все, діапазон швидкостей електронів у модульованому потоці визначається функцією розподілу електронів передбар'єрної плазми за швидкістю і може бути досить широким. Остання обставина негативно впливає на збереження макроскопічної модуляції електронного потоку в бар'єрі, оскільки фазове перемішування може привести до зникнення такої модуляції на відстанях, менших від ширини бар'єра. Перевагу в цьому сенсі має невелика група резонансних електронів зі швидкостями в околі фазової швидкості хвилі. Взаємодія хвилі в передбар'єрній плазмі саме з цими електронами забезпечує збільшення довжини, на якій модуляція хоч і зменшується, але не зникає.

Зазвичай, фактором невідомої руйнації модульованого потоку електронів у бар'єрі є зіткнення з іонами та нейтральними атомами. Тому зазначені механізми квазіпрозорості спрацьовують лише за умови, що довжина вільного пробігу електронів модульованого потоку значно більша за ширину хвильового бар'єра.

Для бар'єрів різного типу існує також деяка відмінність у діапазонах швидкостей електронів передбар'єрної плазми, які формують хвилю-транспорт. Так, для бар'єрів, обмежених точками повороту, в зв'язку зі зростанням фазової швидкості з наближенням до бар'єра і, відповідно, зменшенням числа резонансних електронів, модульований потік електронів фор-

мується на певному віддаленні від бар'єра в області слабкої просторової зміни фазової швидкості хвилі. Протилежна ситуація наявна для бар'єрів, обмежених точками резонансу, для яких фазова швидкість хвилі з наближенням до бар'єра зменшується до теплової швидкості електронів плазми. Саме потужна група електронів зі швидкостями, близькими до теплової, відіграє в цьому випадку основну роль у забезпеченні квазіпрозорості бар'єра.

Суттєвий вплив на процеси, що визначають квазіпрозорість хвильових бар'єрів, має взаємозв'язок між просторовими розподілами густини плазми і її потенціалу. У плазмі без магнітного поля у довільному напрямку та в магнітоактивній плазмі вздовж зовнішнього магнітного поля стаціонарна просторова зміна густини підтримується відповідною зміною потенціалу, яка забезпечує баланс витoku іонів та електронів з області підвищеної густини плазми:

$$J_i \equiv \frac{nv_i}{4} = J_e \equiv \int_{\sqrt{\frac{2e\Delta V}{m}}}^{\infty} v_e f(v_e) dv_e, \quad (36)$$

де ΔV – перепад потенціалу плазми, v_i – середня швидкість іонів у бар'єрі. Максимуму густини плазми відповідає максимум потенціалу, тобто максимум кінетичної енергії для електронів. Глибина потенціальної ями, як випливає з (36), залежить від функції розподілу електронів за швидкостями. Для плазми з максвеллівським розподілом $\Delta V \approx k_B T_e / 2e$ (для невеликої відносної різниці концентрацій плазми в бар'єрі та сусідніх областях), а для розподілів з немаксвеллівським "хвостом" швидких електронів перепад потенціалу може бути значно більшим. Як результат, частина електронів плазмового утворення з хвильовим бар'єром виявляється захопленою у потенціальну яму і осцилює у ній.

Зростання швидкості електронів модульованого потоку, що входять до бар'єра, сприяє квазіпрозорості останнього, бо зменшує час проходження електронів крізь бар'єр, а, отже, і демодуляцію їх потоку за рахунок фазового перемішування. У той же час неоднорідність густини й потенціалу передбар'єрної плазми негативно впливає на утримання резонансних електронів у потенціальних ямах хвилі, що падає на бар'єр. Оскільки в неоднорідній за густиною і потенціалом плазмі швидкості електронів і фазова швидкість хвилі змінюються у просторі за різними законами, то можливий вихід електронів з режиму захоплення в потенціальні ями хвилі, і, як результат, зменшення модульованого потоку на вході до бар'єра.

Відзначимо, що фазове перемішування електронів, що рухаються крізь бар'єр, яке зумовлене їхньою немонокінетичністю і приводить до демодуляції електронного потоку, в окремих випадках може бути скомпенсоване так званим фазовим фокусуванням. Для пролітних електронів таке фазове фокусування може бути забезпечене відповідним підбором профілю зовнішнього магнітного поля [8].

Квазіпрозорість бар'єра можуть забезпечувати не тільки пролітні електрони, але й електрони, захоплені в потенціальну яму в області бар'єра [34]. Більше того, в деяких випадках коливання електронів у потенціальних ямах можуть привести до фазового фокусування хвиль Ван Кампена, збуджених у потоках цих електронів, і, як наслідок, забезпечити квазіпрозорість хвильових бар'єрів значно більшої ширини, ніж за відсутності такого фокусування [34].

4.1.1. Квазіпрозорість бар'єра для ленгмюрівських хвиль у неоднорідній плазмі без магнітного поля

В теоретичних дослідженнях [7] було використано найпростішу одновимірну модель плазмового утворення з кусково-однорідним розподілом густини і потенціалу плазми вздовж напрямку поширення хвилі з дисперсією (3) (рис. 18). По суті, ця модель включала дві напівобмежені області однорідної плазми I і III з однаковою густиною і розміщену між ними область II більш щільної однорідної плазми шириною $\Delta = 2a$. Частоту ленгмюрівської хвилі ω підбирали так, щоб в областях I і III виконувалася умова $\omega > \omega_{pe}$, а в області III – $\omega < \omega_{pe}$. Концентрація плазми на межі областей змінювалася стрибком з характерним розміром неоднорідності $L = 0$. Отже, відбиття хвиль від області II забезпечувалося одночасно її непрозорістю та різкою неоднорідністю її меж.

Поширення хвиль у плазмовому утворенні досліджено у кінетичному наближенні, лінійному за амплітудою хвилі E , що справедливо за умови

$$\gamma_t > \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{keE}{m}}, \quad (37)$$

де γ_t – часовий інкремент хвилі. Розглянуто плазму без зіткнень з електронною температурою T_e (з максвеллівським розподілом електронів за швидкостями).

У передбар'єрній плазмі ленгмюрівська хвиля породжує пакет мод Ван Кампена з різними швидкостями, які безперешкодно поширюються крізь бар'єр. Якщо після проходження крізь бар'єр фази мод

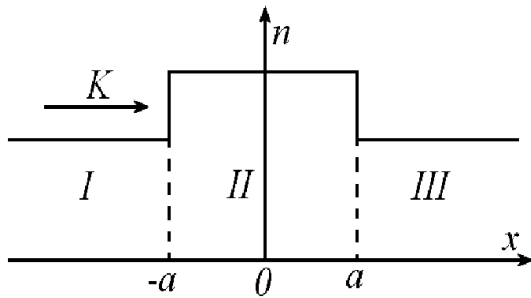


Рис. 18. Модельний профіль густини електронів у плазмі з бар'єром [7]. I, III – $n(x) = n_0 < n_{cr}(\omega)$; II – $n(x) = n_0 \exp eV_0/k_B T_e > n_{cr}(\omega)$, V_0 – перепад потенціалу на межі бар'єра

не встигнуть перемішатися, в забар'єрній плазмі будуть зберігатись електронні згустки (макроскопічний струм), послідовність яких регенерує ленгмюрівську хвилю за черенковським механізмом.

Електрони, що переносять інформацію про хвилю через бар'єр, можна розбити на дві групи – теплові та резонансні (з падаючою на бар'єр ленгмюрівською хвилею в передбар'єрній області). Аналіз показав, що теплові електрони плазми можуть забезпечити квазіпрозорість лише для досить вузьких хвильових бар'єрів:

$$\Delta < \Delta_1 = \frac{v_{Te}}{\omega} \sqrt{1 + \frac{eV_0}{k_B T_e}} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{v_{Te}}{v_{ph}} \sqrt{1 + \frac{v_0^2}{v_{Te}^2}}, \quad (38)$$

де $v_0 = \sqrt{2eV_0/m}$, V_0 – перепад потенціалу на фронтах бар'єра, λ – довжина хвилі в передбар'єрній плазмі.

Квазіпрозорість більш широких бар'єрів,

$$\Delta < \Delta_2 = \frac{1}{\gamma_l} \sqrt{1 + \frac{eV_0}{k_B T_e} \frac{v_{Te}^2}{v_{ph}^2}} = \frac{1}{\gamma_l} \sqrt{1 + \frac{v_0^2}{v_{ph}^2}}, \quad (39)$$

можуть забезпечити електрони, які резонансно взаємодіють із хвилею в передбар'єрній плазмі і викликають її згасання за механізмом Ландау з просторовим декрементом γ_l . Для бар'єрів шириною $\Delta_1 < \Delta < \Delta_2$, квазіпрозорість яких визначається лише резонансними електронами, коефіцієнт передачі може бути поданий у вигляді

$$K = \left| \frac{E_\omega(a)}{E_\omega(-a)} \right| = \frac{\gamma_l}{k} \exp \left[-\frac{\gamma_l \Delta}{\sqrt{1 + v_0^2/v_{ph}^2}} \right]. \quad (40)$$

Подальші теоретичні дослідження [35–37] були спрямовані на врахування нелінійних ефектів, пов'я-

заних зі скінченністю амплітуди хвилі в передбар'єрній плазмі і захопленням у її потенціальні ями резонансних електронів, а також процесів, зворотних до фазового перемішування в бар'єрі. Врахування зазначених нелінійних ефектів привело до суттєво інших функціональних залежностей коефіцієнта квазіпрозорості хвильового бар'єра від параметрів плазмової системи, зокрема, характерного масштабу, від якого залежить вигляд зазначеної залежності. Ним виявилася характерна довжина, на якій відбувається захоплення резонансних електронів хвилею в передбар'єрній плазмі:

$$l_0 = \frac{\omega}{k} \sqrt{\frac{m}{ekE_0}}. \quad (41)$$

Для вузьких бар'єрів ($\Delta \ll l_0$)

$$K \approx (\gamma_l l_0), \quad (42)$$

а для широких ($\Delta > l_0$)

$$K = (\gamma_l l_0) \left(\frac{\Delta}{l_0} \right)^{-5/2} \left| \sin \left(\frac{2\Delta}{l_0} - \frac{\pi}{4} \right) \right|, \quad (43)$$

тобто коефіцієнт прозорості осцилює зі збільшенням ширини бар'єра з амплітудою, пропорційною $\Delta^{-5/2}$, і періодом, пропорційним $E_0^{-1/2}$. Загалом нелінійна теорія вказала на можливість квазіпрозорості більш широких бар'єрів, ніж передбачено лінійною теорією.

Слід відзначити, що в роботах [35, 36] не було враховано прискорення електронів при вході їх до бар'єра, яке може збільшити ширину бар'єрів, для яких можливий ефект квазіпрозорості.

Деяко неочікуваний результат – стовідсоткову квазіпрозорість хвильового бар'єра – було отримано в [37] під час дослідження поширення електронної плазмової хвилі в слабконеоднорідній ($kL > 1$) плазмі з профілем густини плазми, зображеним на рис. 19. Дослідження проводили в рамках нелінійної теорії у припущенні, що фазова швидкість хвилі значно перевищує теплову швидкість електронів плазми і хвиля з самого початку “навантажена” невеликою кількістю резонансних електронів, з якими й відбувається обмін енергією в адіабатичному режимі. Вважається, що хвиля не обмінюється енергією з електронами плазми, бо остання не містить резонансних із хвилею частинок.

Слід зауважити, що реально існують не враховані в [37] канали передачі частини енергії хвилі через захоплені в ній електрони до плазми. Це, поперше, збудження захопленими хвилею електронами,

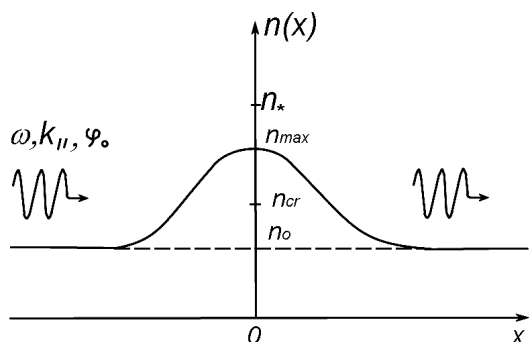


Рис. 19. Просторова залежність густини плазми, що формує хвильовий бар'єр для ленгмюрівських хвиль [37]

тобто 100% модульованим потоком резонансних електронів, коливань у досить широкій області локального плазмового резонансу, де виконано умову вигляду (1). По-друге, в самому бар'єрі, тобто в області, де $n > n_{cr}$, модульований (чи немодульований) пучок електронів витратить енергію на збудження власних коливань плазми у неперервній послідовності областей локального плазмового резонансу в частотному діапазоні $\omega_{pe}(n_{cr}) < \omega < \omega(n_{max})$. Внаслідок цього хвиля просторового заряду на виході з бар'єра не зможе регенерувати початкову хвилю зі стовідсотковою ефективністю.

Експериментальні дослідження квазіпрозорості бар'єрів для електронних хвиль у плазмі без магнітного поля нам невідомі.

4.1.2. Квазіпрозорість бар'єра для хвиль Трайвелліса–Гоулда в сильнеоднорідній плазмі з однорідним магнітним полем

Теоретичний аналіз. Теоретично можливість існування квазіпрозорості бар'єра для хвиль Трайвелліса–Гоулда з дисперсією

$$\omega = \omega_{pe} \cos \theta, \tag{44}$$

де $\cos \theta = k_{\parallel}/k_{\perp}$, продемонстрована В.В. Лісітченком у роботі [33]. Розглянуто модель плазмового утворення з прямокутним профілем густини і потенціалу, який забезпечував існування бар'єра рефлекторного типу. При виконанні критерію застосовності гідродинамічного опису поперек магнітного поля $k_{\perp} v_{Te} / \omega_{ce} \ll 1$ фізична картина перенесення зазначеної хвилі крізь бар'єр, по суті, носить одновимірний характер, і вираз (40) повинен описувати також квазіпрозорість хвильового бар'єра для цих хвиль, якщо

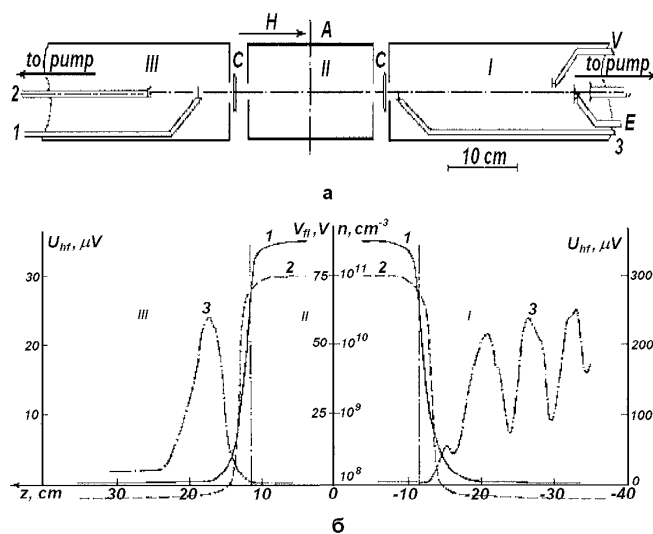


Рис. 20. Схема установки (а); аксіальні розподіли густини плазми n (крива 1), потенціалу плаваючого зонда V_{fl} (крива 2) та амплітуди ВЧ-коливань U_{hf} (криві 3) (б). $I_a = 0,25$ А; $V_a = 90$ В; $f = 9$ МГц [33]

у ньому під k та γ_l розуміти величини

$$k = k_{\perp} \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - 1 \right)^{-1/2}, \tag{45}$$

$$\gamma_l = \omega \left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} \left(\frac{m}{T_e} \right)^{3/2} \frac{\omega_{pe}^2}{k_{\perp}^2} \exp \left(- \frac{\omega^2}{k_{\parallel}^2 v_{Te}^2} \right). \tag{46}$$

Таким чином, вдається визначити аналітичну залежність коефіцієнта квазіпрозорості хвильового бар'єра від параметрів моделі.

Близькість механізмів квазіпрозорості бар'єрів щільної плазми для ленгмюрівських хвиль та мод Трайвелліса–Гоулда пов'язана з тим, що ці хвилі значною мірою подібні одна до одної і, зокрема, мають поздовжні компоненти електричного поля, за рахунок яких і відбувається їхня взаємодія з резонансними електронами фонові плазми.

Експериментальне дослідження. Передбачена теорією квазіпрозорість бар'єра для хвиль Трайвелліса–Гоулда в неоднорідній магнітоактивній плазмі вперше була експериментально виявлена [10] і детально досліджена [33, 38–43] у плазмі симетрично відкритого розряду Пеннінга в установці, схематично зображеній на рис. 20, а.

Було встановлено (рис. 20, б), що при відбитті хвилі з дисперсією (44) від бар'єра в передбар'єрній плазмі виникає суперпозиція падаючої та відбитої хвиль.

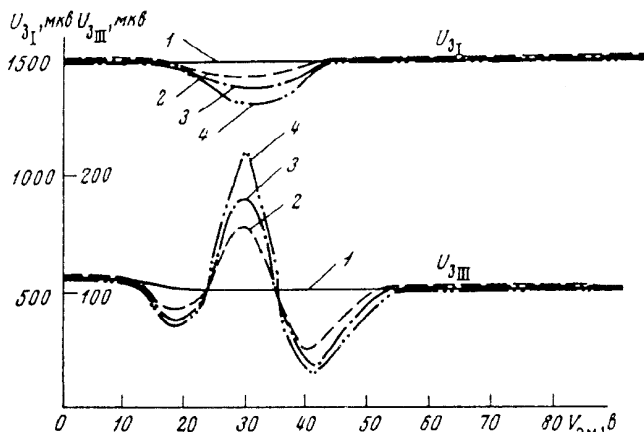


Рис. 21. Залежність інтенсивності коливань в області I (U_{3I}) та в області III (U_{3III}) від потенціалу емітера: $f = 29$ МГц, $I_{em} = 0$ (1), 100 мкА (2), 200 мкА (3), 300 мкА (4) [39]

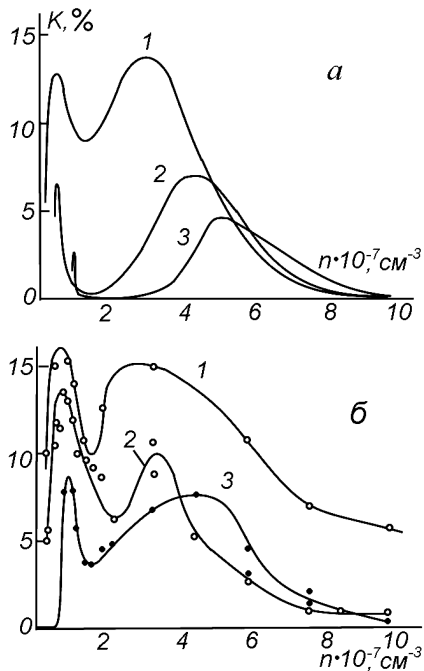


Рис. 22. Залежність прозорості хвильового бар'єра від густини плазми, що його оточує: а – розрахунок (1 – $f = 9$ МГц; 2 – $f = 18$ МГц; 3 – $f = 27$ МГц), б – експеримент [33]

Всередині бар'єра хвиля відсутня. У забар'єрній плазмі існує хвиля того самого типу, що й перед бар'єром, яка біжить від нього.

Дослідження механізму квазіпрозорості показало, що регенерація хвиль у плазмі за бар'єром здійснюється потоком електронів передбар'єрної плазми, який модулюється сигнальною хвилею і проникає крізь бар'єр: при встановленні всередині бар'єра діелектри-

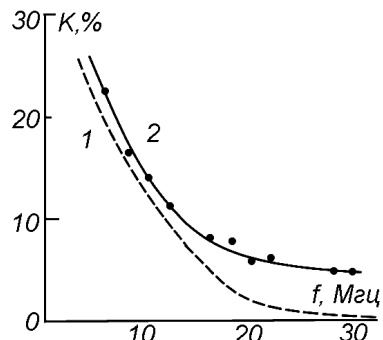


Рис. 23. Залежність прозорості хвильового бар'єра від частоти хвилі, $n = 3 \cdot 10^7$ см $^{-3}$; 1 – розрахунок; 2 – експеримент [33]

чного екрану, що перекриває цей потік, ефект зникає. Встановлено, що електрони, які регенерують хвилю у плазмі за бар'єром, у передбар'єрній плазмі мають швидкість, близьку до фазової швидкості сигнальної хвилі, тобто резонансно взаємодіють із нею. Штучне введення в передбар'єрну плазму слабкого немодульованого потоку електронів із відповідною швидкістю збільшувало квазіпрозорість бар'єра (рис. 21). Загалом визначений експериментально механізм виявленої квазіпрозорості бар'єра цілком відповідає теоретичним передбаченням [33].

Експериментально отримані залежності коефіцієнта квазіпрозорості бар'єра від його ширини, перепаду потенціалу на його межах, густини плазми, що його оточує, та частоти хвилі добре якісно і задовільно кількісно узгоджуються з відповідними залежностями, розрахованими за формулами (40), (45), (46) (рис. 22–24). Максимальний коефіцієнт квазіпрозорості досліджених бар'єрів (за амплітудою) досягав 30%.

Виявлено суттєвий негативний вплив неоднорідності плазми, що оточує бар'єр, на його квазіпрозорість [40], причому більший вплив має неоднорідність передбар'єрної плазми. Ефект пов'язується з порушенням умов резонансу хвилі з електронами внаслідок неоднакових функціональних залежностей фазової швидкості хвилі та швидкості резонансних електронів від параметрів передбар'єрної плазми.

Виявлені в [38–43] закономірності квазіпрозорості бар'єра згодом спостерігалися в інших експериментальних дослідженнях [44].

4.1.3. Квазіпрозорість бар'єра для незвичайної електромагнітної хвилі в неоднорідній плазмі з однорідним магнітним полем

На можливість цього ефекту було звернуто увагу в [7, 8, 45]. Відомо, що в неоднорідній плазмі, вміще-

ний в однорідне магнітне поле, незвичайна електромагнітна хвиля, що поширюється вздовж цього поля, згасає на резонансних теплових електронах плазми внаслідок доплерівського резонансу. Саме потік цих електронів, що набув модуляції внаслідок взаємодії з хвилею в передбар'єрній області, може бути транспортером сигналу крізь бар'єр та регенерувати хвилю за бар'єром.

На відміну від ленгмюрівських хвиль, де транспортером є електрони, для яких реалізується черенковське поглинання $\omega = kvT_e$, у випадку незвичайних електромагнітних хвиль сигнал переноситься електронами, для яких виконано умову доплерівського резонансу $\omega - \omega_{ce} = kvT_e$. Тому якісно результат залишається таким самим, як для ленгмюрівської хвилі, але у виразі (40) при розрахунку v_{ph} необхідно замінити ω на $\omega - \omega_{ce}$, а γ і k взяти з дисперсійного рівняння для незвичайної хвилі.

Експериментально цей випадок квазіпрозорості плазмових хвильових бар'єрів не досліджували.

4.1.4. Квазіпрозорість бар'єра для незвичайної електромагнітної хвилі в однорідній плазмі з неоднорідним магнітним полем

У механізмах квазіпрозорості, розглянутих вище (п. 4.1.1 – 4.1.3), максимальну ширину бар'єрів, для яких ці механізми ще працюють, визначали фазовим перемішуванням хвиль Ван Кампена за рахунок початкового розкиду швидкостей у потоці резонансних електронів. Як уже зазначалося, неоднорідність магнітного поля вздовж траєкторії пролітних електронів може забезпечити фазове фокусування електронів і, таким чином, значно збільшити ширину бар'єрів, для яких іще можлива квазіпрозорість.

Теоретичний аналіз. Квазіпрозорість для незвичайних електромагнітних хвиль в однорідній плазмі з неоднорідним магнітним полем було передбачено теоретично [8] вже на початку досліджень плазмових хвильових бар'єрів, детально досліджено [51] та описано в низці публікацій [12, 52, 53]. Вона стосується бар'єрів типу області непрозорості, оточеної точками резонансу (див. п. 2.1.2). В області бар'єра поле повинне мати мінімум або максимум (див. рис. 7 та рис. 25,а). Але на відміну від того, що має місце в однорідному магнітному полі, в якому з хвилею взаємодіє досить вузька група електронів, модульований потік яких швидко зникає в бар'єрі внаслідок фазового перемішування, тут у неоднорідному магнітному полі у процесі перенесення хвилі може брати участь значно ширша (за енергією) група плазмових електро-

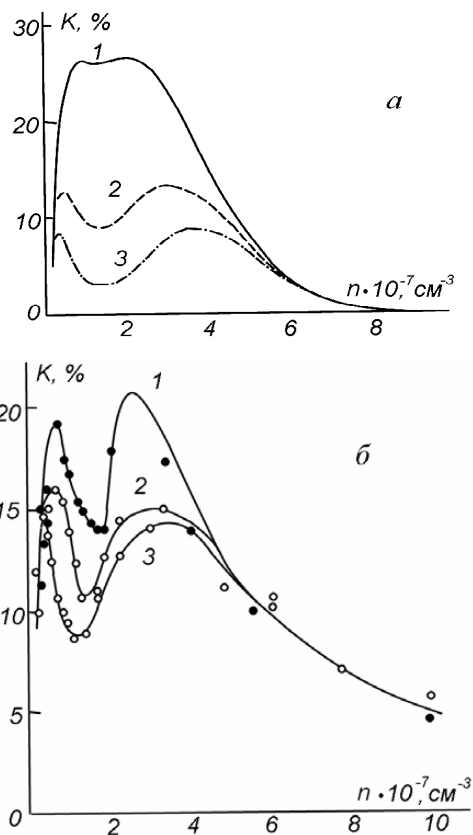


Рис. 24. Залежність прозорості хвильових бар'єрів різної ширини від густини плазми, що їх оточує: а – розрахунок ($f = 9$ МГц; 1 – $\Delta = 125$ мм; 2 – $\Delta = 250$ мм; 3 – $\Delta = 375$ мм), б – експеримент [33]

нів, оскільки при певному профілі магнітного поля можливе їх фазове фокусування.

У [51] це продемонстровано на такій моделі. Слабконеоднорідне магнітне поле $H(z)$ має розподіл із максимумом і параметрами, що задовольняють співвідношення $\omega_{ce \min} < \omega < \omega_{ce \max}$. Таким чином формується бар'єр комбінованого типу, що є двома областями непрозорості, кожна з яких із внутрішнього боку обмежена точкою повороту, а із зовнішнього – точками резонансу (рис. 25). Нехай для електронів, швидкість яких уздовж градієнта концентрації плазми дорівнює v_z , умова (12) виконується в точках $z_1(v_z)$ (на вході до бар'єра) та $z_2(v_z)$ (на виході з нього). Ці електрони, що рухаються в напрямку бар'єра в передбар'єрній області, в точці $z_1(v_z)$ резонансно взаємодіють із хвилею і, поглинувши частину її енергії, пролітають крізь бар'єр. У забар'єрній області в точці $z_2(v_z)$ вони регенерують початкову хвилю. Регенерація хвилі групами електронів із різними швидкостями повинна відбуватися когерентно. Когерентність за-

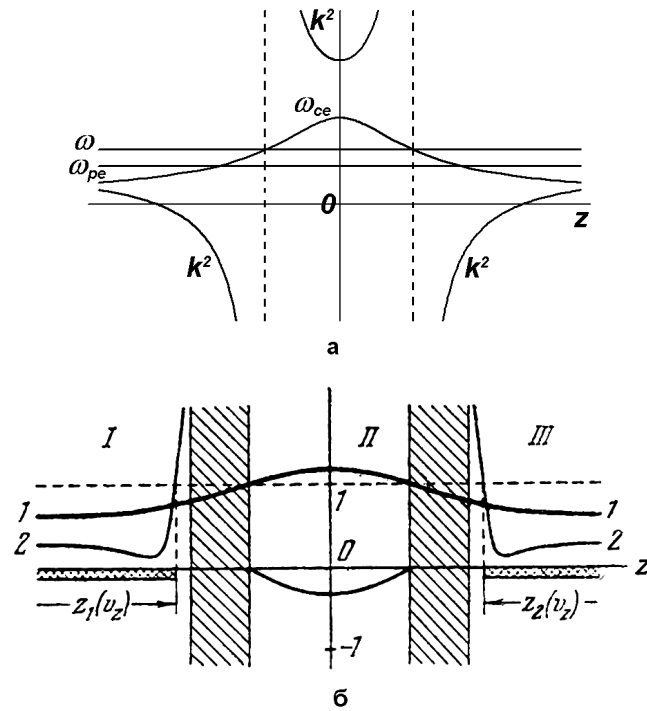


Рис. 25. Хвильовий бар'єр комбінованого типу для незвичайної електромагнітної хвилі, зумовлений максимумом поздовжнього магнітного поля: а – залежність k^2 від координати; б – залежності величин ω_{ce} (крива 1) та $\alpha(z) = [\omega - \omega_{ce}(z)]/ck(z)$ (крива 2) від координати (області непрозорості заштриховані)

безпечується, якщо залежність набігу фази між точками $z_1(v_z)$ і $z_2(v_z)$ від швидкості електронів v_z має екстремум при деякому значенні v_z [8]:

$$\frac{d}{dv_z} \int_{z_1(v_z)}^{z_2(v_z)} \left[k(z) - \frac{\omega - \omega_{ce}(z)}{v_z} \right] dz = 0. \quad (47)$$

Задоволення умови (47) можна забезпечити шляхом підбору відповідного профілю магнітного поля $H(z)$.

Зауважимо, що в початковій теоретичній моделі плазмового утворення не враховано неоднорідність густини і потенціалу плазми та зміну компоненти v_z швидкості електронів у неоднорідному магнітному полі.

Докладний аналіз умов існування цього ефекту показав таке [51].

По-перше, умову фазової когерентності (47) можна звести до вигляду

$$\int_{z_1(v_0)}^{z_2(v_0)} [\omega - \omega_{ce}(z)] dz = 0, \quad (48)$$

де v_0 – точка перевалу, а, отже, функція $[\omega - \omega_{ce}(z)]$ повинна проходити через нуль.

По-друге, циклотронне поглинання незвичайної хвилі електронами плазми можливе лише за виконання нерівностей [51]:

$$\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2 < \frac{2v_0}{3\sqrt{3}c}; \quad \frac{\omega_{ce \min}}{\omega} < 1 - \left(\frac{3\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\right). \quad (49)$$

По-третє, в неоднорідному магнітному полі v_z залежить від поперечної компоненти швидкості v_{\perp} . Тому між областями поглинання і регенерації хвилі відбувається додаткове фазове перемішування частинок внаслідок теплового розкиду за v_{\perp} . Воно не встигає вплинути на процес за умови $|v_{\perp} \partial \Psi / \partial v_{\perp}| \ll 1$, де Ψ – фаза збурення функції розподілу електронів. В іншому випадку умову фазової когерентності необхідно доповнити вимогою екстремуму фази Ψ за поперечними швидкостями.

Коефіцієнт квазіпрозорості бар'єра (відношення потоків енергії в регенованій і початковій хвилях), як показано в [53], за порядком величини дорівнює $\gamma_l^2 k^{-1} L_k$, де L_k – характерна довжина неоднорідності підінтегрального виразу в (47), k і γ_l – дійсна та уявна компоненти хвильового вектора. Ефект фазового фокусування, таким чином, збільшує максимальні розміри квазіпрозорих хвильових бар'єрів.

Експериментально описане вище явище квазіпрозорості не досліджувалося.

Як виявилось [52], явище квазіпрозорості бар'єра для незвичайної хвилі у неоднорідному магнітному полі можна прогнозувати і для профілю $H(z)$, що має мінімум, тобто за наявності двох магнітних пробок у плазмовому утворенні (рис. 7). Ефект більш складний і ґрунтується на регенерації хвилі за бар'єром електронами, що поглинають незвичайну електромагнітну хвилю в області $\omega_{ce}(z) < \omega$ і відбиваються в магнітній пробці, де $\omega_{ce}(z) > \omega$. Якщо після відбиття для цих частинок в області $\omega_{ce}(z) > \omega$ виконуються умови фазової когерентності та циклотронного резонансу, то згадані електрони будуть випромінювати хвилю, яка поширюється в початковому напрямку, тобто в область сильного магнітного поля за бар'єром.

Кінетичну теорію поширення хвиль в умовах фазової когерентності мікропучків у плазмі з неоднорідним магнітним полем розвивали також у роботах [97, 98].

Експериментальне дослідження. Ефект, теоретично передбачений у [52], вдалося експериментально виявити в установці, схематично зображеній на

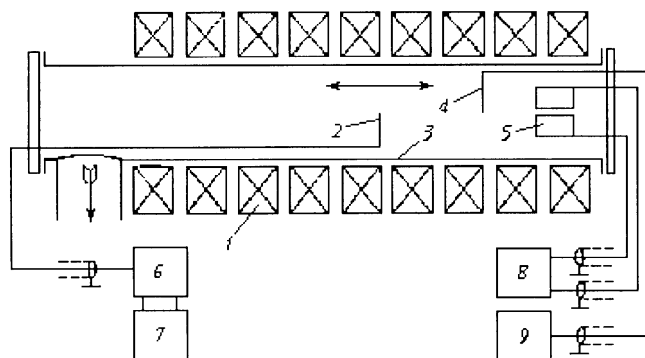


Рис. 26. Схема експериментальної установки [54]: 1 – котушки соленоїда; 2 – приймальна антена; 3 – вакуумна камера; 4 – передавальна антена; 5 – джерело плазми; 6 – приймач; 7 – самописець ПДП-4-002; 8 – генератор підпалу плазми; 9 – генератор сигналів Г4-8

рис. 26 [54]. Плазма утворювалася за допомогою високочастотного розряду. Її густина та електронна температура становили, відповідно, $(2 - 5) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ та $(6 - 13) \text{ eV}$. Плазма була вміщена в магнітне поле, створене системою котушок з індивідуальним регульованим живленням. Незвичайна хвиля з частотою 1,2 ГГц збуджувалася за допомогою спіральної антени. Для дослідження еволюції її інтенсивності вздовж магнітного поля використовували зонди-антени. Основний результат досліджень наведено на рис. 27. За наявності мінімуму напруженості магнітного поля на шляху поширення хвилі при наближенні до мінімуму чітко реєструється майже повне згасання хвилі, а за мінімумом – її регенерація.

Ще раз відзначимо, що, на відміну від раніше розглянутих кінетичних механізмів, у даному випадку квазіпрозорість бар'єра забезпечується не пролітними, а захопленими (в даному випадку – в магнітну пастку) електронами.

4.1.5. Квазіпрозорість бар'єра для ленгмюрівських та електромагнітних хвиль у неоднорідній плазмі, зумовлена захопленням її електронів у потенціальну яму особливого профілю

Виявляється, що наявність зовнішнього магнітного поля не є обов'язковою умовою фазового фокусування електронів, що переносять через бар'єр хвилю Ван Кампена. Таке фокусування виявляється можливим і за наявності потенціальної ями особливого профілю (для захоплених у ній електронів).

У неоднорідній плазмі з максимумом густини, як зазначалося, завжди існує потенціальна яма для електронів, частина яких захоплена в ній. Хвильовий

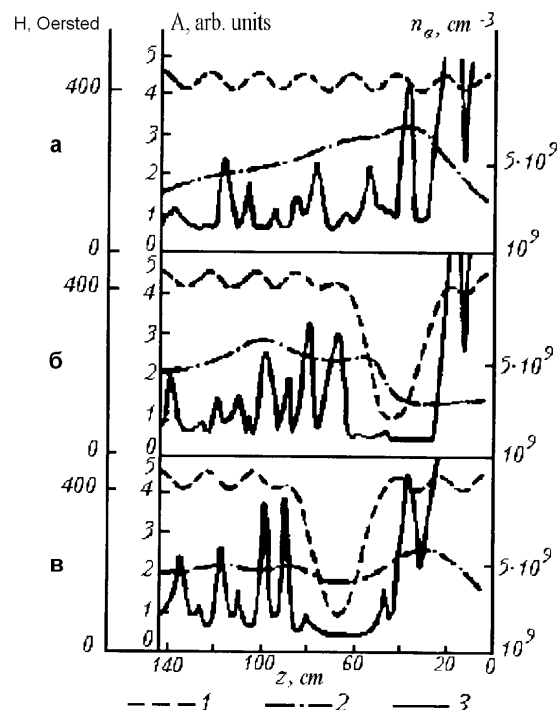


Рис. 27. Залежності поздовжньої складової магнітного поля H (1), густини електронів плазми n_e (2) та амплітуди ВЧ-сигналу A (3) як функції відстані від передавальної антени z : а – випадок однорідного магнітного поля, б, в – випадок неоднорідного магнітного поля при різних положеннях мінімуму магнітного поля

бар'єр зазвичай локалізується біля дна потенціальної ями, і захоплені в ній електрони з певною енергією здійснюють коливання між передбар'єрною і забар'єрною плазмою.

У теоретичних дослідженнях [7, 33] цю обставину розглядали лише з точки зору прискорення електронів, що входять до бар'єра, а відтак зменшення часу перебування у ньому, і, як наслідок, зменшення глибини модуляції потоку частинок, що регенерують хвилю за бар'єром, та підвищення його квазіпрозорості. Проте цей ефект, збільшуючи ширину бар'єрів, для яких має місце квазіпрозорість, не знімає принципово обмежень на їх ширину.

У роботі [34] вперше звернено увагу на те, що при русі електронів із розкидом за швидкостями в потенціальній ямі певної форми можливий процес їх фазового фокусування. Ефект фазового фокусування полягає в тому, що електрони з розкидом за швидкостями, які рухаються в напрямку до дна ями і проходять через деяку точку на її схилі (перед бар'єром) одночасно, пройшовши через дно ями і відбившись від її протилежного схилу, можуть так само одночасно про-

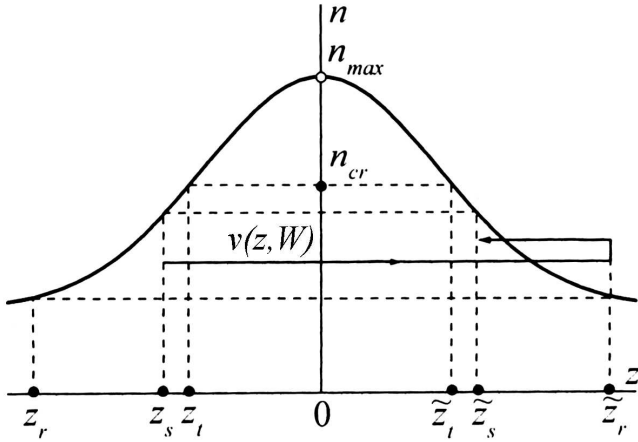


Рис. 28. Схема ефекту просвітлення хвильового бар'єра для ленгмюрівських та електромагнітних хвиль за допомогою електронів, захоплених до потенціальної ями [34]

ходити (вже в інший бік) через деяку іншу точку на цьому самому схилі (тобто за бар'єром). Таким чином, якщо в першій точці потік зазначених електронів зазнає модуляції хвилею, яка падає на бар'єр, то в другій точці можлива регенерація первісної хвилі.

Застосовність такого механізму квазіпрозорості для електронних плазмових хвиль у плазмі без магнітного поля була показана в теоретичній роботі [34]. Розглянуто модель плазмового утворення з максимумом густини плазми і її потенціалу (рис. 28). Густина n і потенціал Φ плазми пов'язані між собою розподілом Больцмана:

$$n(z) = n_{\max} \exp \left[-\frac{e\Phi(z)}{k_B T_e} \right]. \quad (50)$$

Розглянуто плазму без зіткнень і без магнітного поля, однорідну в напрямках, перпендикулярних до \mathbf{z} . У цьому плазмовому утворенні у позитивному напрямку \mathbf{z} поширювалася електронна ленгмюрівська хвиля з частотою $\omega = \omega_{pe}(z_t) = \omega_{pe}(\tilde{z}_t)$. Область $z_t < z < \tilde{z}_t$ була для неї хвильовим бар'єром типу області непрозорості, обмеженої точками повороту, причому за межами цієї області непрозорості додатково існує згасання Ландау.

Електрони плазми, що рухаються в позитивному напрямку осі z з області $z < z_t$ зі швидкістю

$$v(z, W) = \left[\frac{2}{m} (W - e\Phi(z)) \right]^{1/2}, \quad (51)$$

де W – кінетична енергія електронів при $\Phi = 0$, в околі лівої точки синхронізму z , де виконано умову

$$\omega = k_{\parallel}(z_s)v(z_s, W), \quad (52)$$

резонансно взаємодіють з ленгмюрівською хвилею з поздовжнім хвильовим числом $k_{\parallel}(z)$, яка рухається у тому ж напрямку, і поглинають її енергію. Пройшовши крізь бар'єр і досягнувши точок відбиття, вони змінюють напрямок свого руху на зворотній і проходять через окіл правої точки синхронізму \tilde{z}_s , де регенерують суцільну ленгмюрівську хвилю. Остання відбивається від точки локального плазмового резонансу \tilde{z}_t , після чого рухається в забар'єрну область. При певному профілі потенціалу хвилі в забар'єрній області, що регенеруються електронами з різними енергіями W , додаються в фазі, чим і забезпечується квазіпрозорість бар'єра.

Першою необхідною умовою реалізації цього механізму є можливість фазового фокусування:

$$\frac{\partial \tau(z_1, z_2, W)}{\partial W} = 0, \quad (53)$$

де

$$\tau(z_1, z_2, W) = t(z_1, \tilde{z}_r, W) + t(\tilde{z}_r, z_2, W), \quad (54)$$

$$t(z_1, z_r, W) = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{v(z, W)}, \quad (55)$$

і в (53) після диференціювання необхідно покласти $z_1 = z_s$; $z_2 = \tilde{z}_s$.

Для симетричного профілю потенціалу плазми, $\Phi(-z) = \Phi(z)$, вираз (54) зводиться до вигляду

$$\tau(z_s, \tilde{z}_s, W) = 2t(0, z_r, W), \quad (56)$$

і в умові (53) зникає залежність від z_s , тобто від частоти початкової хвилі та густини плазми в максимумі (при $z = 0$).

Якщо $d\tau/dW \equiv 0$, то фазове фокусування відбувається для усіх електронів плазми незалежно від їх енергії. Це можливо лише при гауссівському розподілі густини плазми вздовж осі z і, відповідно, при параболічному розподілі потенціалу плазми $\Phi(z)$. Ці ідеальні для квазіпрозорості хвильового бар'єра умови є для реальних плазмових систем скоріше винятком, ніж правилом.

Теорія [34] передбачає, що ефект буде мати місце і при більш м'яких умовах, а саме тоді, коли $d\tau/dW$ є функцією W , що проходить через нуль при певному значенні $W = W^*$, тобто коли функція $\tau(W)$ має екстремум (найчастіше – мінімум). У цьому випадку фазове фокусування реалізується лише для певної частини електронів з енергією $W \approx W^*$. Що стосується визначення класу чи класів функціональних

залежностей $\Phi(z)$, які можуть забезпечити умову

$$\left. \frac{d\tau}{dW} \right|_{W=W^*} = 0, \quad (57)$$

то цьому питанню були присвячені дослідження [46], де було встановлено, що умова (57) може виконуватися при певних відхиленнях профілю потенціалу плазми від параболічного, наприклад, якщо він апроксимується виразом

$$\Phi(z) = c_1 z^2 + c_2 z^4 + c_3 z^6, \quad (58)$$

то за умов, що $|c_1| > |c_2|, |c_3|$ і $c_2/c_1 < 0$.

Проведений аналіз показав, що умова (57) може також реалізуватися для досить широкого класу профілів потенціальної ями, які можна представити послідовністю різних за виглядом спадних функцій $\Phi(z)$ на різних її ділянках.

Другою необхідною умовою для квазіпрозорості бар'єра за механізмом, запропонованим у [34], є забезпечення необхідного розташування у плазмовій системі областей, в яких відбуваються процеси, що є складовими зазначеного механізму:

$$z_s < z_t < \tilde{z}_t < \tilde{z}_s < \tilde{z}_r. \quad (59)$$

Слід відзначити, що коли значення \tilde{z}_r визначається виключно енергією електрона та профілем потенціальної ями $\Phi(z)$, то значення $z_t, \tilde{z}_t, z_s, \tilde{z}_s$ задаються не тільки профілем $\Phi(z)$, а й густиною плазми в максимумі її розподілу та частотою хвилі. Це накладає певні обмеження на діапазон частот хвиль, для яких може існувати квазіпрозорість бар'єра за даним механізмом.

Оскільки кінцевою стадією квазіпрозорості є регенерація хвилі модульованим потоком фазово сфокусованих резонансних електронів плазми за бар'єром, то коефіцієнт квазіпрозорості залежатиме від густини цих електронів у зоні регенерації хвилі, тобто в околі точок синхронізму, ступеню неоднорідності плазми в цій області [47] та від поглинання регенованих хвиль електронами плазми.

Слід звернути увагу на те, що кількість фазово сфокусованих електронів, які беруть участь у регенерації хвилі за бар'єром, визначається також ходом залежності $\tau(W)$ в околі її екстремуму та частотою хвилі, оскільки участь у регенерації хвилі за бар'єром беруть не тільки електрони з енергією $W = W^*$, але й електрони з близькими енергіями, якщо вони досягають (після відбивання) точки синхронізму не пізніше, ніж за чверть періоду коливаний після електронів з енергією $W = W^*$.

Таким чином, чим більш плоским є мінімум залежності $\tau(W)$ (тобто чим меншою буде величина $d^2\tau(W)/dW^2$ при $W = W^*$) і чим нижча частота хвилі, тим більше електронів плазми братимуть участь у процесі і тим ефективнішим він буде.

Для коефіцієнта квазіпрозорості бар'єра для електронних ленгмюрівських хвиль (за амплітудою) отримано в [34] таку залежність:

$$K_{ll} = 2\sqrt{2\pi \left| \frac{\gamma_l \tilde{\gamma}_l}{\alpha} L_s \tilde{L}_s \right|}, \quad (60)$$

де

$$\alpha \equiv \left(\frac{m\omega^2}{k_s \tilde{k}_s} \right)^2 \times \times \frac{d}{dW} \left[\omega \left(\left. \frac{\partial}{\partial W} \tau(z_1, \tilde{z}_1, W) \right|_{z_1=z_s} \right) \right]_{W=W^*} \quad (61)$$

– безрозмірний великий параметр, $\gamma_l, \tilde{\gamma}_s$ – локальні просторові декременти згасання Ландау в області відповідно поглинання та регенерації ленгмюрівської хвилі; L_s, \tilde{L}_s – довжини неоднорідності фазової швидкості, що обчислюються в точках синхронізму z_s, \tilde{z}_s за формулою

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(k - \frac{\omega}{v} \right) \equiv \frac{k}{L_s}. \quad (62)$$

Оскільки $\alpha \sim kL$, то коефіцієнт квазіпрозорості за порядком величини можна оцінити як

$$K_{ll} \sim \left(\frac{\gamma_l^2 L_s}{k_s} \right)^{1/2}. \quad (63)$$

Будь-які відомості щодо експериментального виявлення квазіпрозорості бар'єрів у плазмі без магнітного поля для ленгмюрівських хвиль за механізмом, передбаченим у [34], відсутні.

Якщо взяти до уваги можливість взаємної трансформації ленгмюрівських та електромагнітних хвиль у неоднорідній плазмі [4], то запропонований у [34] механізм може забезпечити квазіпрозорість розглянутого бар'єра також і для p -поляризованих електромагнітних хвиль, що падають на бар'єр під невеликим кутом до градієнта концентрації плазми. Спочатку така хвиля в околі лівої точки плазмового резонансу $z_t(\omega)$ (див. рис. 28) за рахунок лінійної трансформації збуджує ленгмюрівську хвилю, що поширюється у напрямку спаду густини плазми (ліворуч). У результаті згасання без зіткнень ця хвиля в околі лівої точки синхронізму z_s передає свою енергію електронам плазми, які, двічі відбиваючись від стінок

потенціальної ями в точках z_r, \tilde{z}_r , приходять в окіл правої точки синхронізму \tilde{z}_s і збуджують там ленгмюрівську хвилю, що рухається ліворуч. Ця хвиля, відбиваючись від правої точки локального плазмового резонансу $\tilde{z}_t(\omega)$, частково трансформується там у p -поляризовану електромагнітну хвилю, яка й виходить у забар'єрну область.

Ефективність квазіпрозорості обчислюємо у цьому випадку за формулою

$$K_{tt} = K_{lt}^2 K_{ll}, \quad (64)$$

де K_{lt} – коефіцієнт взаємної лінійної трансформації ленгмюрівських і електромагнітних хвиль, K_{ll} – ефективність перенесення ленгмюрівської хвилі, що визначається за формулою (60).

Експериментально цей ефект також досі не спостережували.

4.1.6. Експериментальне дослідження квазіпрозорості бар'єра для верхньогібридних мод, зумовленої захопленням електронів у потенціальної яму в слабкозамагніченій неоднорідній плазмі

Можна сподіватися, що запропонований у [34] механізм квазіпрозорості хвильових бар'єрів у плазмі без магнітного поля працюватиме і в плазмі в однорідному поздовжньому магнітному полі. Експериментальні дослідження можливості цього явища [48, 49] були проведені на базі плазмового утворення, яке раніше використовувалося у дослідженнях квазіпрозорості плазмових бар'єрів для хвиль Трайвелпіса–Гоулда [38]. Проведений аналіз показав, що це плазмове утворення за своїми особливостями відповідає теоретичній моделі, використаній у [34], містить симетричні максимуми густини та потенціалу вздовж магнітного поля, а найголовніше – розрахована за експериментальними профілями залежність $\tau(W)$ має мінімум при певному значенні $W = W^*$.

Пошуки ефекту квазіпрозорості бар'єра проводили для хвиль, що належать до верхньогібридної гілки коливань слабкозамагніченої плазми ($\omega_{pe}/\omega_{ce} > 1$) з дисперсією (6). Ці хвилі, як показали попередні дослідження [50], могли збуджуватися на периферії плазмового утворення по обидва боки від максимуму густини плазми. Окіл вказаного максимуму для цих хвиль був бар'єром типу області непрозорості, оточеної точками повороту, причому, як і для ленгмюрівських хвиль, в областях прозорості додатково існувало ще й згасання Ландау. Зони збудження хвиль були обмежені з боку малих густин плазми точкою

$\omega_{pe}(z) = \omega_{ce}$, а з боку великих густин – умовою слабкої неоднорідності плазми (14).

Хвилі в передбар'єрній плазмі збуджувалися за допомогою зонда-вібратора, що живився від генератора височастотної гармонічної напруги. Для визначення потрібної частоти сигналу, що подавали на зонд-вібратор, та виявлення області локалізації цього сигналу, тобто знаходження умов, які забезпечували максимальну інтенсивність збуджених у передбар'єрній плазмі хвиль, використовували дані попередніх досліджень спектра та просторових розподілів інтенсивності спектральних компонент коливань при їх збудженні електронним пучком.

Просторову еволюцію збуджених зондом-вібратором хвиль досліджували за допомогою рухомих ВЧ зондів та селективних приймачів. Експериментальні дані, що свідчать про наявність ефекту квазіпрозорості бар'єра для верхньогібридних хвиль, показані на рис. 29. Хвиля, збуджена в передбар'єрній плазмі, згасає при заглибленні в бар'єр і регенерується в плазмі за ним. Сигнал у максимумі його аксіального розподілу за бар'єром лінійно змінювався з величиною сигналу на зонді-вібраторі в передбар'єрній області. Дослідження [49] особливостей виявленої в [48] квазіпрозорості плазмового бар'єра для верхньогібридних хвиль дали додаткові докази того, що вона реалізується саме за механізмом, передбаченим у [34]. Встановлено, що ефективність процесу визначається лише частотою хвилі та параметрами плазмового утворення і, якщо вони наперед визначені, то засобів впливу на коефіцієнт квазіпрозорості бар'єра немає.

У проведених експериментах коефіцієнт квазіпрозорості бар'єра за амплітудою був порядку кількох десятків відсотка.

4.2. Квазіпрозорість бар'єрів щільної плазми, зумовлена проходженням електронних пучків крізь бар'єр

Досі йшлося про механізми природної прозорості плазмових бар'єрів, які існують за відсутності будь-якої модифікації бар'єрів або спеціального впливу на них. Тепер ми обговоримо можливість індукованої квазіпрозорості – квазіпрозорості, зумовленої деяким зовнішнім впливом на бар'єр. У ролі такого впливу може виступати, наприклад, електронний пучок, що рухається крізь бар'єр. Очевидно, такі механізми квазіпрозорості, як і кінетичні механізми, описані вище, можна реалізувати лише тоді, коли магнітне поле у плазмовому бар'єрі або відсутнє, або спрямоване під

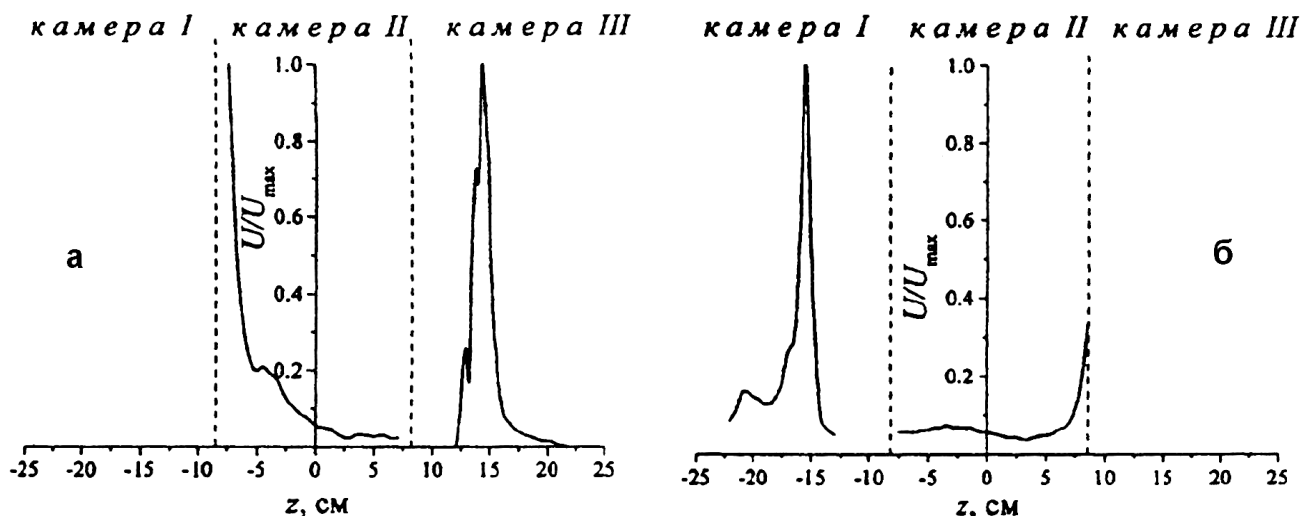


Рис. 29. Аксіальні розподіли інтенсивності сигналу в системі при розташуванні зонда-вібратора ліворуч (а) та праворуч (б) від бар'єра: $I_a = 1,5$ А; $V_a = 145$ В; $H = 120$ Е; $p = 1,1 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.; $f_m = 490$ МГц [48]

невеликими кутами до градієнта концентрації бар'єрної плазми.

4.2.1. Теоретичні дослідження квазіпрозорості бар'єрів щільної плазми для електромагнітних хвиль за наявності електронного пучка

Тристадійний механізм квазіпрозорості плазмового бар'єра для електромагнітних хвиль, у якому роль хвиль-транспортів виконують хвилі просторового заряду в електронному пучку, що проходить крізь бар'єр, вперше був запропонований у роботі [55]. Плазмовий бар'єр для p -поляризованої електромагнітної хвилі з частотою ω і хвильовим вектором k_z моделювали розміщеним на її шляху плоским шаром однорідної закритичної плазми з різкими межами при $z = 0$ та $z = L$. Перпендикулярно до нього рухається електронний пучок, створений у вакуумній області $z < 0$. На плазму з цієї області падає під кутом θ до осі z плоска p -поляризована електромагнітна хвиля, яка відбивається від межі бар'єра $z = 0$.

Поздовжня компонента електричного поля, збудженого падаючою хвилею в скін-шарі плазми, модулює компоненту швидкості електронів пучка v_z , внаслідок чого в пучку збуджуються швидка та повільна хвилі просторового заряду. У шарі плазми, де діелектрична проникність має негативну дійсну частину, $\text{Re} \varepsilon(\omega) < 0$, повільна хвиля просторового заряду підсилюється, а швидка, навпаки – згасає. При виході з плазмового шару в області $z > L$ електронні згустки збуджують когерентне перехідне випромінювання у

виділі плоскої електромагнітної хвилі, за частотою, напрямком поширення і поляризацією подібної первинній хвилі в області $z < 0$.

У рамках лінійного гідродинамічного наближення було визначено залежність коефіцієнта квазіпрозорості хвильового бар'єра від параметрів хвилі та пучково-плазмової системи.

Подальший розвиток теорії був спрямований на врахування існуючої просторової обмеженості плазми та електронного пучка [56]. Теоретична модель плазмового утворення теж являла собою холодну, ізотропну, закритичну плазму без зіткнень, але вміщену у проміжок $0 < z < L$ нескінченного циліндричного хвилеводу радіусом a з ідеально провідними стінками. Вздовж осі хвилеводу, яка збігається з віссю z , поширюється електронний пучок радіусом b зі швидкістю електронів v_0 . Радіус пучка задовольняє умову $v_0/\omega < b \ll a$.

Мода E_{01} з частотою ω , для якої хвилевід є одномодовим, а плазма в ньому – закритичною, падає на бар'єр і відбивається від нього, глибина скін-шару значно менша за L . Далі процес відбувається за схемою, описаною вище. Отримано вираз для коефіцієнта квазіпрозорості бар'єра. Цей коефіцієнт експоненціально зростає зі збільшенням ширини бар'єра та просторового інкремента $\omega_b \sqrt{-\varepsilon}/v_0$ (ω_b – електронна плазмова частота, що відповідає густині електронів пучка) і лінійно залежить від параметрів (ω_b/ω) , (b/a) , $(v_0/c)^2$.

Наступним кроком став аналіз можливості реалізації запропонованого в [55] механізму квазіпрозоро-

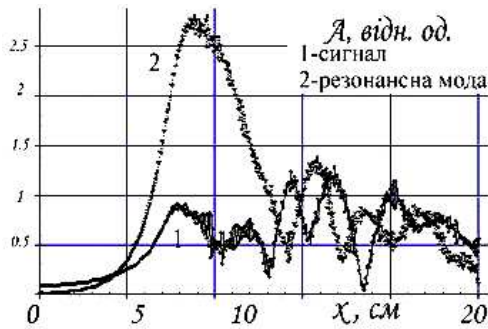


Рис. 30. Аксіальні розподіли амплітуд сигналу на частоті ω модуляції (крива 1) та на частоті резонансної плазмово-пучкової нестійкості в однорідному плазмовому бар'єрі в режимі сильної турбулентності для параметрів моделювання: $\omega/2\pi = 2,77$ ГГц, $j = 5$ мА/см², $n = 10^{11}$ см⁻³, $v_{Te} = 6 \cdot 10^7$ см/с, $v_{Ti} = 2,33 \cdot 10^6$ см/с, $v_b = 2 \cdot 10^9$ см/с [92]

сті у випадках, коли плазма неоднорідна вздовж напрямку поширення пучка в самому бар'єрі, а на його межах характерна довжина неоднорідності a_z^{-1} є скінченною і задовольняє умову генерації хвиль електронним пучком у резонансних точках [47]:

$$a_z \equiv \left| \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} \right| < b_z \equiv \frac{n_b}{n(z)} \frac{v_0}{v_{Tb}} k_z(z), \quad (65)$$

де n_b та v_0 – відповідно, концентрація та середня швидкість електронів пучка, v_{Tb} – розкид пучка за швидкостями. У результаті при входженні пучка в бар'єр у ньому збуджується не тільки хвиля просторового заряду на частоті падаючої електромагнітної хвилі, але й інші хвилі аналогічної природи з неперервним спектром. Але оскільки коливання в точці локального плазмового резонансу падаючої хвилі, збуджені цією хвилею, будуть найбільшими, то й початкова модуляція пучка на відповідній частоті буде найпомітнішою.

Механізм квазіпрозорості бар'єра, запропонований у [55], суттєво відрізняється від інших тим, що у ньому хвиля-транспортер зростає всередині бар'єра [58], причому інкремент хвилі залежить від ступеня надкритичності плазми і, таким чином, є функцією координати в неоднорідній плазмі в бар'єрі.

Оскільки амплітуда хвилі за бар'єром прямо пропорційна амплітуді хвилі просторового заряду на виході з бар'єра, то еволюція цих хвиль у бар'єрі з неоднорідною плазмою стала предметом теоретичних досліджень (у лінійному наближенні) [59].

Подальший аналіз динаміки модульованого електронного пучка в бар'єрі здійснено за допомогою комп'ютерного моделювання методом макрочастинок у комірках [89]. Він показав, що в однорідному бар'єрі

наявна конкуренція пучкових мод – нерезонансної з частотою сигналу та резонансної на частоті, близькій до ленгмюрівської частоти фонові плазми. У результаті, при помірних глибинах модуляції пучка корисним сигналом, резонансна мода, що зростає від рівня шумів, але з більшим інкрементом, першою заходить у нелінійну стадію і тим самим обриває зростання сигналу (рис. 30). У цьому режимі максимальна величина сигналу на частоті модуляції в бар'єрі виявляється прямо пропорційною його початковій величині. Такий режим справді спостерігався в експерименті [62] (див. нижче).

У роботі [89] моделювання здійснювали для початкової задачі з періодичними граничними умовами, що, звичайно, суттєво відрізняється від умов лабораторного експерименту, де пучок інjektується в область, заповнену плазмою. Однак наступна робота [90], де моделювання здійснено для початково-граничної задачі, найбільш адекватної до умов експерименту, підтвердила основні висновки роботи [89].

У подальшому за допомогою числового моделювання вивчали динаміку функції розподілу електронів пучка за швидкостями залежно від глибини його початкової модуляції [91], динаміку модульованого пучка в бар'єрі в різних режимах плазмово-пучкової турбулентності [92], а також вплив неоднорідності бар'єра на еволюцію в ньому модульованого пучка електронів [93]. Зокрема, результати моделювання підтвердили, що неоднорідність бар'єра помітно впливає на розвиток плазмово-пучкової нестійкості лише тоді, коли характерний розмір неоднорідності сумірний з оберненим просторовим інкрементом нестійкості.

4.2.2. Експериментальні дослідження квазіпрозорості плазмових бар'єрів для електромагнітних хвиль за наявності електронного пучка

Експериментальним дослідженням, спрямованим на виявлення передбаченого теорією [55] явища квазіпрозорості плазмового хвильового бар'єра і встановлення його закономірностей, присвячено публікації [56, 57, 59–67]. Експериментальна установка, схематично зображена на рис. 31 [56], відрізнялася від використаної раніше [33] тим, що в камері I на осі системи була розташована електронна гармата, яка давала електронний пучок радіусом $r_b = 5$ мм зі струмом до $I_b = 15$ мА та енергією електронів до $V_b = 2,5$ кеВ. Електронний пучок проходив крізь розрядну камеру II і потрапляв у камері III на колектор. Аксіальний профіль густини плазми в системі подано на

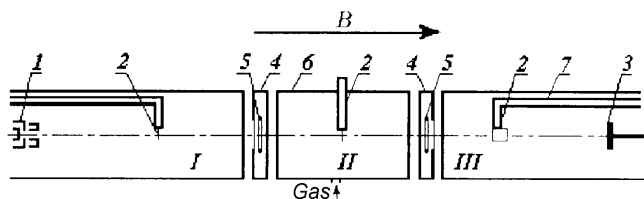


Рис. 31. Схема експериментальної установки [56]: 1 – електронна гармата; 2 – ВЧ-зонд; 3 – колектор електронного пучка; 4 – відбивачі; 5 – катоди; 6 – анод; 7 – коаксіальна лінія

рис. 32. На ньому ж подані просторові залежності правої та лівої частини нерівності (65) і на осі z відзначено області, в яких електронний пучок здатний у зонах локального плазмового резонансу збуджувати електронні хвилі, що належать до верхньогібридної дисперсійної вітки коливань слабкозамагніченої плазми. Всередині розрядної камери (також і у хвильовому бар'єрі) розподіл густини плазми вздовж осі z достатньою точністю апроксимувався залежністю

$$n(z) = n_{\max}(I_a, V_a)(1 - \alpha z^2), \quad (66)$$

де I_a , V_a – відповідно, струм розряду і напруга на ньому, а $\alpha = 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}$.

Конструкція вакуумних камер I і III дозволяла їм бути хвилеводами для електромагнітних хвиль E_{01} з частотою $f_{\min} > f_{rp} = 2,23 \text{ ГГц}$. Верхня межа частотного діапазону, в якому проводили дослідження, визначалася величиною n_{\max} і не перевищувала $f_{\max} = 4,0 \text{ ГГц}$. Камера II, по суті, була коаксіальним резонатором із плазмовим осердям.

Електромагнітну хвилю, яка породжує хвилю просторового заряду в пучку, збуджували в передбар'єрній плазмі в камері I за допомогою зонда-вібратора, розташованого за межами пучка, або її дія на пучок замінювалася модуляцією останнього за допомогою того самого зонда-вібратора, введеного безпосередньо в пучок.

Для дослідження еволюції хвиль просторового заряду використовувалися одиночні високочастотні циліндричні зонди-антени, а для реєстрації магнітної компоненти H_θ електромагнітних хвиль – високочастотні рамочні зонди-антени.

У плазмовому осерді коаксіального резонатора (камера II) область плазми, обмежена поверхнею, на якій $\omega_{pe}(r, z) = \omega$ (ω – частота монохроматичного сигналу на зонді-вібраторі), являла собою хвильовий бар'єр.

Результати вимірювань, подані на рис. 33, свідчать про існування явища квазіпрозорості бар'єра за механізмом, запропонованим у [55]. Всередині бар'єра

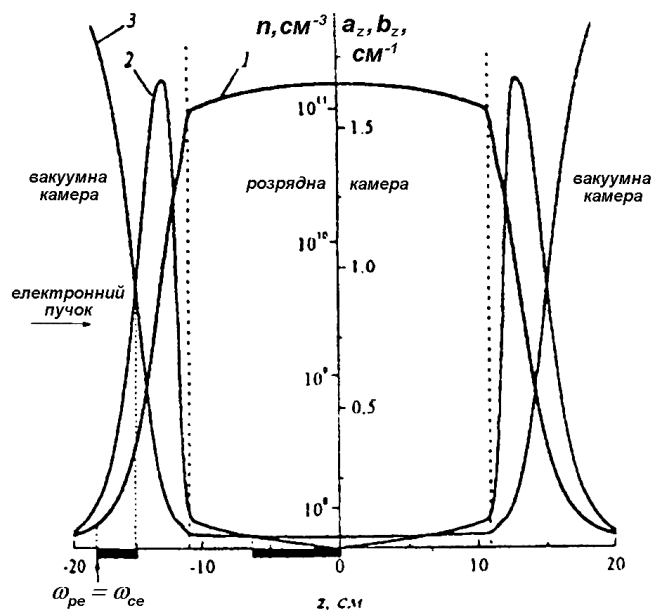


Рис. 32. Аксіальний профіль густини плазми (1), величини a_z (2) та b_z (3). $V_a = 90 \text{ В}$; $I_a = 0,4 \text{ А}$; $H = 27 \text{ Е}$; $p = 4 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$; $V_b = 1 \text{ кВ}$; $I_b = 2 \text{ мА}$ [61]

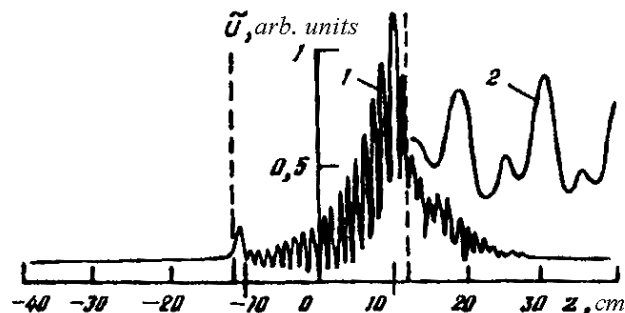


Рис. 33. Інтерференційні картини хвилі просторового заряду (1) та електромагнітної хвилі (2) в системі [57]

існує хвиля просторового заряду, інтенсивність якої з її заглибленням у бар'єр спочатку зростає, а електромагнітна хвиля відсутня. Остання регенерується за бар'єром, а хвиля просторового заряду швидко згасає з віддаленням від нього.

Встановлено, що позитивний вплив на квазіпрозорість бар'єра справляє збудження модульованим (на частоті хвилі) електронним пучком коливань в області локального плазмового резонансу на вході до бар'єра.

Виконані дослідження показали також існування вельми суттєвого впливу власних коливань пучково-плазмової системи в бар'єрі на еволюцію хвиль просторового заряду в ньому. Ці коливання (хвилі верх-

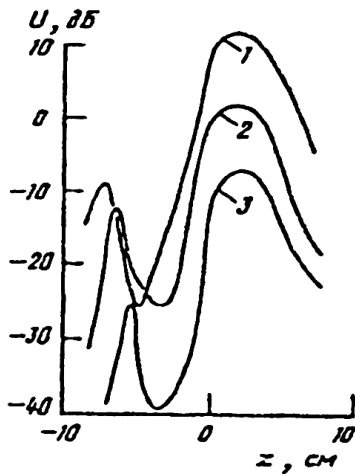


Рис. 34. Аксіальні розподіли інтенсивності спектральних складових власних коливань: $V_a = 90$ В; $I_a = 0,35$ А; $I_b = 4$ мА; $V_b = 1,25$ кВ; $f = 3,05$ ГГц (1); 3,25 (2); 3,32 (3) [60]

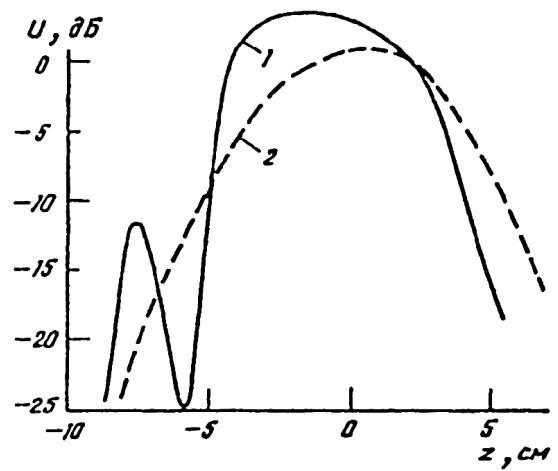


Рис. 35. Аксіальні розподіли інтенсивності власних коливань на частоті 3,07 ГГц (1) і сигнальної хвилі просторового заряду при $f = 2,77$ ГГц (2). $I_a = 0,35$ А; $I_b = 3$ мА; $V_b = 1$ кВ [60]

ньогібридної дисперсійної гілки і пов'язані з ними хвилі просторового заряду в пучку) збуджуються в неперервній послідовності областей локального резонансу в частотному інтервалі від ω до ω_{\max} і теж спочатку підсилюються в неперервній послідовності вкладених один в одного хвильових бар'єрів (рис. 34).

Експериментально виявлено, що передбачене лінійною теорією монотонне зростання інтенсивності хвилі-транспортера в бар'єрі між областями локального резонансу насправді наприкінці бар'єра змінюється на її згасання. Те саме відбувається і з власними хвилями просторового заряду в пучку. Ця зміна поведінки хвилі-транспортера відбувається в області максимуму інтенсивності найбільш потужної власної хвилі просторового заряду чи відразу ж за нею, і спад інтенсивності хвилі продовжується аж до виходу з бар'єра (рис. 35). З'ясовано, що причиною зазначеного явища є нелінійні процеси, а саме фазове перемішування електронів пучка під дією власних хвиль просторового заряду, яке зростає з відстанню і викликає демодуляцію пучка.

Виявлено також, що власні коливання плазми нестационарні і мають хаотичний характер, що теж впливає на стаціонарність енергетичного спектра електронів пучка, які переносять хвилю-транспортер.

Виявлено вплив глибини початкової модуляції електронного пучка на його еволюцію в бар'єрі закритичної плазми. Встановлено, що просторовий розподіл сигналу на частоті модуляції вздовж траєкторії пучка залежно від початкової глибини модуляції визначається або процесами конкуренції між власними модами пучково-плазмової системи та сигналом, або

власною нелінійністю сигналу. Поява максимуму сигналу, що передре максимуму власних коливань, як з'ясовано, відповідає переходу до режиму захоплення пучка модою на частоті модуляції.

Залежності коефіцієнта квазіпрозорості бар'єра від густини плазми (розрядного струму), швидкості (енергії) та струму електронного пучка наведено на рис. 36. Зменшення квазіпрозорості при великих струмах пучка (рис. 36,а) пояснюється збудженням інтенсивних власних коливань плазмово-пучкової системи при перевищенні деякого порогового значення, що й приводить до розпливання функції розподілу пучка за швидкостями та припинення підсилення сигналу на частоті падаючої хвилі. Залежність від енергії пучка (рис. 36,б) також демонструє існування максимуму. Нарешті, зменшення коефіцієнта квазіпрозорості при зростанні розрядного струму та зменшенні частоти початкової модуляції пучка (рис. 36,в) пояснюється зменшенням ступеня надкритичності плазми в бар'єрі на частоті сигналу і відповідним зменшенням коефіцієнта підсилення сигналу в бар'єрі.

В умовах проведених експериментів амплітудний коефіцієнт квазіпрозорості бар'єра (за напруженістю магнітного поля хвилі) не перевищував 3–7%.

4.2.3. Квазіпрозорість бар'єрів щільної плазми для ленгмюрівських хвиль за наявності електронного пучка

Механізм індукованої квазіпрозорості бар'єрів щільної плазми, подібний до запропонованого в [55] для

електромагнітних хвиль, повинен існувати і для ленгмюрівських хвиль. Як відомо, ці хвилі мають по-здовжнє електричне поле і можуть поширюватися з невеликими фазовими швидкостями. Тому найбільш ефективна модуляція ними електронного пучка відбуватиметься, коли їхня фазова швидкість збігатиметься зі швидкістю електронного пучка, тобто в режимі синхронізму хвиля – пучок. Аналогічно випромінювання ленгмюрівської хвилі пучком у забар'єрній плазмі найбільш ефективно відбуватиметься за черенковським механізмом.

4.3. Квазіпрозорість плазмових бар'єрів із поперечним магнітним полем для електромагнітних хвиль

Особливістю механізмів квазіпрозорості бар'єрів у неоднорідній плазмі з поперечним щодо градієнта концентрації магнітним полем для електромагнітних хвиль, що поширюються крізь бар'єр, є те, що в ролі хвиль-транспортів у них не можуть виступати ні хвилі Ван Кампена, ні хвилі просторового заряду в потоках електронів. Це можуть бути лише хвилі, що поширюються перпендикулярно до магнітного поля чи під значним (близьким до 90°) кутом до нього.

4.3.1. Квазіпрозорість, що забезпечується модами Трайвелліса–Гоулда

До хвиль, що можуть поширюватися у плазмі майже перпендикулярно до зовнішнього магнітного поля, належать, зокрема, моди Трайвелліса–Гоулда.

Механізм квазіпрозорості за участі зазначених хвиль був теоретично передбачений у [68]. Бар'єр, утворений шаром щільної сильно замагніченої плазми, $\omega_{ce} \gg \omega_{pe}$ (рис. 37), для звичайних електромагнітних хвиль є областю непрозорості, обмеженою точками повороту. Електромагнітна хвиля з частотою $\omega_{pi} < \omega_0 < \omega_{pe}$ нормально падає на цей шар ($\mathbf{k} \parallel \nabla n \perp \mathbf{H}$) і відбивається від нього, оскільки для неї він є бар'єром рефлекторного типу. Та на межі бар'єра в результаті нелінійних процесів електромагнітна хвиля параметрично розпадається на дві "косі" (з хвильовими векторами, спрямованими під кутом до градієнта концентрації плазми) електронні хвилі (моди Трайвелліса–Гоулда) з частотою $\omega \sim \omega_0/2$, для яких плазмовий шар є прозорим. На виході з бар'єра відбувається зворотний процес: дві косі електронні хвилі зливаються, формуючи електромагнітну хвилю з тією ж частотою і напрямком поширення, що й перед бар'єром.

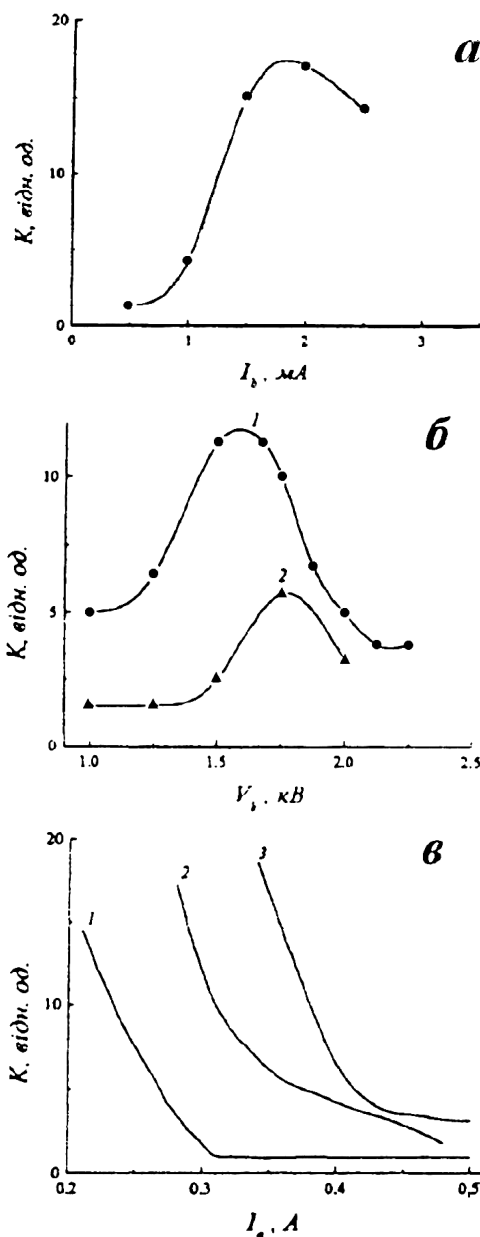


Рис. 36. Залежність коефіцієнта прозорості бар'єра від струму електронів пучка (а), їх енергії (б) та розрядного струму (в): а – $V_a = 88$ В; $I_a = 0,35$ А; $V_b = 1$ кВ; $H = 60$ Е; $f_m = 2,77$ ГГц; б – $V_a = 55$ В; $I_a = 0,35$ А; $I_b = 2,6$ мА; $f_m = 3,11$ ГГц (1 – $H = 70$ Е, 2 – $H = 50$ Е); в – $V_a = 86$ В; $I_a = 0,35$ А; $V_b = 1,5$ кВ; $H = 60$ Е (1 – $f = 2,78$ ГГц; 2 – 3,21; 3 – 3,32) [63]

Для коефіцієнта квазіпрозорості плазмового бар'єра (за потужністю) отримана залежність

$$K_p = \frac{8e^2 \tilde{E}_0^2}{m^2 \omega^2 c^2} \frac{\omega_{pe}^4}{(\omega_{pe}^2 - \omega^2) \omega_{ce}^2}. \quad (67)$$

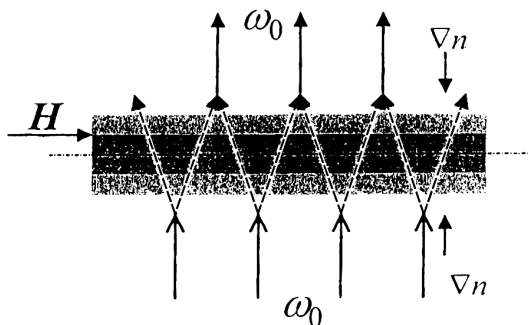


Рис. 37. Схема механізму квазіпрозорості бар'єра щільної плазми з поперечним магнітним полем для звичайної електромагнітної хвилі, що забезпечується модами Трайвелпіса-Гоулда

Відзначимо, що цей механізм квазіпрозорості, на відміну від усіх розглянутих раніше, є принципово нелінійним, і в ньому частоти хвиль-транспортів відрізняються від частоти падаючої хвилі.

Експериментально описаний вище ефект досі не досліджувався.

4.3.2. Квазіпрозорість, що забезпечується модами Бернштейна

Іншим механізмом квазіпрозорості розглянутого вище плазмового бар'єра для електромагнітних хвиль міг би бути механізм, в якому роль хвиль-транспортів відіграють хвилі Бернштейна [18]. На це звертали увагу в [68]. Підставою для такого висновку є результати експериментальних досліджень збудження та еволюції хвиль Бернштейна в паралельному магнітному полю стовпі неоднорідної плазми [69].

Хвилі Бернштейна збуджувались у плазмі випромінювачем електромагнітних хвиль, розміщеним за її межами перед бар'єром для них. Наявність хвиль Бернштейна у плазмі зареєстровано антенами електромагнітних хвиль, що були розміщені за бар'єром знову ж за межами плазми. Тобто для електромагнітної хвилі реалізувався типовий механізм квазіпрозорості бар'єра. Пряма й зворотна трансформація електромагнітних хвиль у хвилі Бернштейна, як показано в [70], відбувається у шарах плазми, де існує резонанс на верхньогібридній частоті:

$$\omega = \omega_{uh}. \quad (68)$$

На відміну від попереднього випадку, обговорюваний механізм квазіпрозорості є лінійним за амплітудою падаючої хвилі.

З точки зору поширення електромагнітних хвиль у неоднорідній плазмі з хвильовими бар'єрами меха-

нізм квазіпрозорості бар'єрів за участі хвиль Бернштейна ні теоретично, ні експериментально не досліджувався.

5. Інформаційна прозорість плазмових хвильових бар'єрів

Очевидно, розглянуті в попередніх розділах механізми просвітлення та квазіпрозорості бар'єрів можна одночасно вважати механізмами їх інформаційної прозорості, оскільки в першому наближенні хвилі за бар'єром мають таку саму амплітудну модуляцію, як і хвилі, що падають на бар'єр. Прямим доказом цього є результати експерименту з дослідження індукованої (за допомогою електронного пучка) квазіпрозорості плазмового бар'єра для височастотних хвиль, промодульованих низькочастотним сигналом радіотрансляційної мережі [32]: хвиля, що реєструвалася за бар'єром, виявилася промодульованою цим самим сигналом. Тому в цьому розділі ми обмежимося обговоренням лише тих механізмів інформаційної прозорості плазмових хвильових бар'єрів, які не збігаються з механізмами просвітлення чи квазіпрозорості.

Ми обмежимося результатами теоретичного аналізу запропонованих досі механізмів інформаційної прозорості, оскільки експериментально це явище ще не досліджували.

5.1. Інформаційна прозорість бар'єрів, зумовлена трансформацією хвиль

Розглянемо спершу механізми інформаційної прозорості плазмових хвильових бар'єрів, зумовлені трансформацією хвиль у системі. В цілому вони нагадують розглянуті раніше тристадійні механізми квазіпрозорості. Відмінність полягає в тому, що в забар'єрній плазмі з тих чи інших причин не відбувається регенерація хвилі того ж типу, що існує в передбар'єрній області. У ролі хвиль-транспортів можуть виступати хвилі Ван Кампена або моди Бернштейна.

5.1.1. Балістична трансформація хвиль у неоднорідній плазмі

Один із можливих механізмів інформаційної прозорості стосується неоднорідних плазмових утворень із хвильовим бар'єром, на ширині якого не відбувається повного фазового перемішування хвиль Ван Кампена і зберігається частково модуляція потоку резо-

нансних електронів. Але, на відміну від розглянутих у п. 4.1 моделей, бар'єр тепер вважається асиметричним: густина плазми за бар'єром більша, ніж перед ним. Внаслідок цього регенерація за бар'єром первісної хвилі з тією самою частотою неможлива.

Теорію інформаційної прозорості для бар'єрів такого типу було розвинуто в [72–74]. Суть її полягає в тому, що хвиля-транспортер може за певних умов збуджувати за бар'єром хвилі іншого типу, але з тією самою частотою і фазовою швидкістю, що й у хвилі перед бар'єром. Для цього необхідно, щоб дисперсійна крива хвилі за бар'єром $\omega(k)_{III}$ перетиналася з відповідною кривою хвилі перед бар'єром $\omega(k)_I$ у точці з координатами ω і k , що відповідають падаючій хвилі. Цей механізм дістав назву нелокальної балістичної трансформації хвиль. По суті, він є комбінацією двох різних процесів трансформації хвиль у неоднорідній плазмі з асиметричним немотонним розподілом густини, рознесених у просторі.

Як приклад, у [73] було розглянуто випадок, коли густина плазми за бар'єром у m_i/m_e разів більша від густини передбар'єрної плазми і на бар'єр падає електронна ленгмюрівська хвиля, а за бар'єром генерується іонна ленгмюрівська хвиля. Коефіцієнт ефективності цього процесу (відношення потоків енергії хвиль за бар'єром і перед ним) визначається співвідношенням

$$D_{li} = \left[\frac{16\gamma l_0 v_{T_e}}{\pi^2 v_{T_i}} I \left(\frac{2\Delta}{l_0} \right) \right]^2, \quad (69)$$

де $\tau = (m/ekE_0)^{1/2}$ та $l_0 = \omega\tau/k$ ($\gamma L_0 \ll 1$) – відповідно часовий та просторовий періоди баунс-коливань, Δ – ширина бар'єра, E_0 і γ – відповідно, амплітуда та декремент згасання Ландау ленгмюрівської хвилі, v_{T_e} , v_{T_i} – теплові швидкості, відповідно, електронів до бар'єра та іонів за ним. Функція I при великих значеннях аргументу спадає за законом, близьким до степеневого.

Аналогічний механізм працює, коли за бар'єром збуджується іонно-звукова хвиля [74].

Очевидно, що запропонований у [72–74] механізм інформаційної прозорості може забезпечувати передачу сигналу і всередину бар'єра – в області, де густина плазми у m_i/m_e разів більша, ніж перед бар'єром. Отже, інформація, яку несе амплітудно-модульована хвиля, що падає на бар'єр, у розглянутих випадках буде присутня й у хвилі, збудженій у бар'єрі чи за ним.

5.1.2. Трансформація падаючої хвилі в моді Бернштейна

Хвилі Бернштейна, як вже зазначалося, можуть служити хвилями-транспортерами в механізмі квазіпрозорості бар'єра із симетричним щодо його центра розподілом густини плазми для електромагнітних хвиль, що поширюються перпендикулярно до магнітного поля, за умови, що у плазмовому утворенні по обидва боки від максимуму густини є поверхні, на яких виконана умова (68) (див. вище п. 4.3.2). Саме на цих поверхнях відбувається пряма і зворотна трансформація електромагнітної хвилі та хвилі Бернштейна.

Очевидно, що для несиметричних плазмових утворень, коли за бар'єром плазма більш щільна, ніж перед ним, і частота хвилі в цій області задовольняє умову $\omega < \omega_{uh}$, квазіпрозорість бар'єра відсутня внаслідок неможливості трансформації хвилі Бернштейна в електромагнітну хвилю. Проте сама хвиля Бернштейна поширюється як у бар'єрі, так і за ним, і переносить інформацію, що міститься в амплітудній модуляції електромагнітної хвилі перед бар'єром [69].

5.1.3. Вплив падаючої хвилі на рівень флуктуацій за бар'єром

До розглянутого вище (див. п. 5.1.1) механізму інформаційної прозорості примикає ще один можливий механізм, заснований на вимірюванні флуктуацій у забар'єрній плазмі. Він був запропонований у [71] і стосувався широких бар'єрів, у яких відбувається повне фазове перемішування хвиль Ван Кампена, що виступають у ролі хвиль-транспортерів (наприклад, для ленгмюрівських хвиль). Як відомо, в цьому випадку потік резонансних електронів на виході з бар'єра повністю демодульований, а, отже, не може регенерувати початкову хвилю в забар'єрній плазмі. У [71] звернуто увагу на те, що при майже повному фазовому перемішуванні потоків резонансних електронів у бар'єрі на виході з нього функція їх розподілу за швидкістю має вигляд квазіплато. Внаслідок цього на ділянці спектра в околі частоти падаючої хвилі зростає рівень плазмових флуктуацій. Оцінка показника перевищення спектральної густини флуктуацій електричного поля над її тепловим рівнем дає:

$$\eta = \frac{18}{(2\pi)^{5/2}} \frac{nr_D^3}{(kr_D)^4} \exp \left[-\frac{1}{2(kr_D)^2} - \frac{3}{2} \right], \quad (70)$$

де r_D – електронний дебайівський радіус.

За певних умов можна отримати $\eta \gg 1$. Так, оцінки [71] показали, що у верхній атмосфері на висотах

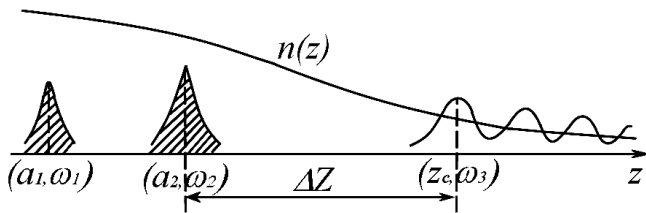


Рис. 38. Розміщення джерел сигналу з частотами $\omega_{1,2}$ та точки відлуння z_C у неоднорідній плазмі з профілем густини $n(z)$ [11]

4500–5000 км, де $n \approx 10^2 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10^4 \text{ К}$, для хвиль з довжиною $\lambda = 3,2 \cdot 10^5 \text{ см}$ можна отримати $\eta \approx 10^2$. Слід, однак, узяти до уваги, що у верхній атмосфері наявні надтеплові флуктуації, зумовлені плазмовою турбулентністю, тому наведена оцінка не дозволяє зробити висновок щодо реальності запропонованого механізму для цієї області.

Однак, в принципі, вимірюючи рівень флуктуацій у плазмі за бар'єром, можна, як мінімум, зробити висновок про наявність чи відсутність хвилі перед бар'єром, а за певних умов відтворити її модуляцію за амплітудою.

5.2. Інформаційна прозорість плазмових хвильових бар'єрів, спричинена генерацією вищих гармонік

У теоретичних дослідженнях [78] було показано, що при поширенні хвилі з частотою ω_1 у монотонно неоднорідній плазмі у напрямку зростання її густини в околі точки локального плазмового резонансу $\omega_1 = \omega_{pe}(z_1)$, яка є межею бар'єра для цієї хвилі, можлива генерація її гармонік з частотами $\omega_s = s\omega_1$ ($s = 2, 3, 4, \dots$). Якщо максимальна густина плазми в бар'єрі така, що, починаючи з гармоніки $s = S$, виконується співвідношення $\omega_S^* > \omega_{pe \text{ max}}$, то для цієї і всіх наступних гармонік бар'єр відсутній. Отже, вони можуть бути хвилями-транспортерами і переносити в бар'єр та в забар'єрну плазму інформацію, що міститься у амплітудній модуляції хвилі, яка падає на бар'єр. Саме такий випадок (для $S = 2$) досліджували в [79]. Було показано, що при певних кутах падіння p -поляризованої електромагнітної хвилі на плазмовий шар з немонотонним профілем густини досягається найбільший коефіцієнт її трансформації в другу гармоніку і, відповідно, найбільша інформаційна прозорість.

5.3. Плазмове відлуння

З певною мірою умовності до механізмів інформаційної прозорості можна зарахувати механізми плазмового відлуння [99–102].

Елемент умовності полягає в тому, що в багатьох випадках передбар'єрна область, по суті, відсутня: хвилі, що падає на бар'єр, немає, а джерела сигналу з різними частотами розміщені безпосередньо всередині бар'єра.

За своєю природою явище плазмового відлуння поєднує риси кінетичних та нелінійних ефектів [103].

5.3.1. Плазмове відлуння на різницевій частоті

Плазмове відлуння на різницевій частоті досліджували теоретично у низці робіт. У роботах [8, 12, 51–53, 74, 75] було розглянуто передачу інформації зсередини бар'єра назовні, якщо її носієм є коливання з частотою $\omega < \omega_{pe}$ у бар'єрі. Розглянуту в теорії схему формування відлуння показано на рис. 38. Неоднорідна холодна плазма з монотонно спадаючою густиною $n(z)$ має невелику добавку гарячої компоненти електронів із максвеллівським розподілом за швидкостями і однорідною густиною $n_0 = \text{const}$. В області більш щільної плазми в точках a_1 і a_2 знаходяться два зовнішні джерела поперечного електромагнітного сигналу з частотами, відповідно, $\omega_1 < \omega_{pe}(a_1)$ і $\omega_2 < \omega_{pe}(a_2)$. У лінійному наближенні створені ними всередині плазмового бар'єра поля скінуються в околі точок $z = a_1$ і $z = a_2$. Потік гарячих електронів в околах цих точок зазнає модуляції, і на відстані $\Delta z = (a_2 - a_1)(\omega_1/\omega_3)$ від другого джерела ($a_2 > a_1$) виникає поздовжній струм відлуння гарячої компоненти з частотою $\omega_3 = \omega_2 - \omega_1$ у другому порядку за амплітудою поля. Якщо точка $z_C = a_2 + \Delta z$ знаходиться в області прозорості плазми для хвилі з частотою ω_3 , тобто $\omega_3 \geq \omega_{pe}(z_C)$, то струм відлуння збуджує власне поздовжнє коливання холодної компоненти плазми, яке поширюється до її межі, де, в принципі, може трансформуватися з коефіцієнтом порядку одиниці в поперечну хвилю з частотою ω_3 , яка випромінюється у вакуум. Ефективність цього процесу зростає з наближенням точки z_C до точки резонансу $\omega_3 \approx \omega_{pe}(z_C)$.

Очевидно, що, промодулювавши інформаційним сигналом коливання одного з джерел, розміщених усередині бар'єра, можна отримати цей сигнал шляхом детектування хвилі, яка збуджується в забар'єрній області.

5.3.2. Плазмове відлуння на сумарній частоті

Плазмове відлуння на сумарній частоті є комбінацією викладеного вище механізму плазмового відлуння на різницевій частоті з механізмом фазового фо-

кусування потоку гарячих електронів при відбитті від стінки потенціальної ями $\Phi(z)$, електричне поле якої утримує неоднорідність плазми (пор. з п. 4.1.5) [8, 12, 51–53, 75]. Умова фазового фокусування електронів має вигляд

$$\frac{\partial \Psi}{\partial W} \Big|_{z=z_C(W)} = 0, \quad (71)$$

де

$$\Psi(W, z) = \omega_1 \left(\int_{a_1}^{z_W} \frac{dz'}{v(z', W)} + \int_z^{z_W} \frac{dz'}{v(z', W)} \right) + \omega_2 \left(\int_{a_2}^{z_W} \frac{dz'}{v(z', W)} + \int_z^{z_W} \frac{dz'}{v(z', W)} \right),$$

$v(z, W) = \sqrt{2[W - \Phi(z)]}$ та W – відповідно, швидкість електронів і їх початкова енергія, a_1, a_2 – координати джерел випромінювання (див. рис. 38), z_W – точка відбиття електронів з енергією W , $z_C(W)$ – точка фазової когерентності електронів з енергією W (пор. із формулами (53)–(55)).

За виконання цієї умови виникає макроскопічний струм електронів, який збуджує власні коливання плазми на частоті $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, якщо для електронів з енергією W , яка задовольняє умову фазового фокусування (71), точка черенковського резонансу $z_s(W)$, де виконано умову $\omega_3 = k(\omega_3, z_s)v(z_s, W)$, знаходиться поблизу точки фазової когерентності $z_C(W)$ і пере-
дує точці відбиття z_W .

5.3.3. Плазмове відлуння вищих порядків

Якщо попередні випадки плазмового відлуння лише умовно можна зарахувати до ефектів інформаційної прозорості плазмових бар'єрів, то у варіанті цього ефекту, проаналізованому в [76, 77], справді присутній плазмовий бар'єр, хвилі, які падають на нього, і хвилі в забар'єрній області.

У роботі [76] розглянуто вміщений у вакуум однорідний шар ізотропної плазми з різкими межами $z = 0$ та $z = l$. Електрони плазми, захоплені в бар'єрі, мають максвеллівський розподіл за швидкостями і відбиваються від меж бар'єра дзеркально. Товщина плазмового шару менша від довжини вільного пробігу електронів.

На межу шару $z = 0$ з вакууму нормально падають три плоскополяризовані електромагнітні хвилі з

частотами $\omega_i \ll \omega_{pe}$ ($i = 1, 2, 3$), для яких плазмовий шар є бар'єром непрозорості. Товщина скін-шару для кожної з хвиль вважається малою у порівнянні з l . Потік електронів, що падає з плазми на межу $z = 0$ і відбивається від неї, модулюється в скін-шарі полями падаючих хвиль і несе інформацію про падаючі хвилі вглиб плазмового шару. Після відбиття від межі $z = l$ електрони можуть знову підлітати до межі $z = 0$ і повторно модулюватися полями падаючих хвиль. У результаті виникає можливість подальшого фазового фокусування електронів і виникнення у плазмі макроскопічного поля відлуння.

Розрахунок [76], виконаний у балістичному наближенні (без урахування самоузгодженого поля, що прийнятно за умови $\omega_i \ll \omega_{pe}$) показує, що у третьому наближенні за амплітудами падаючих хвиль можливе виникнення поперечного поля відлуння на частоті $\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$ (прийнято, що $\omega_3 > \omega_2 > \omega_1$). Максимум інтенсивності цього сигналу буде розташований поблизу межі $z = l$ за умови $\omega_3 \geq 3\omega_2 - \omega_1$. Це поперечне поле може випромінюватися в область $z > l$, породжуючи там електромагнітну хвилю, яка й може проносити інформацію за бар'єр. Такий ефект може бути наявним і при падінні на плазмовий бар'єр лише двох хвиль ($\omega_2 = \omega_1$) за умови $\omega_3 \geq 2\omega_1$.

Нелінійний коефіцієнт проходження хвиль крізь бар'єр у вигляді хвилі відлуння може значно перевищувати лінійний. У [76] наведено приклад, коли $K_{\text{nonlin}}/K_{\text{lin}} \approx 10^3$, але слід врахувати, що в цьому випадку $K_{\text{lin}} < 10^{-8}$.

У роботі [77] розглянуто модель, подібну до проаналізованої в [76]. Відмінність полягає в тому, що бар'єр щільної плазми вміщений у розріджену плазму. Крім того, наявне магнітне поле, спрямоване перпендикулярно до площини шару.

Із передбар'єрної плазми на бар'єр нормально падає пара хвиль (про їхню природу буде сказано далі) з частотами ω_α та ω_β , що відбиваються, відповідно, від точок z_α і z_β , які в даному випадку збігаються між собою і з межею бар'єра (глибина скін-шару для кожної з хвиль значно менша від товщини плазмового шару). В околі точок відбиття потоки плазмових електронів модулюються частотами відповідних хвиль. Тоді в деякій точці z_C , як і в попередніх випадках, виникає макроскопічний струм із комбінаційною (сумарною або різницевою) частотою, який може збудити хвилю з цією частотою в забар'єрній області.

У роботі [77] розглянуто ефекти плазмового відлуння при різних попарних комбінаціях звичайних електромагнітних хвиль, незвичайних електромагнітних

хвиль та поздовжніх хвиль. Точка появи відлуння z_C визначається за формулою

$$z_C = \frac{\tilde{\omega}_\alpha \tilde{z}_\alpha \pm \tilde{\omega}_\beta \tilde{z}_\beta}{\tilde{\omega}_\alpha \pm \tilde{\omega}_\beta}, \quad (72)$$

де $\tilde{\omega}_{\alpha,\beta} = \omega_{\alpha,\beta} + \omega_{ce}$ для звичайної хвилі, $\tilde{\omega}_{\alpha,\beta} = \omega_{\alpha,\beta} - \omega_{ce}$ для незвичайної хвилі та $\tilde{\omega}_{\alpha,\beta} = \omega_{\alpha,\beta}$ для поздовжньої хвилі, а $\tilde{z}_{\alpha,\beta} = z_{\alpha,\beta} + 2lk$, $k = 0, 1, 2, \dots$. Верхній знак відповідає відлунню на сумарній частоті, а нижній – на різниці.

Умова, необхідна для виникнення відлуння, має вигляд

$$\frac{\tilde{\omega}_\alpha}{\tilde{\omega}_\alpha \pm \tilde{\omega}_\beta} < 0. \quad (73)$$

Вона накладає певні обмеження на комбінації типу і частоти хвиль, що створюють той чи інший тип відлуння та на величину магнітного поля. Останнє істотно впливає і на положення точки появи відлуння, і на інтенсивність хвилі в забар'єрній області.

Інтенсивність хвилі за бар'єром суттєво залежить також і від характеру відбиття електронів на межах плазмового шару. У роботі [77] розглядалися випадки дзеркального ($\beta = 1$, де β – коефіцієнт дзеркальності), квазідзеркального ($1 - \beta \ll 1$) та квазидифузного ($\beta \ll 1$) відбиття.

Нелінійна луна в напівобмеженій плазмі може бути створена й одним єдиним джерелом. Роль другого джерела в цьому випадку відіграють частинки, дзеркально відбиті від межі плазми. Цей ефект виникає в третьому наближенні за амплітудою джерела [104].

6. Висновки

У результаті теоретичних досліджень процесів поширення хвиль у неоднорідній плазмі з хвильовими бар'єрами були передбачені явища просвітлення бар'єрів, їх квазіпрозорості та інформаційної прозорості. Зазначені явища визначають фундаментальні властивості неоднорідної плазми і можуть відігравати певну роль у її застосуванні для вирішення низки практичних проблем (передача інформації, хвильова діагностика плазми та інші). Теоретично показано можливість існування різних (також і багатоступеневих) механізмів зазначених явищ для хвиль і бар'єрів різного типу. Ініційовані теоретичними висновками експериментальні дослідження підтвердили існування явищ просвітлення та квазіпрозорості бар'єрів і справедливості ряду передбачених теорією механізмів цих явищ.

Водночас очевидно, що цей напрямок теоретичних і експериментальних досліджень у фундаментальній і прикладній фізиці плазми залишається актуальним, бо ці дослідження ще далекі від свого завершення.

Можна впевнено стверджувати, що далеко не всі можливі механізми просвітлення, квазіпрозорості та інформаційної прозорості хвильових бар'єрів різних типів проаналізовані теоретично. З іншого боку, не всі проведені експерименти знайшли повне теоретичне пояснення. Таким чином, існує необхідність наближення теоретичних моделей хвильових процесів у неоднорідних плазмових системах до реальності.

Лише починається дослідження названих процесів за допомогою комп'ютерного моделювання, що обіцяє принципово нові результати.

Що стосується експериментальних досліджень, то, як видно, вони суттєво відстають від теоретичних: менше половини механізмів просвітлення і квазіпрозорості хвильових бар'єрів було виявлено експериментально, а дослідження, спрямовані на виявлення передбачених теорією явищ інформаційної прозорості бар'єрів, досі взагалі не проводилися.

Отже, можна стверджувати, що дослідження процесів просвітлення, квазіпрозорості та інформаційної прозорості хвильових бар'єрів у неоднорідній плазмі зберігають свою актуальність і будуть продовжені.

Автори вдячні С.М. Левитському за плідне обговорення матеріалів огляду.

1. М. Хилд, С. Уортон, *Микроволновая диагностика плазмы* (Наука, Москва, 1968).
2. В.Е. Голант, *Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы* (Наука, Москва, 1968).
3. У. Асколи-Бартоли, М. Бадьяли, Ф. Де Марко, Л.А. Душин, Л. Пьерони, *Зондирование неоднородной плазмы электромагнитными волнами* (Атомиздат, Москва, 1973).
4. В.Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме* (Наука, Москва, 1967).
5. А.Г. Литвак, УФН **107**, 515 (1972).
6. Г.М. Батанов, В.А. Силин, Письма в ЖЭТФ **14**, 445 (1971).
7. В.В. Лиситченко, В.Н. Ораевский, ДАН СССР. Сер. математика, физика **201**, №6, 1319 (1971).
8. А.А. Водяницкий, Н.С. Ерохин, С.С. Моисеев, Письма в ЖЭТФ **12**, №11, 529 (1970).
9. Ю.Я. Бродский, Б.Г. Ерёмин, А.Г. Литвак, Ю.А. Сахончик, Письма в ЖЭТФ **13**, 136 (1971).
10. В.Н. Ораевский, Л.И. Романюк, Н.Е. Савильный, В.В. Усталов, Письма в ЖЭТФ **17**, 288 (1973).

11. Н.С. Ерохин, С.С. Моисеев, УФН **109**, 225 (1973).
12. Н.С. Ерохин, С.С. Моисеев, *Вопросы теории плазмы* (Атомиздат, Москва, 1973), №7, С. 146.
13. А.Г. Литвак, *Вопросы теории плазмы* (Атомиздат, Москва, 1980), №10, С. 164.
14. I.O. Anisimov, L.I. Romanyuk, *Int. Conf. on Physics of Low Temperature Plasma 2003* (May 11–15, 2003, Kyiv, Ukraine), Proceedings Invited and Contributed Papers, Kyiv, 2004.
15. I.O. Anisimov, L.I. Romanyuk, *Int. Conf. MSS-04. Mode Conversion Coherent Structures and Turbulence* (23-25 November 2004, Conference Proceedings, Moscow, 2004).
16. Н. Кролл, А. Трайвелпис, *Основы физики плазмы* (Мир, Москва, 1975).
17. А.Б. Михайловский, *Теория неустойчивостей* (Атомиздат, Москва, 1970), Т. I.
18. J. Bernstein, Phys. Rev. **109**, 10 (1958).
19. C.W. Roberson, A.S. Ratner, and J.L. Hirshfield, Phys. Rev. Lett. **31**, 1041 (1973).
20. A.W. Trivelpiece and R.W. Gould, J. Appl. Phys. **30**, 1784 (1959).
21. А.И. Морозов, С.В. Лебедев, В сб. *Вопросы теории плазмы* (Атомиздат, Москва, 1974), №8, С. 247.
22. Г.М. Батанов, В.А. Силин, Труды ФИАН им. Лебедева **73**, 87 (1974).
23. А.Г. Литвак, В.А. Миронов, Г.М. Фрайман, Письма в ЖЭТФ **22**, 368 (1975).
24. С. Мах, F. Perkins, Phys. Rev. Lett. **27**, 1342 (1971).
25. A.G. Litvak, M.D. Tokman, Phys. Rev. Lett. **88**, 095003 (2002).
26. А.Ю. Крячко, А.Г. Литвак, М.Д. Токман, ЖЭТФ **122**, 805 (2002).
27. М.Д. Токман, А.Г. Литвак, М.А. Ерухимова, А.Ю. Крячко, Физика плазмы **30**, 1 (2004).
28. А.Ю. Крячко, М.Д. Токман, Физика плазмы **31**, 258 (2005).
29. М.И. Брижинева, Б.Г. Ерёмин, А.В. Костров, А.Д. Степанушкин, Г.М. Фрайман, Физика плазмы **6**, 559 (1980).
30. Б.Г. Ерёмин, А.В. Костров, А.Д. Степанушкин, Г.М. Фрайман, Физика плазмы **2**, 414 (1976).
31. Ю.Я. Бродский, В.Л. Гольцман, В.А. Миронов, С.И. Нечуев, ЖЭТФ **74**, 1636 (1978).
32. Г.П. Березина, Я.Б. Файнберг, А.К. Березин, О.К. Назаренко, Физика плазмы **20**, 828 (1994).
33. В.В. Лиситченко, Л.И. Романюк, В.В. Усталов, ЖЭТФ **71**, 537 (1976).
34. Н.С. Ерохин, С.С. Моисеев, ДАН СССР. Сер. физика **268**, 1113 (1983).
35. В.Л. Красовский, В.Н. Ораевский, ДАН СССР. Сер. математика, физика **242**, №3, 584 (1978).
36. В.Л. Красовский, В.Н. Ораевский, Физика плазмы **5**, 1072 (1979).
37. V.L. Krasovsky, Phys. Lett. A **163**, 199 (1992).
38. Л.И. Романюк, Н.Е. Свавильный, В.В. Усталов, ЖЭТФ **67**, 579 (1974).
39. Л.И. Романюк, В.В. Усталов, Физика плазмы **1**, 504 (1975).
40. Л.И. Романюк, Н.Е. Свавильный, В.В. Усталов, Физика плазмы **2**, 429 (1976).
41. Л.И. Романюк, В.В. Усталов, УФЖ **21**, 1389 (1976).
42. Л.И. Романюк, Н.Е. Свавильный, В.В. Усталов, *IV Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы* (Аннотация докладов, Киев, 1975), Ч. 2, С. 108.
43. L.I. Romanyuk, N.E. Svavilny, V.V. Ustalov, *Proceed. 12-th Int. Conf on Phenomena in Ionized Gases* (August, 1975, Eindhoven, the Netherlands) North-Holland/American Elsevier, 1975, Contributed Papers, P. 308.
44. А.А. Скворода, Б.Н. Швилкин, Радиотехника и электроника **24**, 2152 (1979).
45. А.А. Vodyanitskij, N.S.Erokhin, V.V. Lisitchenko, S.S. Moiseev, V.N. Oraevskij, Nuclear Fusion **14**, 267 (1974).
46. І. Анісімов, *Тези доповідей III щорічної наукової конференції НаУКМА "Україна: людина, суспільство, природа"* (Київ, 1997), С. 180.
47. J. Preinhaelter, Plasma Physics **10**, 713 (1968).
48. Д.Б. Палець, Л.І. Романюк, УФЖ **48**, 544 (2003).
49. Д.Б. Палець, Л.І. Романюк, УФЖ **49**, 876 (2004).
50. И.В. Дорохов, А.В. Опанасенко, Л.И. Романюк, УФЖ **32**, 1204 (1987).
51. А.А. Водяницкий, Н.С. Ерохин, С.С. Моисеев, ЖЭТФ **61**, 629 (1971).
52. С.С. Моисеев, *Труды конференции по теории плазмы* (Киев, 10–23 октября 1971), С. 182.
53. Н.С. Ерохин, С.С. Моисеев, УФН **109**, 225 (1973).
54. Н.П. Галушко, В.М. Дахов, Н.С. Ерохин, С.С. Моисеев, В.И. Муратов, В.Е. Филиппенко, Письма в ЖТФ **4**, 252 (1978).
55. И.А. Анисимов, С.М. Левитский, ЖТФ **59**, 50 (1989).
56. И.А. Анисимов, С.М. Левитский, А.В. Опанасенко, Л.И. Романюк, ЖТФ **61**, 59 (1991).
57. І.О. Анісімов, О.А. Зубарев, С.М. Левитський, О.В. Опанасенко, Д.Б. Палець, Л.І. Романюк, УФЖ **40**, 198 (1995).
58. А.Н. Кондратенко, В.М. Куклин, *Основы плазменной электроники* (Энергоатомиздат, Москва, 1988).

59. І.О. Анісімов, І.Ю. Котляров, С.М. Левитський, О.В. Опанасенко, Д.Б. Палець, Л.І. Романюк, УФЖ **41**, 164 (1996).
60. О.В. Опанасенко, Д.Б. Палець, Л.І. Романюк, УФЖ **41**, 802 (1996).
61. Н.О. Бойко, Д.Б. Палець, Л.І. Романюк, УФЖ **45**, 666 (2000).
62. І.О. Анісімов, Н.О. Бойко, С.В., Довбах, Д.Б. Палець, Л.І. Романюк, УФЖ **45**, 1318 (2000).
63. Д.Б. Палець, Л.І. Романюк, УФЖ **46**, 177 (2001).
64. І.О. Anisimov, S.M. Levitsky, O.V. Opanasenko, D.B. Palets, and L.I. Romanyuk, "Physics in Ukraine" *International Conference* (Kiev, 1994), Proceedings Contributed Papers. Plasma Physics, 18 (1994).
65. І.О. Anisimov, S.V. Dovbakh, I.Yu. Kotlyarov, S.M. Levitsky, G.V. Lisunov, O.V. Opanasenko, D.B. Palets, and L.I. Romanyuk, *23rd European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics* (Kiev, Ukraine, 24–28 June, 1996), Contributed Papers, Part III, 1438.
66. І.О. Anisimov, I.Yu. Kotlyarov, S.M. Levitsky, O.V. Opanasenko, D.B. Palets, and L.I. Romanyuk, *Proceedings 1996 International Conference on Plasma Physics 1* (Nagoya, 1996).
67. І.О. Anisimov, N.O. Boyko, and L.I. Romanyuk, *24th International Conference in Phenomena in the Ionized Gases Proceedings, Contributed Papers 4* (Warsaw, 1999).
68. О.М. Градов, Р.Р. Рамазашвили, Письма в ЖЭТФ **34**, 529 (1981).
69. Л.І. Романюк, УФЖ **52**, 564 (2007).
70. S. Gruber, G. Bekefi, Physics of Fluids **11**, 122 (1968).
71. В.Н. Ораевский, Е.Д. Поезд, Письма в ЖЭТФ **35**, 365 (1982).
72. А.А. Водяницкий, Н.С. Ерохин, В.В. Лиситченко, С.С. Моисеев, В.Н. Ораевский, *Конференция по теории плазмы, Киев, 19–23 октября 1971* (Аннотации докладов, Киев, 1971), С. 33.
73. В.Л. Красовский, В.В. Лиситченко, В.Н. Ораевский, *V-я Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы* (Тезисы докладов. Часть II. Киев, 1979), С. 362.
74. В.Л. Красовский, В.В. Лиситченко, В.Н. Ораевский, *Физика плазмы* **5**, 1322 (1979).
75. А.А. Vodyanitskii, N.S. Erokhin, V.V. Lisitchenko, S.S. Moiseev, and V.N. Oraevskij, Nuclear Fusion **14**, 267 (1974).
76. В.Н. Павленко, С.М. Ревенчук, *Физика плазмы* **4**, 686 (1978).
77. В.Ф. Дряхлушин, Ю.А. Романов, *Физика плазмы* **5**, 19 (1979).
78. Н.С. Ерохин, В.Е. Захаров, С.С. Моисеев, ЖЭТФ **56**, 179 (1969).
79. Т.А. Давыдова, Н.И. Чернова, УФЖ **21**, 1658 (1976).
80. S.E. Harris, Phys. Rev. Lett. **77**, 5357 (1996).
81. D.E. Gordon, W.B. Mori, and C. Joshi, *Proc. of the 1999 Particle Accelerator Conf.* (NY, 1999), P. 3684.
82. X.-M. Su, P. Dong, J.-Y. Gao, and K. Muraoka, Eur. Phys. J. D **12**, 193 (2000).
83. X.-M. Su, Z.-C. Zhuo, Z.-H. Kang, L.-J. Wong, and J.-Y. Gao, Eur. Phys. J. D **17**, 395 (2001).
84. B. Ersfeld and D.A. Jaroshinski, Laser and Particle Beams **19**, 175 (2001).
85. B. Ersfeld, R. Isaac, S. Jamison, D. Jones, G. Vieux, and D.A. Jaroshinski, *29th EPS Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion* (Montreux, 2002), ECA 26B, P-1.212.
86. B. Ersfeld and D.A. Jaroshinski, J. Modern Optics **49**, No. 5–6, 889-896.
87. G. Shvets and J.S. Wurtele, *29th EPS Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion* (Montreux, 2002), ECA 26B, O-2.27.
88. Г.М. Батанов, Ю.В. Задирака, С.М. Левитский, В.А. Силин, В.А. Цыганков, Препринт ФИАН №160 (1979).
89. І.О. Анісімов, С.В. Довбах, С.М. Левитський, Г.В. Лізунов, О.В. Подладчикова, Вісник Київського національного університету ім. Тараса Шевченка. Радіофізика та електроніка **2**, 10 (2000).
90. І.О. Anisimov and M.J. Kiyanchuk, Вопросы атомной науки и техники №5, 24 (2006).
91. І.О. Anisimov, M.J. Kiyanchuk, S.V. Soroka, and D.M. Velykanets', Вопросы атомной науки и техники №1, 113 (2007).
92. І.О. Anisimov and M.J. Kiyanchuk, Ukr. Fiz. Zh. **53**, 381 (2008).
93. І.О. Anisimov, M.J. Soloviova, T.Eu. Litoshenko, Journal of Plasma and Fusion Research SERIES, **8**, 0837 (2009).
94. Г.М. Батанов, Ю.В. Задирака, С.М. Левитский, С.Н. Сатунин, В.А. Силин, Л.В. Синьковская, *III Всесоюзная конференция по физике газового разряда* (Тезисы докладов, Киев, 1986), Ч. 1, С. 74.
95. G.M. Batanov, S.N. Satunin, V.A. Silin, L.V. Sin'kovskaya, Yu.V. Zadiraka, and S.M. Levitsky, *1987 International Conference on Plasma Physics. Proceedings, Contributed Papers* (Kiev, 1987), P. 189.
96. Т.Ф. Волков, *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* (Изд-во АН СССР, 1958).
97. А.А. Водяницкий, Вісник ХНУ ім. В.Н. Каразіна, сер. фіз. "Ядра, частинки, поля" **574**, вип. 4 (20), 44 (2002).

98. А.А. Водяницкий, Вісник ХНУ ім. В.Н. Каразіна, сер. фіз. "Ядра, частинки, поля" **585**, вип. 1 (21), 56 (2003).
99. D.E. Baldwin, Phys. Rev. Lett. **18**, 1119 (1967).
100. D.E. Baldwin and J.L. Hirshfeld, Appl. Phys. Lett. **11**, 175 (1967).
101. H.E. Berk, C.W. Horton, M.N. Rosenbluth, and R.N. Sudan, Phys. Fluids **10**, 2003 (1967).
102. H.E. Berk, C.W. Horton, M.N. Rosenbluth, and D.E. Baldwin, and R.N. Sudan, Phys. Fluids **11**, 365 (1968).
103. В.Н. Павленко, А.Г. Ситенко, *Эховые явления в плазме и плазмоподобных средах* (Наука, Москва, 1988).
104. А.А. Водяницкий, Вісник ХНУ ім. В.Н. Каразіна, сер. фіз. "Ядра, частинки, поля" **619**, вип. 1 (23), 71 (2004).

Отримано 26.05.2010

ПРОСВЕТЛЕНИЕ, КВАЗИПРОЗРАЧНОСТЬ
И ИНФОРМАЦИОННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ
ВОЛНОВЫХ БАРЬЕРОВ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

И.А. Анисимов, Л.И. Романюк

Резюме

Предложена классификация волновых барьеров в неоднородной плазме и эффектов их преодоления волнами (просветление, связанное с нелинейным изменением свойств барьера под действием падающей волны, квазипрозрачность, связанная с преобразованием волны на входе в барьер и ее регенерацией в забарьерной области, и информационная прозрачность, связанная с перенесением в забарьерную область информации о наличии в предбарьерной области падающей волны). Рассмотрены известные на сегодня типы просветления, связанные с разрушением барьеров падающими электромагнитными волнами, с эффектами электромагнитно индуцированной прозра-

чности и с релятивистскими эффектами. Рассмотрены основные типы квазипрозрачности плазменных волновых барьеров, а именно квазипрозрачность, обусловленная волнами Ван Кампена, квазипрозрачность, вызванная прохождением сквозь барьеры электронных пучков, а также квазипрозрачность, связанная с поперечным магнитным полем. Обсуждены механизмы информационной прозрачности плазменных барьеров, связанные с трансформацией волн, обусловленные генерацией высших гармоник и вызванные явлением плазменного эхо.

TRANSILLUMINATION, QUASITRANS-PARENCY
AND INFORMATION TRANSPARENCY
OF THE WAVE BARRIERS
IN INHOMOGENEOUS PLASMAS

I.O. Anisimov, L.I. Romanyuk

Taras Shevchenko National University of Kyiv
(2, Prosp. Academician Glushkov, Kyiv 03022, Ukraine)

S u m m a r y

A classification of wave barriers in inhomogeneous plasmas and effects of their overcoming by waves is proposed. Transillumination is caused by non-linear modification of barrier via the incident wave. Quasitransparency is caused by the transformation of the incident wave at the barrier border and its regeneration in the trans-barrier plasma. Information transparency is caused by the transfer of information about the incident wave to the trans-barrier region. Mechanisms of transillumination caused by the barriers' destruction by the incident waves, by effects of electromagnetically induced transparency, and by relativistic effects are treated. The main types of the plasma wave barriers' quasitransparency are discussed, i.e. quasitransparency caused by Van Campen modes, quasitransparency induced by the electron beams' motion through the barriers, and quasitransparency caused by the transversal magnetic field. Mechanisms of the information transparency generated by the waves' conversion, caused by the upper harmonics generation, and determined by the effect of plasma echo are discussed.