УДК 538.5:539

ПРОСВЕТЛЕНИЕ ВОЛНОВЫХ БАРЬЕРОВ ВСЛЕДСТВИЕ ФАЗОВОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ

А.А. Водяницкий

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина

E-mails: vodyanitskii@mail.ru & vodyanitskii@kipt.kharkov.ua

Показано, что в плазме с неоднородным магнитным полем при кинетическом рассмотрении когерентное осциллирующее распределение электронов, модулированное сторонним источником перед волновым барьером, генерирует нелокальный ток. Этот ток возбуждает ЭМ-поле за волновым барьером. ЭМ-поле максимально в области фазовой когерентности распределения электронов.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрено возбуждение ЭМ-поля за волновым барьером непрозрачности. Существенная особенность эффекта состоит в том, что модуляция распределения частиц перед волновым барьером происходит от особенности электрического поля, возбуждаемого сторонним током, локализованным в модельном представлении в виде δ -функции. При этом требуется выполнение условия фазовой когерентности модулированного распределения заряженных частиц между областью его возбуждения и областью наблюдения. Условие резонанса возбуждаемой за барьером волны с частицами выражается равенством продольных скоростей частиц, возбуждающих их моделированное осциллирующее распределение перед барьером, и тех частиц модулированного распределения, которые возбуждают ЭМ-поле за барьером.

Ранее было обнаружено условие фазовой когерентности распределения заряженных частиц, возбуждённого в результате их резонанса с полем исходной волны [1]. В работе [2] решение проблемы переноса волновых движений, получившей дальнейшее развитие в работах [3] и [4], было сформулировано в терминах нелокальных токов, пропорциональных коэффициенту бесстолкновительного затухания и электрическому полю волны, взятых в точке поглощения исходной волны. Координаты точки наблюдения нелокального тока и точки поглощения связаны найденным соотношением, следующим из условия фазовой когерентности. Учтено ускоренное движение заряженных частиц в неоднородном магнитном поле, приводящее к декогерентному влиянию на нелокальный ток, спадающий в дробно-степенной зависимости от фазового интеграла распределения частиц. Исследованы условия пренебрежения этим некогерентным воздействием поперечного движения [5].

Просветление плазменных волновых барьеров, как позже был назван новый эффект [2], [6], состоит в возбуждении исходной волной перед волновым барьером модулированного распределения заряженных частиц, переносе им волнового движения через барьер, и вследствие фазовой когерентности – в генерации макроскопических токов за барьером непрозрачности, излучающих волну в той области, куда, согласно классическим представлениям, эта волна дойти не может.

2. СВЕДЕНИЯ ИЗ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН

Для независимых от работы [4] ссылок и полноты изложения приведем с минимальными пояснениями сведения о дисперсионных свойствах и затухании необыкновенной волны в плазме. Рассмотрим распространение необыкновенной ЭМ-волны почти вдоль неоднородного внешнего магнитного поля H (ось $Oz \parallel \vec{H}(z)$). Напряженность поля такой волны с частотой ω и круговой поляризацией отыскивается в виде

$$E(z) = A(z)\exp\left(i\int_{z_0}^{z} dz'\,k(z') - i\omega t\right). \qquad (1)$$

Предполагается малость ларморовского радиуса электронов $\rho = \mathrm{v}_T/\omega_H$ по сравнению с обратной поперечной компонентой волнового вектора $k_\perp$, $\rho k_\perp \ll 1$. Линеаризованное кинетическое уравнение Власова в нулевом порядке теории возмущений по малому параметру $\rho k_\perp$ и уравнение, которое следует из уравнений Максвелла, составляют исходную систему уравнений:

$$\frac{\partial f}{\partial z} - i\frac{\omega-\omega_H(z)}{\mathrm{v}_z} f - \frac{e}{2}E(z)\frac{\mathrm{v}_\perp}{\mathrm{v}_z}\frac{\partial f_0}{\partial W} = 0, \qquad (2)$$

$$\frac{\mathrm{c}^2}{\omega^2}\frac{d^2E}{dz^2} + E = i\frac{4\pi}{\omega}\left(j + j_{\mathrm{ext}}\right). \qquad (3)$$

Для пролетных частиц с $\mathrm{v}_z > 0$ и $\mathrm{v}_z < 0$ квадратурами уравнения (2) являются

$$f_\pm(z,W,J) = \sigma\frac{e}{2}\int_{-\infty\sigma}^{z} dz'\frac{\mathrm{v}'_\perp}{\mathrm{v}'_z}E(z')\frac{df_0}{dW}\mathrm{e}^{i\psi(z,z')}, \qquad (4)$$

где $\sigma = \mathrm{sign}\,\mathrm{v}_z$, $\psi(z,z') = \int_{z'}^{z} dy\,\frac{\omega-\omega_H(y)}{\mathrm{v}_z(y,W,J)}$, $\qquad (5)$

$\mathrm{v}_z' = \mathrm{v}_z(z',W,J)$ и $\mathrm{v}_\perp' = \mathrm{v}_\perp(z',J)$. Учитывается ускоренное движение заряженных частиц в неоднородном магнитном поле с продольной скоростью $\mathrm{v}_z = \mathrm{v}_z(z,W,J) = \left[2\left(W-\omega_H(z)J\right)/m\right]^{1/2}$, где m $-\omega_H(z)$; W, $\mathrm{v}_\perp$ и $J = m\mathrm{v}_\perp^2/\omega_H(z)$ – их масса, гирочастота, энергия, поперечные скорость и адиабатический инвариант соответственно.

В нулевом приближении по параметру квазиклассичности $1/kL << 1$, где $1/L = d\ln H(z)/dz$, локальные электродинамические свойства совпадают с известными свойствами однородной плазмы. Диэлектрическая функция

$$\varepsilon(\omega,k,z) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega\, k \mathrm{v_T}} Z(\eta),$$

где $\eta = \dfrac{\omega - \omega_H(z)}{k\mathrm{v}_T}$; $\omega_p^2 = \dfrac{4\pi e^2 n_0}{m_e}$ − квадрат плазменной частоты и

$$Z(\eta) = \left(1/\sqrt{\pi}\right)\int_C dt \exp(-t^2)/(\eta - t) = \tag{5a}$$

$$= 2\exp(-\eta^2)\int_0^\eta du \exp(u^2) - i\sqrt{\pi}\exp(-\eta^2)\,\mathrm{sign\,Im}\,\eta$$

(контур интегрирования C идет вдоль действительной оси и обходит особенность снизу при $\mathrm{Im}\eta > 0$ и сверху при $\mathrm{Im}\eta < 0$). Локальное дисперсионное уравнение

$$\Lambda(\omega,k,z) = k^2c^2/\omega^2 - \varepsilon(\omega,k,z) = 0 \tag{6}$$

снабжает зависимостью $k = k(\omega, z) \equiv q + i\kappa$. При $|\eta| \geq 1$ волновое число равно $q = (\omega/c)\sqrt{\varepsilon(\omega)}$ и коэффициент пространственного затухания

$$\kappa \equiv \kappa(\mathrm{v_r}) = \frac{\sqrt{\pi}}{\omega}\frac{\omega_{pe}^2\Pi^2}{q\,\mathrm{v}_T}\exp\left(-\mathrm{v_r^2}/\mathrm{v}_T^2\right), \tag{7}$$

где $\Omega(z) = \omega - \omega_H(z)$; $\omega_H(z) = eH(z)/(mc)$ – гирочастота электронов; $\mathrm{v_r} = \Omega/(q\,\mathrm{v}_T)$; $\Pi^{-2} = \partial\Lambda/\partial k$ и $\varepsilon(\omega) = 1 - \omega_p^2/(\omega\Omega)$. Плотная плазма $V \equiv \omega_p^2/\omega^2 > 1$, прозрачна при $q^2 > 0$ в области пространства $\omega_H(z)/\omega > 1$ и непрозрачна при $q^2 < 0$ в области $\omega_H(z)/\omega < 1$. При $V < 1$ размеры области непрозрачности сужаются, $1 - V < \omega_H(z)/\omega < 1$. К точке гирорезонанса со стороны меньших значений гирочастоты прилегает область непрозрачности.

В первом приближении по параметру квазиклассичности амплитуды $A_n(z)$ поля волн удовлетворяют уравнению для волновых амплитуд:

$$\sum_n \exp\left(i\int_a^z dz' k_n(z')\right)\frac{1}{\Pi_n(z)}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{\Pi_n(z)}A_n(z)\right) = \\ = (4\pi/\omega)\left(j^{\mathrm{nloc}} + j_{\mathrm{ext}}\right), \tag{8}$$

где $\Pi_n(z) = (\partial\Lambda/\partial q_n)^{-1/2}$ – квазиклассическая предэкспонента волны n; j^{nloc} и j_{ext} − нелокальный и сторонний токи. Волны в уравнении (6) разделяются аналогом метода гармонического баланса. Для одной волны индекс n опускаем.

Нелокальные токи определяются фазовыми интегралами с совокупной фазой волны и распределения частиц. Асимптотика фазовых интегралов находится по вкладу точек стационарной фазы, концевых точек интегрирования и особенностей подынтегральных выражений.

3. ФАЗОВАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ МОДУЛИРОВАННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ

В плазме, находящейся в плавно неоднородном магнитном поле, самосогласованное ЭМ-поле, возбуждённое сторонним гармоническим источником с частотой ω, локализованным в окрестности точки a, спадает с коэффициентом $\kappa > 0$ при $q > 0$ и $\kappa < 0$ при $q < 0$ – по асимптотическому закону:

$$E(z,t) = A(z)\exp\left(i\int_a^z k\,dz' - i\omega t\right)\theta(q(z-a)), \tag{9}$$

где $\theta(z<0) = 0$; $\theta(z>0) = 1$ и $\theta(z=0) = 1/2$. Здесь также $k = k(z') = q + i\kappa$. Локальное волновое число q и коэффициент пространственного спада κ отыскиваются в квазиклассическом приближении из дисперсионного уравнения (6) для волны с частотой ω. Обоснование выбора такого решения (9) уравнения (8) с условием излучения (волна распространяется от стороннего источника, локализованного в виде δ-функции в точке a) и пренебрежением вторичного излучения нетрудно провести с учетом малости отношения длины волны λ к длине неоднородности $\lambda/L << 1$.

При вычислении асимптотического значения интегралов (4) с выражением для поля (9) без временной экспоненты для волны, идущей в положительном направлении при $z' > a$, учитывают вклад концевых точек интегрирования. Для возмущенной функции распределения при $\mathrm{v}_z > 0$ получаем интегрированием по частям асимптотические выражения:

$$f(t,z,W,J) = \mathrm{e}^{-i\omega t}\left[f_{\mathrm{osc}} + i\frac{e}{2}\frac{df_0}{dW}\frac{E(z)}{K(z)}\right], \tag{10}$$

$$f_{\mathrm{osc}} = \frac{e}{2}\frac{df_0}{dW}\frac{\mathrm{v}_\perp}{\mathrm{v}_z}\frac{E(a)}{iK(a)}\exp\left(i\int_a^z dy\,\frac{\Omega(y)}{\mathrm{v}_z(y)}\right), \tag{11}$$

где $f_{\mathrm{osc}} = f(z,W,J)$ – осциллирующая часть функции распределения и $K(z) = k(z) - \Omega(z)/\mathrm{v}_z$.

Затухающая часть функции распределения в формуле (10), пропорциональная локальному значению поля $E(z)$, формирует макроскопические волны собственных полей, их дисперсию и затухание, учитываемые в формулах (6) и (7). Незатухающее осциллирующее слагаемое вынесено в отдельную строчку (11).

В кинетическом рассмотрении в плазме также возбуждается, в окрестности точки локализации стороннего источника, ЭМ-поле с неаналитической зависимостью от пространственной переменной в экспоненте [12]. Асимптотическим выражением для поля является

$$E(z) = B(z)\exp\left\{(3/2)\mathrm{e}^{i2\pi/3}\left[2(z-a)^2\,\Omega^2/\mathrm{v_T^2}\right]^{1/3}\right\}. \tag{11,a}$$

Интересно отметить, что подстановка этого выражения в формулу (4) и учет при интегрировании по z' вклада седловой точки приводит к распределению типа (11), переносящему волновое движение в плазме независимо от её электродинамических свойств, в том числе в областях непрозрачности. Незатухающее модулированное распределение заряженных частиц (11) происходит от неаналитичности выше приведенного поля (11а) и поля волны (9). Здесь подтверждается положение о порождении осциллирующих распределений особенностью поля, равно как и граничными условиями.

Выражения (10) и (11) справедливы в однородной или слабо неоднородной плазме с большой характерной длиной неоднородности по сравнению с длиной затухания волны. В этом случае волна (9) и поле (11а) затухают вблизи источника своего возбуждения, а осцилляции модулированного распределения электронов распространяются далее, имея началом отсчета фазы функции распределения точку местоположения источника их возбуждения. Именно такая ситуация и рассматривается в настоящей работе.

Чтобы найти нелокальный ток, соответствующий осциллирующей части функции распределения (11) $j^{\mathrm{nloc}}(z)=en_0 2\pi\int_0^\infty dJ\int_{J\omega_H}^\infty dW\,\frac{\mathrm{v}_\perp}{\mathrm{v}_z}\frac{\omega_H}{m_e^2}f_{\mathrm{osc}}(z,W,J)$,

вместо интегрирования по переменным W и J удобно перейти к переменным $\mathrm{v}_z=\mathrm{v}_z(z)$ и J. Подставляя выражение для энергии $W=m_e\mathrm{v}_z^2/2+\omega_H J$ в максвелловскую функцию распределения $f_0(W)$ и изменяя порядок интегрирования, нетрудно выполнить асимптотическое интегрирование по J. Учёт концевой точки интегрирования $J=0$ означает вычисление вклада только пролётных частиц и приводит к выражению

$$j^{\mathrm{nloc}}(z)=A_0\,\omega_{\mathrm{p}}^2\sqrt{\omega_{H0}}\Big/\left(4\pi^{3/2}\mathrm{v}_T^2\delta^2\sqrt{\omega_H}\right)\times$$
$$\times\int_0^\infty d\mathrm{v}_z\exp\left(iU/\mathrm{v}_z-\mathrm{v}_z^2/\mathrm{v}_{Te}^2\right)\Big/\left(k_0\mathrm{v}_z-\Omega_0\right),\quad(12)$$

где $U=U(z,a)=\int_a^z dy\,\Omega(y)$, $k_0=k(a)$, $\Omega_0=\Omega(a)$ и

$$\delta=\delta(z)=1-i\left(\mathrm{v}_T^2\Big/\left(\omega_H\mathrm{v}_z^3\right)\right)\int_a^z dy\,\Omega(y)\,\omega_H(y)\,.$$

При $U{=}U(z,a)\to 0$ нелокальный ток не является малым. Таким образом, в неоднородном магнитном поле фаза подынтегрального выражения (12), представляющего собой вклад пролётных частиц, обращается в нуль для всех скоростей v_z при условии

$$U(z,a)=\int_a^z dz'\left(\omega-\omega_H(z')\right)=0\,.\qquad(13)$$

Это условие выполняется при значениях текущей координаты z точки наблюдения, далеко отстоящей от точки a, в окрестности которой возбуждена самосогласованная волна. При суперпозиции по скоростям разных участков распределения происходит их "арифметическое" сложение, приводящее к восстановлению макроскопических токов, в частности, в областях, недоступных исходной волне. При этом условие (13) представляет собой условие фазовой когерентности и означает, что между точкой возбуждения осцилляций функции распределения и точкой наблюдения положительное приращение фазы компенсируется отрицательным приращением.

В окрестности точки фазовой когерентности, удовлетворяющей условию (13), фактор $\delta(z)$ равен

$$\delta=\delta(z)=1+i\left(\mathrm{v}_T^2\Big/\left(\omega_H\mathrm{v}_z^3\right)\right)\int_a^z dy\,\Omega(y)\left(\Omega(y)-\Omega(z)\right).$$

Фактор $\delta(z)$, учитывающий влияние поперечного движения электронов на формирование нелокального тока, отнюдь не означает большую величину декогерентности. Но это проблема иной задачи о когерентности распределений электронов по их поперечному движению, которую здесь подробно не исследуем, ограничиваясь изложенными соображениями (см. работу [5], а также формулу (20) и текст к ней).

Необходимым признаком выполнения условия фазовой когерентности является перенос осцилляций распределений частиц через окрестности тех точек, в которых совпадают их гирочастота и частота осцилляций $\omega_H(z_c)=\omega$. Для необыкновенной ЭМ-волны в магнитоактивной плазме именно точки гирорезонанса z_c разделяют области прозрачности и области непрозрачности, т.е. эти точки являются границами волнового барьера.

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭМ-ПОЛЯ НЕЛОКАЛЬНЫМ ТОКОМ ЗА ВОЛНОВЫМ БАРЬЕРОМ

Найдём выражение для поля излучаемой волны и исследуем его свойства. Обычно нелокальные поля излученных или отраженных волн отыскивают по теории возмущений, считая их малой добавкой к полю основной волны аналогично работам [9] и [10]. Когда области локализации исходной и искомой излученной волн пространственно разделены, необходимость в применении такой теории возмущений для амплитуд ЭМ-волн отпадает. Достаточно обычных предположений о применимости линейного приближения (в пренебрежении, например, нелинейным самовоздействием волны и т.д.) и асимптотического разложения для поля в виде квазиклассического приближения. Область возбуждения поля связана с областью поглощения исходной волны через посредство нелокального тока (12), генерируемого когерентным распределением электронов.

Возбуждаемое поле за волновым барьером ищем в виде выражения (1), в котором, как видно далее, нижний предел интегрирования несуществен. Решение уравнения для волновой амплитуды (8) с поддающимся нетрудному обоснованию выбором одного слагаемого, эффективно взаимодействующего с нелокальным током, определяется соотношением:

$$A(z)=-\frac{4\pi\sigma'}{\omega\,\Pi(z)}\int_{-\infty\cdot\sigma'}^{z}dz'\frac{j^{\mathrm{nloc}}(z')}{\Pi(z')}\exp\left(-i\int^{z'}k(y)\,dy\right).\ (14)$$

Здесь $\sigma'=\operatorname{sign}q$ и комплексное волновое число $k=q+i\kappa$ находится из дисперсионного уравнения (6) и $\Pi^{-2}(z)=\partial\Lambda/\partial k$, а $\varepsilon(\omega,k,z)$ определяется вышеприведенной формулой первого раздела вместе с несобственной частью интеграла $Z(\eta)$ (5,а).

Выполняя интегрирование по z' в выражении (14) после подстановки нелокального тока (12), принимаем во внимание вклад только концевой точки интегрирования $z'=z$. Следующее обозначение для модифицированного коэффициента пространственного спада

$$\hat{\kappa}(z,\mathrm{v}_z)=\frac{\sqrt{\pi}}{\omega}\frac{\omega_{pe}^2\Pi^2(z)}{k(z)\mathrm{v}_{Te}\delta^2}\left(\frac{\omega_H(z)}{\omega_H(z_0)}\right)^{\frac{1}{2}}\exp\left(-\frac{\mathrm{v}_z^2}{\mathrm{v}_{Te}^2}\right)\equiv$$

$$\equiv\Delta(z)\kappa(\mathrm{v}_z) \qquad (15)$$

в однородной плазме совпадает с коэффициентом спада необыкновенной волны (7) [12].

В результате получаем

$$E_{\mathrm{R}}=\frac{A_0}{k(z_0)}\frac{1}{\mathrm{v}-\mathrm{v}_0}\int_0^\infty d\mathrm{v}_z\hat{\kappa}(z,\mathrm{v}_z)\times$$

$$\times\left(\frac{\mathrm{v}_0}{\mathrm{v}_z-\mathrm{v}_0}-\frac{\mathrm{v}}{\mathrm{v}_z-\mathrm{v}}\right)\Bigg|_{\mathrm{v}=\Omega/k,\,\mathrm{v}_0=\Omega_0/k_0}. \qquad (16)$$

Для вычисления асимптотического значения интеграла необходимо перейти в комплексную плоскость переменной v_z и деформировать путь интегрирования так, чтобы он проходил через седловую точку $\mathrm{v}_S=\exp(-i\pi\mathrm{sign}U/6)\ (|U|\mathrm{v}_T^2/2)^{1/3}$. Полюсы и седловые точки для каждого из слагаемых в скобках выражения (16) дают вклады при одном и том же знаке Ω, κ, q и U или Ω_0, κ_0, q_0 и U. В противном случае даёт вклад только седловая точка. Это означает, что возбуждаемое слабо затухающее поле локализовано в той области, расположенной слева или справа от точки z_f, являющейся нулём $U(z_f,z_0)=0$, в которой знаки Ω и U одни и те же. Пренебрегая вкладом седловой точки, находим

$$E_R=\frac{A_0}{k_0}\left[\hat{\kappa}(z,\mathrm{v})\mathrm{v}\ \mathrm{e}^{\mathrm{i}U/\mathrm{v}}-\hat{\kappa}(z,\mathrm{v}_0)\mathrm{v}_0\ \mathrm{e}^{\mathrm{i}U/\mathrm{v}_0}\right]\times$$

$$\times(-2i)/(\mathrm{v}-\mathrm{v}_0)\big|_{\mathrm{v}=\Omega/k,\,\mathrm{v}_0=\Omega_0/k_0}. \qquad (17)$$

Если скорости частиц, резонансных с исходной волной и возбуждаемым за барьером полем, совпадают, $\mathrm{v}\to\mathrm{v}_0=\mathrm{v}_\mathrm{r}=\Omega/(q+i\kappa)$ (речь идет также о совпадении коэффициентов бесстолкновительного затухания волн и их дисперсии), то выражение (17) в этом случае упрощается:

$$E_R=-2i\left(A_0/k_0\right)\ \hat{\kappa}(z,\mathrm{v}_\mathrm{r})\exp\left(\mathrm{i}U/\mathrm{v}_\mathrm{r}\right)\times \qquad (18)$$

$$\times(1-2\mathrm{v}_\mathrm{r}^2/\mathrm{v}_{Te}^2-iU/\mathrm{v}_\mathrm{r})|_{\mathrm{v}_\mathrm{r}=\Omega/k}.$$

Выражения для поля (17) и (18) описывают несобственную волну с затуханием в экспоненте $\exp(-U\kappa/\Omega)$ и с особенностями поведения фазы в зависимости от точки наблюдения z. Фаза поля $\psi(z)=Uq/\Omega$, пропорциональная U, зависит от z подобно зависимости фазы осциллирующего распределения частиц (11). Эффективное же волновое число близко к локальному волновому числу q (в пренебрежении малыми пространственными вариациями резонансной скорости $\mathrm{v}_\mathrm{r}=\Omega/q$). Экспонента поля несобственной волны (18) максимальна в окрестности точек фазовой когерентности z_f, $U(z_f,z_0)=0$. Вместе с предэкспоненциальным сомножителем амплитуда поля обладает еще одним локальным максимумом при $U=\Omega/\kappa$, в котором выражение для поля равно (приводим наибольшее слагаемое):

$$E_{\mathrm{R\,max}}=-2A_0(k/k_0)\Delta(z,\mathrm{v}_\mathrm{r})\exp(iq/\kappa-1), \qquad (19)$$

где $\Delta(z,\mathrm{v}_\mathrm{r})=\hat{\kappa}(z,\mathrm{v}_\mathrm{r})/\kappa(z,\mathrm{v}_\mathrm{r})$ и $\mathrm{v}_\mathrm{r}=\Omega/(q+i\kappa)$.

Необходимо отметить интересную особенность полученного выражения для поля, состоящую в том, что в максимуме резонансного излучения волны малые экспоненты в отношении выражений для декрементов (7) и (15) сокращаются, что характерно для эффектов накопления колебаний.

Для эффекта с пролётными частицами $J\to 0$ один из оптимальных вариантов линейного просветления необыкновенной волной реализуется в неплотной плазме $\omega_p^2/\omega^2<<1$, с излучением волны за переходным слоем, толщина которого не должна быть слишком большой, $(\omega L_H/c)\left(\mathrm{v}_T^2/c^2\right)<1$ (L_H – длина неоднородности магнитного поля). В переходном слое внешнее магнитное поле монотонно увеличивается от значения $H_1<H_c\equiv H(z_c)$ до $H_2>H_c$, где z_c – точка гирорезонанса $\omega_H(z_c)=\omega$. При этом влиянием "декогерентности" распределения по поперечному движению можно пренебречь. (Общие условия исследованы в работе [5]).

Магнитное поле изменяется мало и, следовательно, выполняется условие слабой неоднородности для пространственного коэффициента затухания $d\kappa/dz<<$ $<<\kappa^2$. Для полей $H<H_c$ максимальный коэффициент пространственного затухания (минимальная скорость резонансных частиц $\mathrm{v}_\mathrm{r}=(\omega-\omega_H(z))/q$) соответствует $H\approx H_c\left(1-3\omega_p^2/(2\omega^2)\right)$ при $\mathrm{v}_\mathrm{r}/\mathrm{c}\geq 3\sqrt{3}\,\omega_p^2/(2\omega^2)$. В области $H(z)\approx H_1$ результатом затухания волны является возбуждение модулированного распределения частиц с типичной шириной разброса по скоростям $\delta\mathrm{v}_z=(\kappa/q^2)(\omega-\omega_H)$. По мере приближения к точке гирорезонанса z_c распределение частиц теряет фазовую когерентность. Однако после прохождения слоя с $H=H_c$ его фаза уменьшается, и модулированное распределение восстанавливает когерентность. Нелокальные токи, индуцированные в плазме, излучают необыкновенную волну, бегущую в направлении, противоположном направлению распространения исходной волны, – к слою гирорезонанса $H=H_c$. Изменение поля определяется формулами (18) и (19).

5. ИНЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В КАЧЕСТВЕ УСЛОВИЙ ПЕРЕНОСА ВОЛН ЧЕРЕЗ БАРЬЕР

В работах [1] и [2] исследовано возбуждение когерентных модулированных распределений заряженных частиц в условиях большой длины циклотронного затухания $1/\kappa>>1/\sqrt{\beta}$, где $1/\sqrt{\beta}\propto\sqrt{L\rho_\mathrm{e}}$ – длина резонансного взаимодействия волны с электронами плазмы и ρ_e – их ларморовский радиус, L – длина неоднородности магнитного поля. В силу слабого затухания ЭМ-волны источник её возбуждения может располагаться достаточно далеко от волнового барьера при конечном затухании амплитуды волны, пропорциональной $\exp\left(-\int_a^z \kappa(y)\,dy\right)$. Поэтому эффект возбуждения модулированного распределения частиц в результате их резонансного взаимодействия с волной и переноса поля за волновой барьер будет аддитивным по отношению к изучаемому в настоящей работе. Однако области локализации полей будут различными.

Кратко изложим ситуацию при сильном пространственном изменении ЭМ-поля в двух случаях – его спада или нарастания вследствие неустойчивости. Модулированная функция распределения пролётных частиц в плазме с анизотропной температурой определяется формулой

$$f(z,W,J)=\frac{e}{2\mathrm{v}_r}\frac{E(z_r)}{\omega\, m_e}\mathrm{e}^{i\Theta}\left[\omega_H\frac{\partial}{\partial \mathrm{v}_\perp}+\Omega\frac{\mathrm{v}_\perp}{\mathrm{v}_z}\frac{\partial}{\partial \mathrm{v}_z}\right]f_0,$$

где $\Theta=\Theta(z,z_r,W,J)=\psi(z,z_r)+\theta_\kappa$ и $f_0=f_0(\mathrm{v}_z^2,\mathrm{v}_\perp^2)$. Первое слагаемое в фазе Θ определяется формулой (5); $\theta_\kappa=\kappa_r^2/(2\beta_r)$ учитывает конечную длину формирования модулированного распределения. Используемые здесь обозначения стандартны. Вычисление интеграла (4) проведено методом перевала. Комплексная седловая точка $z_S=z_r+i\kappa_r/\beta_r$ отыскивается при $|k|>>|\kappa|$ из уравнения $K(z_S)+i\kappa(z_S)=0$.

В плотной плазме с длиной затухания волны, значительно меньшей длины её резонансного взаимодействия с частицами, увеличивается интенсивность возбуждения модулированного распределения частиц. При этом фаза распределения зависит от длины спада (нарастания) волны $1/\kappa(z_r)$ и её резонансного взаимодействия с частицами $1/\sqrt{\beta(z_r)}$ и, тем самым, – от их энергии W и поперечного адиабатического инварианта J, где $z_r=z_r(W,J)$,

$$\beta(z_r)=\frac{\partial K}{\partial z_r}\propto\frac{1}{L\rho_e}\quad\text{и}\quad K(z_r)=q(z_r)-\frac{\Omega(z_r)}{\mathrm{v}_z(z_r,W,J)}=0.$$

Большая величина добавки к фазе $|\theta_\kappa|>>1$ и её зависимость от W и J позволяют установить условия фазовой когерентности модулированных распределений, возбужденных в результате резонанса ЭМ-волны с электронами как по их продольному, так и поперечному движению.

В качестве анонса *ad hoc* в устойчивой плазме приведем условие компенсации декогерентности поперечного движения. Значение производной фазы по поперечному адиабатическому инварианту при $J=0$ равно:

$$\mathrm{Re}\frac{\partial\Theta}{\partial J}=\frac{1}{m_e\mathrm{v}_z^3}\left\{-\int_{z_r}^{z}dy\,\Omega^2(y)-\frac{16}{9}\frac{\kappa_r^2\mathrm{v}_r^2}{d\omega_H/dz_r}\Omega_r\left[\zeta_r^2-\frac{13}{16}+O\left(n^{-2}\right)\right]\right\}.\tag{20}$$

При выводе (20) предполагалось выполненным условие фазовой когерентности по энергии $\mathrm{Re}\left(\partial\Theta/\partial W\right)=0$, которое здесь приводить не будем. Компенсация декогерентности (обращение в нуль правой части выражения (20)) наступает в пределе гидродинамического закона дисперсии $\zeta_r^2=\mathrm{v}_r^2/\mathrm{v}_T^2>>1$ в области значений гирочастоты $\omega_H=\omega_{Hr}\equiv\omega_H(z_r)>\omega$ при выполнении условий $\omega'_{Hr}\equiv d\omega_H(z_r)/dz_r>0$ и $\zeta_r^2>>13/16$. Второе слагаемое в квадратных скобках (20) пропорционально характерной длине неоднородности магнитного поля в точке резонанса $L_r=\omega_{Hr}/\left(d\omega_{Hr}/dz_r\right)$. Нетрудно описать физические условия обращения в нуль $\mathrm{Re}\left(\partial\Theta/\partial J\right)$. Амплитуда электрического поля определяется значением экспоненты $\exp\left(-\int_a^{z_r}dy\,\kappa(y)\right)$ и не локально зависит от $\kappa(y)$ на всём пути распространения волны от a до z_r и не должна быть слишком малой.

В неустойчивой плазме при $|\theta_\kappa|>>1$, $q>0$ и $\kappa<0$ можно избавиться от ограничения, накладываемого требованием немалости амплитуды исходной волны, т.е. ограничения на расстояние между областью возбуждения и резонансного поглощения волны. Возможно также обеспечить фазовую когерентность по продольному и поперечному движениям частиц между областями поглощения и излучения волны.

Рассмотрим условия просветления волновых барьеров в плазме с неоднородным магнитным полем и анизотропной температурой $\Delta=1-T_\perp/T_\parallel<0$. Дисперсионной функцией необыкновенной волны является

$$D(\omega,k,z)=1-n^2-V\Delta-V\left(\zeta_0-\zeta\Delta\right)Z(\zeta),$$

где $\zeta_0=\omega/(k\mathrm{v}_T)$, $\zeta=(\omega-\omega_H)/(k\mathrm{v}_T)$ и $Z(\zeta)$ определяется формулой (5a). Коэффициент пространственного спада (или нарастания вследствие циклотронной неустойчивости) и квадрат показателя преломления необыкновенной волны равны соответственно:

$$\kappa=\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{k}{|k|}\right)\left(\frac{\omega V}{\varepsilon(\omega)\mathrm{v}_T}\right)\left(1+(r-1)\Delta\right)\exp\left(-\zeta^2\right)+O\left(\zeta^{-5}\right),$$

$$n^2\equiv\left(k^2c^2\right)/\omega^2=\varepsilon(\omega)=1-V/(1-r),\ |\zeta|\geq 2,\ r=\frac{\omega_H}{\omega}.$$

Волна за волновым барьером может быть излучена в обеих областях, а именно: в области пространственного спада, определяемой условием $1<r<1-1/\Delta$, и области нарастания волны для значений параметров $r>1-1/\Delta$ при $\Delta<0$ в обеих областях. В окрестности точки резонансного поглощения волны z_r и в точке наблюдения z выполняется условие равенства резонансных скоростей $\mathrm{v}(z_r)=\mathrm{v}(z)=\Omega(z)/q(z)$, и излучаемая волна в области наблюдения будет обладать значительной амплитудой.

ВЫВОДЫ

Внутри волнового барьера формируются вихревые экранирующие токи, которые могут превышать токи смещения и изменять знак квадрата показателя преломления на отрицательное значение. Таким образом, в плазме в неоднородном магнитном поле ЭМ-волны экранируются в областях непрозрачности – волновых барьерах. Ранее существовали воззрения о том, что волны всех типов, если их интенсивность недостаточно велика, не могут проникнуть через волновой барьер, кроме экспоненциально малой доли их энергии, пропорциональной $\exp(-2\omega_p^2 L/(c\omega))$, где L – длина неоднородности, которой пропорциональна ширина барьера, $1/L = d\ln H(z)/dz$ (остальные обозначения обычные) [2, 5].

При кинетическом рассмотрении возбуждаемые сторонними источниками модулированные распределения электронов переносят волновое движение через волновой барьер. Когерентные осциллирующие распределения электронов, модулированные перед волновым барьером, генерируют нелокальный ток, который за волновым барьером возбуждает ЭМ-поле. Поле возбужденной волны максимально в области фазовой когерентности электронов при равенстве их резонансных скоростей перед барьером и за ним. Амплитуда поля также максимальна в области баланса темпов увеличения нелокального тока и затухания волны, пропорциональных порознь плотности резонансных электронов. Возбужденное поле от плотности не зависит.

Свободное проникновение осцилляций распределений заряженных частиц через волновые барьеры и их фазовая когерентность, приводящая к восстановлению макроскопического тока заряженных частиц, открывает новые возможности проникновения волн через волновые барьеры [1], а также нелокальной трансформации и конверсии волн, когда нелокальный ток может излучать волну иного типа, чем исходная [2], [8].

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Водяницкий, Н.С. Ерохин, С.С. Моисеев. О влиянии кинетических эффектов в неоднородной плазме на проникновение и отражение электромагнитных волн // *Письма в ЖЭТФ*. 1970, т.12, с.529-532.
2. A.A. Vodyanitskii, N.S. Erokhin, V.V. Lisitchenko, et al. "Transillumination" of the plasma wave barriers in a plasma as a result of kinetic effects // *Nuclear Fusion*. 1974, v.14, p.267-275.
3. A.A. Vodyanitskii, N.S. Erokhin, S.S. Moiseev. Coherent structures of the kinetic wave propagation in a plasma // *Proceedings Contributed Papers of the International Conference on Plasma Physics*. Kiev: «Naukova Dumka», 1987, v.2, p.119-122.
4. А.А. Водяницкий. О резонансных взаимодействиях в кинетической теории распространения волн и когерентных микропучков в плазме // *Вісник ХНУ ім. В.Н. Каразіна. Серія Фіз. "Ядра, частинки, поля"*. 2003, №585, в.1/21/, с.56-62.
5. А.А. Водяницкий. О кинетической теории распространения волн в условиях фазовой когерентности микропучков в плазме // *Вісник ХНУ ім. В.Н. Каразіна. Серія Фіз. "Ядра, частинки, поля"*. 2002, № 574, в.4/20/, с.44-48.
6. В.В. Лиситченко, В.Н. Ораевский. "Просветление" волновых барьеров для плазменных и электромагнитных волн, связанное с кинетическими эффектами // *ДАН СССР*. 1971, т.201, с.1319-1321.
7. А.В. Тимофеев. *Резонансные явления в колебаниях плазмы.* М.: «Физматлит», 2000, с.224.
8. S.V. Kasilov. Wave mode conversion DVE to the linear plasma echo in a non-uniform magnetic field // *Український фізичний журнал*. 1997, т.42, №8, с.974-982.
9. А.А. Водяницкий, Н.С. Ерохин, С.С. Моисеев. О влиянии кинетических эффектов на распространение волн в плазме // *ЖЭТФ*. 1971, т.61, с.629-641.
10. А.В. Звонков, Г.Н. Чулков. Кинетические эффекты при электронном циклотронном резонансе в неоднородном магнитном поле // *ЖЭТФ*. 1983, т.84, с.60-70.
11. S.V. Kasilov, Yu.N. Ledovskoj, V.E. Moiseenko, V.V. Pilipenko, K.N. Stepanov. Ion Cyclotron Heating of Plasma at Second Harmonic in Mirror Traps // *Physica Scripta*. 1992, v.45, p.373-379.
12. В.Д. Шафранов. Распространение электромагнитного поля в среде с пространственной дисперсией // *ЖЭТФ*. 1958, т.34, в.6, с.1475.

Статья поступила в редакцию 31.05.2010 г.

"TRANSILLUMINATION" OF WAVE'S BARRIERS BECAUSE OF PHASE COHERENCE OF DISTRIBUTIONS OF ELECTRONS IN PLASMA

A.A. Vodyanitskii

It is shown that in plasma with the non-homogeneous magnetic field at kinetic consideration the coherent oscillating distribution of electrons, modulated by a external source before a wave barrier, generates an non-local current. This current excites EM field behind a wave barrier. EM field is maximally in area of phase coherence of distribution of electrons.

ПРОСВІТЛЕННЯ ХВИЛЕВИХ БАР'ЄРІВ УНАСЛІДОК ФАЗОВОЇ КОГЕРЕНТНОСТІ РОЗПОДІЛІВ ЕЛЕКТРОНІВ У ПЛАЗМІ

О.А. Водяницький

Показано, що в плазмі з неоднорідним магнітним полем при кінетичному розгляді когерентний осцилюючий розподіл електронів, що модулюється стороннім джерелом перед хвилевим бар'єром, генерує нелокальний струм. Цей струм порушує ЕМ-поле за хвилевим бар'єром. ЕМ-поле максимально у області фазової когерентності розподілу електронів.