

УДК 533.951

І.О. Гірка, Я.І. Моргалъ

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 61022, Харків, пл. Свободи, 4

e-mail: murik_felix@mail.ru

ЗБУДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ АЗИМУТАЛЬНИХ ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЬ У ДІАПАЗОНІ ЕЛЕКТРОННОЇ ЦИКЛОТРОННОЇ ЧАСТОТИ КІЛЬЦЕВИМ ПУЧКОМ ЕЛЕКТРОНІВ

Досліджено умови збудження низькочастотних електромагнітних азимутальних поверхневих хвиль незвичайної поляризації кільцевим релятивістським пучком електронів у хвилеводі з металевими стінками, який частково заповнено холодною магнітоактивною плазмою. Пучок електронів описано моделлю потоку осциляторів. Показано, що в міру збільшення густини пучка відбувається перехід від режиму збудження внаслідок резонансної взаємодії хвилі з окремими циклотронними гармоніками до режиму перекриття резонансів.

Ключові слова: поляризація, релятивістський пучок, магнітоактивна плазма, густина, резонанс.

Вступ

Для підвищення ефективності роботи приладів надвисокочастотної (НВЧ) електроніки необхідно вирішити цілу низку проблем, серед яких важливе місце посідає дослідження спектрів власних коливань, що збуджуються в цих пристроях, та способів транспортування потоків заряджених частинок, які взаємодіють з цими коливаннями (див., наприклад, [1, 2] і посилання в них). Використання плазми в таких пристроях дає можливість досягти низки важливих цілей, у тому числі підвищити величину граничного струму, що протікає в цих пристроях, розширити частотний спектр коливань, які збуджуються, отримати додаткові можливості керування процесом збудження тощо. Взаємодія потоків заряджених частинок із власними коливаннями плазми вже давно використовується в плазмовій електроніці для генерації та підсилення електромагнітного випромінювання [3-7]. При цьому велику увагу приділяють вивченню процесів збудження хвиль у магнітоактивних плазмових хвилеводах. Однак теорію пучково-плазмових нестійкостей не можна вважати повністю завершеною, оскільки процес взаємодії потоків заряджених частинок із власними

хвилями хвилеводів істотно залежить від великої кількості факторів, у тому числі від дисперсійних властивостей цих хвиль, їхньої поляризації, просторового розподілу поля хвилі, геометрії та конструктивних особливостей хвилеводу. З цієї точки зору перспективним видається вивчення взаємодії кільцевих пучків заряджених частинок із хвилеводами, що наповнені плазмою [8-14]. У цьому випадку слід очікувати підвищення коефіцієнта корисної дії (ККД) таких приладів у порівнянні з пристроями, що працюють на поздовжніх пучках. Наприклад, у кільцевих лазерах на вільних електронах інкремент нестійкості та ефективність перетворення енергії є на порядок (в $\gamma^{2/3}$ разів) вищими в порівнянні з поздовжніми [15]. Крім того, в генераторах з поздовжніми пучками ККД обмежений довжиною пристрою. У приладах на кільцевих пучках електрони, обертаючись по ларморових орбітах у зазорі, що відокремлює стінку камери від плазмового стовпа, передають свою енергію електромагнітній хвилі доти, доки внаслідок гальмування не досягають поверхні плазми. При цьому електрони проходять шлях, що набагато перевершує довжину приладів на поздовжніх пучках. Це дає можливість, по-перше, сподіватися на досягнення більш високого ККД у приладах на

кільцевих пучках у порівнянні з приладами на поздовжніх пучках і, по-друге, створювати компактні в поздовжньому напрямку прилади.

Крім генерації потужного електромагнітного випромінювання, релятивістські пучки електронів пропонують використовувати, наприклад, для утримання плазми. У роботі [16] наведено приклад розрахунку стаціонарного стану компактного пучкового тора, що складається з нерухомого іонного фону та релятивістського потоку електронів. Інша сфера можливого застосування пучків заряджених частинок – це матеріалознавство. Результати експериментального дослідження застосування пучків такого сорту розглянуто в [17].

Цікавими є характерні особливості, які властиві процесу збудження пучками заряджених частинок саме поверхневих хвиль. У роботі [18] досліджено дисперсійні властивості незвичайно поляризованих поверхневих електромагнітних хвиль, що розповсюджуються по азимутальному куту вздовж межі плазмового стовпа в циліндричному металевому хвилеводі, який знаходиться у зовнішньому аксіальному магнітному полі. Незвичайно поляризовані хвилі – це специфічні хвилі у магнітоактивній плазмі, які описуються такими компонентами електричного та магнітного поля як $\{E_x; E_y; B_z\}$ у декартовій системі координат, і $\{E_r; E_\phi; B_z\}$ – у циліндричній, такі хвилі нас цікавлять, бо саме їх здатен збуджувати поперечний кільцевий пучок. Також існують звичайно поляризовані хвилі з компонентами $\{B_x; B_y; E_z\}$ або $\{B_r; B_\phi; E_z\}$, у відповідних системах координат, але вони не збуджуються поперечним пучком. Ці хвилі були названі азимутними поверхневими хвилями (АПХ). У випадку густої плазми ($\Omega_e \gg |\omega_e|$, тут Ω_e – ленгмюрівська і ω_e – електронна циклотронна частоти) АПХ можуть існувати у двох частотних діапазонах: низькочастотному (поблизу електронної циклотронної частоти) і високочастотному (на частотах вище верхнього гібридного резонансу). У роботі [19] було докладно проаналізовано залежність інкремента збудження НЧ АПХ від

параметрів плазмово-пучкової системи: густини плазми і пучка, величини і знаку азимутального номера моди, величини зовнішнього сталого аксіального магнітного поля, радіуса плазмового циліндра та товщини вакуумного шару. Можливість збудження НЧ АПХ кільцевим пучком електронів було вперше продемонстровано в роботі [20].

У цій роботі детально досліджено початкову стадію пучкового збудження НЧ незвичайно поляризованої АПХ (НАПХ). Виявлено два режими збудження НАПХ: збудження окремих резонансів та режиму перекриття резонансів. Проаналізовано залежність критичної концентрації пучка, за якої відбувається перехід від одного режиму до іншого, від параметрів хвилеводної системи.

Постановка задачі

Розглядаємо металевий циліндричний хвилевід радіуса R_2 , усередині якого коаксіально розташований стовп холодної магнітоактивної плазми радіуса R_1 . Зовнішнє стале магнітне поле спрямоване вздовж осі системи, $B_0 \parallel Z$. Поля незвичайно поляризованої АПХ знаходимо з рівнянь Максвелла, вважаючи, що вони залежать від азимутального кута ϕ і часу t як $\propto \exp(im\phi - i\omega t)$. До зазору $R_2 > r > R_1$ між плазмовим стовпом і металеву стінкою хвилеводу інjektується релятивістський кільцевий пучок електронів, який описується моделлю потоку осциляторів з однаковим поперечним імпульсом $p_{\perp 0}$, а поздовжній імпульс $p_z = 0$. При цьому вважаємо, що плазмово-пучкова система є струмо- і зарядоскомпенсованою. Такий пучок електронів описується рівноважною функцією розподілу [3]

$$f_0 = \frac{n_b}{2\pi p_{\perp 0}} \delta(p_{\perp} - p_{\perp 0}) \delta(p_z), \quad (1)$$

де поперечний імпульс електронів $p_{\perp 0} = m_e V_{\perp 0} \gamma$, $\gamma = \sqrt{1 + p_{\perp 0}^2 m_e^{-2} c^{-2}}$ – релятивістський фактор, n_b – густина частинок пучка. Електродинамічні властивості пучкової області хвилеводу описуються

тензором діелектричної проникності $\epsilon_{ik}^{(b)}$ [3]. Наведемо тут вирази для трьох компо-

нентів $\epsilon_{ik}^{(b)}$, які використовуються у подальших викладках,

$$\epsilon_{11}^{(b)} = 1 + \frac{\Omega_b^2}{\omega\gamma} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} s^2 \left[\frac{(J_s^2(x))'}{(s-y)k_\phi V_{\perp 0}} + \frac{\omega J_s^2(x)}{(s-y)^2 c^2 k_\phi^2} \right], \quad (2)$$

$$\epsilon_{12}^{(b)} = \frac{i\Omega_b^2}{\omega|\omega_e|} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} s \left[\frac{(J_s(x)J_s'(x))'}{s-y} + \frac{J_s(x)J_s'(x)}{(s-y)x} + \frac{J_s(x)J_s'(x)\omega V_{\perp 0}}{(s-y)^2 c^2 k_\phi} \right] = -\epsilon_{21}^{(b)}, \quad (3)$$

$$\epsilon_{22}^{(b)} = 1 + \frac{\Omega_b^2}{\omega|\omega_e|} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{2(J_s'(x))^2}{s-y} + \frac{2xJ_s'(x)J_s''(x)}{s-y} + \frac{(J_s'(x))^2 V_{\perp 0}^2 y}{(s-y)^2 c^2} \right], \quad (4)$$

де $\Omega_b^2 = 4\pi e^2 n_b m_e^{-1}$, $x = k_\phi V_{\perp 0} \gamma / |\omega_e|$, $y = \omega\gamma / |\omega_e|$, $k_\phi = |m|R_1^{-1}$, $J_s(x)$ – функція Бесселя першого роду [21], штрих означає похідну за аргументом.

Розв'язуючи рівняння Максвелла в області пучка для поля АПХ з використанням зазначених компонентів $\epsilon_{ik}^{(b)}$, знаходимо рівняння Бесселя для магнітної складової поля, яке є аналогічним модифікованому рівнянню

$$\frac{I_m'(\xi_1)k}{k_s I_m(\xi_1)} + \frac{\mu m k R_1}{\xi_1^2} = \frac{i m \epsilon_{12}^{(b)}}{\epsilon_{11}^{(b)} \xi_1 \sqrt{\psi_b}} - \frac{J_m'(\zeta_1) - \Phi N_m'(\zeta_1)}{\sqrt{\psi_b} [J_m(\zeta_1) - \Phi N_m(\zeta_1)]}, \quad (5)$$

де

$$\Phi = \left[\frac{i m \epsilon_{12}^{(b)}}{\epsilon_{11}^{(b)} \xi_2} J_m(\zeta_2) - J_m'(\zeta_2) \right] \left[\frac{i m \epsilon_{12}^{(b)}}{\epsilon_{11}^{(b)} \xi_2} N_m(\zeta_2) - N_m'(\zeta_2) \right]^{-1},$$

$\mu = \epsilon_2 / \epsilon_1$, $\zeta = kr\sqrt{\psi_b}$, $\zeta_1 = \zeta(R_1)$, $\zeta_2 = \zeta(R_2)$, $\psi_b = \epsilon_{22}^{(b)} + (\epsilon_{12}^{(b)})^2 / \epsilon_{11}^{(b)}$, $\xi_1 = kR_1\sqrt{\epsilon_1(1-\mu^2)}$, ϵ_j – компоненти тензора діелектричної проникності холодної магнітоактивної плазми [3]. Аналітично рівняння (5) було розв'язано в [20] у припущенні виконання резонансної умови

$$\omega = \omega_H + \delta\omega = N|\omega_e|\gamma^{-1} + \delta\omega, \quad (6)$$

де N – натуральне число, ω_H – власна частота НАПХ за відсутності пучка, $\delta\omega$ – поправка до частоти, обумовлена пучком, $|\delta\omega| \ll \omega_H$. Нагадаємо, що за умови резонансної пучкової нестійкості вираз для максимального значення інкремента має вигляд [20]

$$\text{Im}(\omega) = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{\alpha \Delta \Omega_e^2 J_s^2(|m|)}{\gamma} \right)^{1/3} \left(\frac{\partial D^{(0)}}{\partial \omega} \right)^{-1/3}. \quad (7)$$

Бесселя для поля АПХ у плазмі [18]. Азимутальний компонент електричного поля АПХ виражається через магнітний компонент. Для отримання дисперсійного рівняння використовуємо стандартні крайові умови [20]. Тоді рівняння для знаходження інкременту збудження АПХ набуває типового для цих випадків вигляду, $D^{(0)} = D^{(b)}$

Тут і далі по тексту $\alpha = n_b / n_p$ – це частка густин пучка і плазми ($\alpha \ll 1$). Чисельний аналіз, виконаний в [20] для наступних значень параметрів хвилеводу: $\Omega_e = 10|\omega_e|$, $\Delta \equiv R_2 / R_1 - 1 = 0.1$, $\alpha = 0.01$, показав, що в НЧ-діапазоні значення інкременту має добре виражений абсолютний максимум при $k_{ef} = |m|c / (\Omega_e R_1) \in 0.3 \div 0.6$ для $m \in 1 \div 6$.

Результати чисельного аналізу дисперсійного рівняння в НЧ діапазоні

На рис. 1 показано результати дослідження збудження НАПХ з від'ємними номерами мод $m = -1, -2, -3$ у плазмово-пучковій системі з наступними параметрами: $Z = \Omega_e / \omega_e = 10$, $\Delta = 0.2$,

$\alpha=0.01$. Відзначимо зростання максимального значення інкременту при збільшенні абсолютного значення $|m|$. Воно змінюється від $\text{Im}(\omega/\omega_e)=0.188$ для НАПХ з $m=-1$ до $\text{Im}(\omega/\omega_e)=0.236$ для НАПХ з $m=-3$. Кожну криву утворено внаслідок перекриття послідовних резонансів. Так, на кривій залежності інкремента для НАПХ з $m=-1$ спостерігається перегин у діапазоні $k_{ef}=0.15\div 0.16$, який пояснюється наступною обставиною. При $k_{ef}< 0,155$ НАПХ з $m=-1$ ефективно взаємодіє з першою циклотронною гармонікою, $N=1$, а при $k_{ef}>0,155$ стають вищими інкременти збудження цієї НАПХ унаслідок взаємодії з другою циклотронною гармонікою, $N=2$. Аналогічний перегин спостерігається і на кривій залежності інкремента для НАПХ з $m=-2$ у діапазоні $k_{ef}=0,3\div 0,35$. У цьому випадку відбувається перехід від резонансного збудження хвилі другою циклотронною гармонікою (при $k_{ef}< 0,325$) до її збудження третьою циклотронною гармонікою (при $k_{ef}> 0,325$). Нарешті, НАПХ з $m=-3$ при $k_{ef}<0,38$ найбільш ефективно взаємодіє з другою циклотронною гармонікою; при $0,38<k_{ef}<0,525$ вона збуджується третьою гармонікою, $\omega\approx 3/\omega_e/\gamma$, і при $k_{ef}> 0,525$ найбільший інкремент виникає внаслідок взаємодії АПХ з четвертою циклотронною гармонікою. З рис. 1 видно також, що діапазон k_{ef} , в якому відбувається ефективне збудження АПХ, є тим ширше, чим вище $|m|$.

На рис. 2 представлені результати розрахунків інкрементів пучкового збудження НАПХ з азимутальним номером моди $m=-1,-2,-3$ від ефективного хвильового числа для густини пучка $\Omega_b^2 = 0.0001625 \Omega_e^2$, тобто, в 64 рази слабшого в порівнянні зі значенням, використаним при побудові графіків на рис. 1. Значення решти параметрів плазмово-пучкової системи є такими самими, як і при побудові графіків на рис. 1. Порівняння графіків на рис. 1 і рис. 2 ясно вказує, що у випадку слабшого пучка спостерігається поділ окремих резонансів. Наприклад, у разі НАПХ з $m=-1$ ледь помітний на рис. 1 перегин в діапазоні $k_{ef}=0,15\div 0,16$ помітно просів з ослаблен-

ням пучка, і на рис. 2 добре помітні два «дзвони». Один «дзвін» – високий і вузький з вершиною $\text{Im}(\omega/\omega_e)=0.065$ при $k_{ef}=0.1$, що відповідає взаємодії НАПХ з першою циклотронною гармонікою. У точці $k_{ef}=0.1425$ він переходить у другий «дзвін» – широкий і низький з вершиною $\text{Im}(\omega/\omega_e)=0.026$ при $k_{ef}=0.4$, що відповідає взаємодії НАПХ з другою циклотронною гармонікою. Тобто, у разі $\alpha=0.01$ ми маємо справу з перекриттям резонансів, а на рис. 2 – вже з окремими резонансами. Відзначимо ще три ефекти, пов'язані з впливом величини густини пучка на збудження НАПХ.

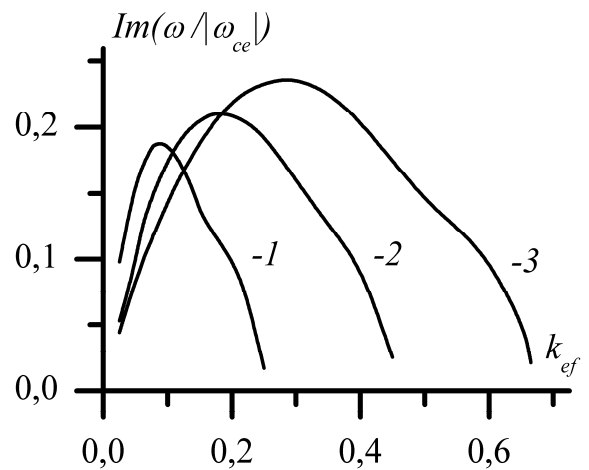


Рис. 1. Графіки залежності інкрементів АПХ з азимутальними номерами мод $m=-1,-2,-3$ від ефективного хвильового числа у режимі перекриття резонансів. $Z=10$, $\Delta = 0.2$, $\Omega_b^2 = 0.01 \Omega_e^2$.

По-перше, зменшення густини пучка призводить до зменшення реальної частини поправки до частоти НАПХ, при цьому частота наближається до значення, обчисленого за відсутності пучка.

По-друге, чим менша густина пучка, тим ширший діапазон k_{ef} , в якому відбувається ефективне збудження НАПХ.

По-третє, виокремлення окремих резонансів у міру ослаблення густини пучка супроводжується розширенням діапазонів k_{ef} , в яких НАПХ взаємодіють з окремими циклотронними гармоніками. А саме, графік залежності інкремента НАПХ з $m=-3$ на рис. 2 вже не містить інтервалу

взаємодії з другою циклотронною гармонікою, як це було у випадку $\alpha=0.01$ на рис. 1: при $k_{ef}<0.365$ НАПХ з $m=-3$ найбільш ефективно взаємодіє з третьою циклотронною гармонікою; при $0,365 < k_{ef} < 0,785$ вона збуджується четвертою циклотронною гармонікою, $\omega \approx 4/\omega_e/\gamma$.

Числовий аналіз дав можливість знайти таке значення частки $\alpha \approx 0.00183$, при якому для НАПХ з $m=-2$ відбувається перехід від режиму збудження окремих резонансів до режиму перекриття резонансів. (Значення інших параметрів пучково-плазмової системи вибрані такими ж, як і на попередніх двох рисунках.) А саме, відстань між максимумами на графіку залежності інкременту від k_{ef} (див. рис. 3,б) дорівнює півширині резонансу, обумовленому взаємодією цієї НАПХ з другою циклотронною гармонікою. Таке значення α ми називаємо тут критичним і позначаємо як α_{cr} . Добре видно, що $\alpha \approx 0.00183$ є критичним лише для НАПХ з $m=-2$.

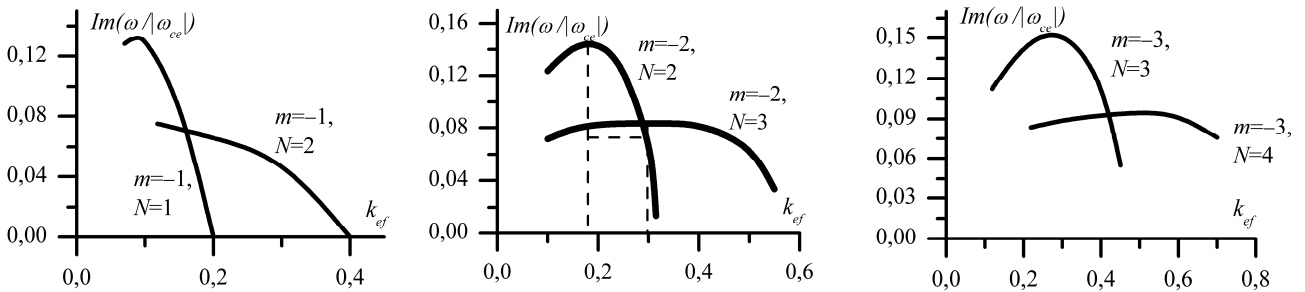


Рис. 3. Те саме, що на рис. 1, але для $\Omega_b^2 = 0.00183 \Omega_e^2$: а – $m=-1$, б – $m=-2$, в – $m=-3$.

Зрозуміло, що критичне значення густини пучка залежить від параметрів плазмово-пучкової системи, зокрема, від номера моди m , зовнішнього магнітного поля, ширини Δ зазору між плазмовим стовпом та металеву камеру.

На рис. 4 представлено результати дослідження залежності критичної густини від ширини Δ для НАПХ з $m=-2, -3$; при цьому вважалося, що $Z=10$. Як видно з графіків на рис. 4, критичне значення густини зростає зі зростанням ширини зазору. А саме, для НАПХ з $m=-2$ α_{cr} збільшується від $\alpha_{cr}=0.00152$ для $\Delta=0.18$

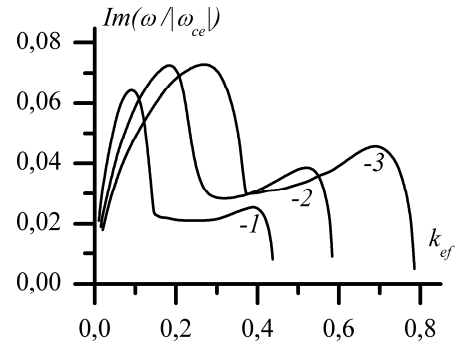


Рис. 2. Те саме, що на рис. 1, але в режимі збудження окремих резонансів. $Z=10$, $\Delta=0.2$, $\Omega_b^2 = 0.0001625 \Omega_e^2$.

Для НАПХ з $m=-1$ на рис. 3, а для такої частки густин спостерігається режим перекриття резонансів (півширина резонансу, обумовленого взаємодією цієї НАПХ з першою циклотронною гармонікою, є більшою за відстань між резонансами), тоді як для НАПХ з $m=-3$ на рис. 3, в спостерігається режим збудження окремих резонансів (півширина резонансу, обумовленого взаємодією НАПХ з третьою циклотронною гармонікою, є меншою за відстань між резонансами).

до $\alpha_{cr}=0.00228$ для $\Delta=0.25$. Для НАПХ з $m=-3$ залежність α_{cr} від Δ є менш вираженою: α_{cr} збільшується від $\alpha_{cr}=0.0026$ для $\Delta=0.18$ до $\alpha_{cr}=0.00278$ для $\Delta=0.25$.

Для НАПХ з $m=-1$ запропонований критерій розрізнення режимів збудження окремих резонансів і перекриття резонансів є непридатним. Якщо на рис. 2 для таких НАПХ добре видно максимум на графіку залежності інкременту від ефективного хвильового числа у точці $k_{ef}=0.4$ з вершиною $Im(\omega/\omega_e)=0.026$, що відповідає взаємодії НАПХ з другою циклотронною гармонікою, то збільшення

α до $\alpha = 5.5 \times 10^{-4}$ призводить до наступного. На всьому інтервалі $k_{ef} > 0.1$ інкремент стає таким, що монотонно зменшується.

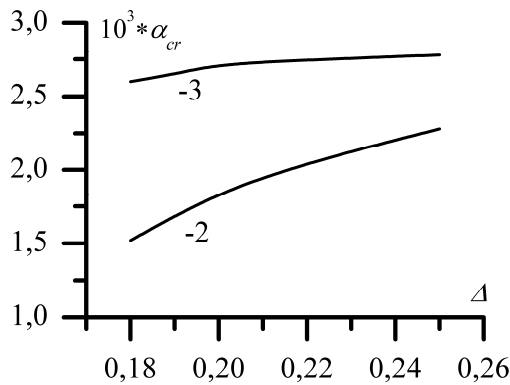


Рис. 4. Графік залежності критичної густини пучка α_{cr} від ширини зазору Δ між металевою камерою та плазмовим стовпом. $Z=10$.

Висновки

Розглянуто збудження незвичайно поляризованих електромагнітних поверхневих хвиль у діапазоні електронної циклотронної частоти в магнітоактивних плазмових хвилеводах кільцевим пучком релятивістських електронів. Проаналізовано залежність інкременту пучкової нестійкості від ефективного хвильового числа $k_{ef} = |m|c / (\Omega_e R_1)$. Для таких залежностей досліджено перехід від режиму збудження хвиль за рахунок взаємодії з окремими циклотронними гармоніками до режиму перекриття резонансів. Показано, що за однакових решти умов цей перехід відбувається для меншої густини пучка, якщо азимутальний номер моди є менший, зовнішнє аксіальне магнітне поле є більшим і зазор між металевою камерою та плазмовим стовпом є вузким.

Наступні властивості НЧ НАПХ [18] дають можливість запропонувати її як моду, що збуджується, при створенні джерел когерентного електромагнітного випромінювання, яке використовують кільцеві електронні пучки. По-перше, її енергію зосереджено, в основному, в області вакуумного зазору, де вона є об'ємною (НАПХ - поверхнева в плазмі), і за відсутності металевого екрана НАПХ

випромінюється. По-друге, існують можливості зміни частоти сигналу, що випромінюється, за рахунок варіації величини зовнішнього аксіального магнітного поля і густини плазми. По-третє, НАПХ і пучок електронів не поширюються в аксіальному напрямку, тому створюваний прилад може мати малі аксіальні розміри. При створенні інших електронних приладів може виявитися корисною властивість невзаємності НАПХ, що розповсюджуються в протилежних напрямках, а також односпрямованість НАПХ, що розповсюджуються вздовж межі плазма-метал незмінної кривизни.

Результати даної теоретичної роботи можуть становити інтерес для вирішення проблем плазмової електроніки. Для створення повноцінно працюючого пристрою необхідно вирішити ще декілька питань, зокрема, питання про виведення з пристрою електромагнітної енергії. Для поверхневих хвиль це питання є дуже складним, зазвичай для його вирішення або використовують хвилеводи з кривизною металевої камери, що періодично змінюється, або створюють особливий радіальний профіль густини плазми. На щастя, АПХ, досліджені в цій роботі, не є чисто поверхневими модами: просторовий розподіл полів АПХ поза плазмою описується функціями Неймана і Бесселя першого роду [21]. Тому для виведення енергії АПХ з хвилеводу можна скористатися дифракційним методом (див., наприклад, [22]). Якщо в металевому корпусі хвилеводу в аксіальному напрямку зробити вузьку ($\varphi_0 \ll \pi$) щілину, то енергія АПВ буде випромінюватися крізь неї у відкритий простір. Як показують наші розрахунки [23], виконані для різних значень азимутального номера моди, декременти загасання НЧ АПХ, обумовлені їх випромінюванням, є меншими, ніж інкременти їхньої пучкової нестійкості в діапазоні малих ефективних хвильових чисел $k_{ef} \leq 0.6$. При цьому потоком електромагнітного випромінювання можна керувати шляхом зміни азимутальних розмірів щілини, оскільки в лінійному наближенні декремент загасання,

обумовлений випромінюванням їхньої енергії, є пропорційним до φ . Тому ми вважаємо, що як найбільш відповідний і

простий з точки зору технічної реалізації слід розглядати саме дифракційний метод виведення енергії АПХ з хвилеводів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Kuzelev M.V., Rukhadze A.A. // in: BEAMS 2000 1, 13-th Intern. conf. on high-power particle beams. – 2000. Nagaoka, Japan. – P. 58-63.
2. Bogdankevich L.S., Kuzelev M.V., Rukhadze A.A. // Soviet Physics Uspekhi. – 1981. – 24. – 1.
3. Alexandrov A.F., Bogdankevich L.S., Rukhadze A.A. // Principles of Plasma Electrodynamics. – 1984. – Springer-Verlag, Berlin and New York.
4. Humphries S. // Charged particle beams. – 1990. John Wiley and Sons Inc., New York.
5. Yatsui K. // Laser and Particle Beams. – 1989. – 7. – 733.
6. Lawson J.D. // The physics of charged-particle beams. – 1977. Clarendon, Oxford, New York.
7. Miller R.B. // An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams. – 1982. Plenum Press, New York.
8. Kainer S., Gaffey J.D., Price C.P. et al // Phys. Fluids. – 1988. – 31. – P. 2238.
9. Lau Y.Y. // in: Proc. Symp. Non-Neutral Plasma Physics. – 1988. Washington. – P. 210–233.
10. Barker R.J., Schamiloglu E. High-power Microwave Sources and Technologies. – 2001. IEEE Press/J Wiley & Sons, New York.
11. Kho T.H., Lin A.T., Chen L. // Phys. Fluids. – 1988. – 31. – P. 3120.
12. Wu J., Xiong C., Liu S. // Intern. Journ. of Infrared and Millimeter Waves. – 1995. – 16. – P. 1573.
13. Norreys P.A., Green J.S., Davies J.R. et al // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2006. – 48. – L11.
14. Saito H., Wurtele J.S. // Phys. Fluids. – 1987. – 30. – P. 2209.
15. Капитанов А.Н., Образцов Н.В., Суханова Л.А. и др. // Физика плазмы. – 2009. – 35. – P. 559.
16. Remnev G.E., Shulov V.A. // Laser and Particle Beams. – 1993. – 11. – P. 707.
17. Girka V.A., Girka I.A., Kondratenko A.N., Tkachenko V.I. // Sov. Journ. of Communications Technol. and Electronics. – 1988. – 33. – P. 37.
18. Girka V.O., Girka I.O., Morgal Ia.I., Pavlenko I.V. // Physica Scripta. – 2011. – 78. submitted.
19. Girka V.A., Girka I.A., Olefir V.P., Tkachenko V.I. // Sov. Techn. Phys. Lett. – 1991. – 17. – P. 35; Girka V.O., Girka I.O. // in: 11th Intern. Conf. on High Power Particle Beams Beams'96 1. – 1996. Prague. – P. 323–326.
20. Abramowitz M., Stegun I. // Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables. – 1972. Nat. Bureau of Stand., Appl. Math. Series, Washington.
21. Шестопалов В.П. Дифракционная электроника. – Харьков: Выша школа, 1976.
22. Girka V.O., Girka I.O. // Sov. Journ. of Communications Technol. and Electronics. – 1992. – 37. – P. 32.

I.O. Girka, Ia.I. Morgal

V.N. Karazin Kharkiv National University, 61022, Kharkiv, Svobody sq. 4

e-mail: murik_felix@mail.ru

EXCITATION OF AZIMUTHAL SURFACE WAVES BY ANNULAR ELECTRON BEAMS IN THE RANGE OF ELECTRON CYCLOTRON FREQUENCY

Excitation of eigen extraordinarily polarized azimuthal surface waves is studied in the range of electron cyclotron frequency in waveguides with metal walls which are partially filled by cold magnetoactive plasma. Interaction of these waves with electron beam that rotates around the plasma column in a narrow layer separating the plasma from the wall of the waveguide is investigated. The beam is modeled by the flow of oscillators. Two regimes of beam instability are demonstrated to be achieved for relatively weak and relatively strong beam concentration: that of separate resonances with different cyclotron harmonics and that of resonance overlapping. The beam concentration for which the transition takes place is referred to as critical. Dependences of the critical concentration upon the azimuthal wave number, external axial magnetic field and width of the vacuum layer, within which the beam rotates, are studied numerically.

Key words: polarization, electron beam, plasma, density, resonance.

И.А. Гирка, Я.И. Моргаль

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина

61022, Харьков, пл. Свободы, 4

e-mail: murik_felix@mail.ru

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ АЗИМУТАЛЬНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ДИАПАЗОНЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ КОЛЬЦЕВЫМ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

Исследованы условия возбуждения низкочастотных электромагнитных азимутальных поверхностных волн необыкновенной поляризации кольцевым релятивистским пучком электронов в волноводе с металлическими стенками, частично заполненном холодной магнитоактивной плазмой. Пучок электронов описано моделью потока осцилляторов. Показано, что по мере увеличения плотности пучка происходит переход к режиму возбуждения вследствие резонансного взаимодействия волны с отдельными циклотронными гармониками в режим перекрытия резонансов.

Ключевые слова: поляризация, релятивистский пучок, магнитоактивная плазма, плотность, резонанс.