

А. А. Куров, член-корреспондент НАН Украины К. Н. Степанов

Конверсия нижнегибридных колебаний, возбуждаемых модулированным вдоль магнитного поля поперечным током, в геликонном источнике

Досліджено об'ємну конверсію дрібномасштабних нижньогібридних потенційних коливань (гідродинамічної та кінетичної мод), які збуджуються біля поверхні неоднорідного за радіусом плазмового циліндра індуктивним зовнішнім азимутальним поверхневим струмом. Така антена збуджує довгохвильові електромагнітні нижньогібридні хвилі, що призводить до поляризації плазми та збудження за рахунок цього потенційних коливань біля поверхні плазми. Узагальненим методом ВКБ отримано розв'язок рівняння Пуассона, що є системою чотирьох звичайних диференціальних рівнянь першого порядку щодо радіуса, який враховує ефекти скінченного ларморовського радіуса електронів та незначне локальне поглинання коливань за рахунок зіткнень, у разі повільної зміни коефіцієнтів рівняння у поверхневому шарі. Показано сильний вплив на величину конверсії навіть малого локального коефіцієнта загасання.

1. Как известно [1], в геликонных источниках плазмы, в которых плазма создается и поддерживается при помощи вихревых электромагнитных волн — геликонов, возбуждаемых индуктивными сторонними электрическими токами внешних антенн, важную роль играет одновременное возбуждение этими антеннами коротковолновых квазиэлектростатических колебаний (мод Трайвелписа–Гулда) в поверхностном слое плазмы. Эти моды возбуждаются за счет поляризации плазмы электрическим полем длинноволновых геликонов вблизи границы плазма — вакуум.

Вблизи гибридных частот показатель преломления в холодной плазме в отсутствие столкновений имеет особенность. Эта особенность устраняется при учете столкновений и эффектов пространственной дисперсии плазмы, обусловленной тепловым движением электронов. При частоте волны порядка или близкой к частоте нижнего гибридного резонанса $\omega \gtrsim \omega_{LH} = [|\omega_{ce}|\omega_{ci}/(1 + \omega_{ce}^2/\omega_{pe}^2)]^{1/2}$ дисперсия электромагнитных возмущений геликонов определяется и ионами, в этом случае геликоны называют нижнегибридными волнами. Если частота длинноволновой электромагнитной нижнегибридной волны близка к частоте нижнего гибридного резонанса в неоднородной по радиусу плазме, то возможна поверхностная конверсия этой волны в квазипотенциальные нижнегибридные волны. Если длина волны квазипотенциальных волн велика по сравнению с ларморовским радиусом электронов, то при учете конечности ларморовского радиуса возможна взаимная конверсия двух потенциальных нижнегибридных волн в области $r = r_c$, где их радиальные волновые векторы совпадают, расположенной в узком поверхностном слое плазмы $\Delta r = r_p - r_c \ll r_p$ (r_p — радиус плазменного цилиндра). Одну из этих волн с большим волновым числом назовем кинетической модой, а другую — гидродинамической, поскольку при удалении от точки конверсии волновое число последней не зависит от ларморовского радиуса.

В настоящей работе исследуется объемная конверсия таких потенциальных колебаний, возбуждаемых с поверхности плазменного цилиндра сторонним азимутальным током

с плотностью $\mathbf{j}_0 = j_0 \exp(ik_{\parallel}z - i\omega t)\delta(r - r_a)\mathbf{e}_\varphi$. Такая антенна возбуждает длинноволновые электромагнитные нижнегибридные волны либо вынужденные колебания плазменного цилиндра и потенциальные коротковолновые нижнегибридные колебания в поверхностной области. Будем предполагать, что последние затухают на малом расстоянии от поверхности плазмы в области нераспространения $r < r_c$ либо за счет столкновений. Поэтому будем считать поле длинноволновой электромагнитной волны постоянным в этой приповерхностной области.

2. Поле потенциальных колебаний удовлетворяет уравнениям Максвелла

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = ik_{\parallel}E_x, \quad \frac{\partial E_x}{\partial x} + ik_{\parallel}E_z = \frac{4\pi}{i\omega} \left(\frac{\partial j_x}{\partial x} + ik_{\parallel}j_z \right), \quad (1)$$

где $x = r$, j_x и j_z — плотности тока в плазме. Будем предполагать, что нижнегибридные колебания имеют фазовую скорость вдоль магнитного поля ω/k_{\parallel} , много большую тепловой скорости электронов $V_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$, что электроны имеют малый ларморовский радиус $|k_r| = |d \ln E/dx| \ll 1/\rho_L$, $\rho_L = V_{Te}/|\omega_{ce}|$ и что волны распространяются почти поперек магнитного поля, $k_{\parallel} \ll k_r$. Действием магнитного поля на ионы пренебрегаем, так как $\omega \gg \omega_{ci}$ и фазовая скорость велика по сравнению с тепловой скоростью ионов $\omega/k_r \gg V_{Ti}$, температура ионов считается малой по сравнению с температурой электронов. В этом случае плотности тока в плазме, которые находятся с использованием решения линеаризованного кинетического уравнения с интегралом столкновений для электронов, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{4\pi j_x}{i\omega} &= \left[\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \left(1 + i\frac{\nu_e}{\omega} \right) \right] E_x - \left(1 + i\frac{\nu_e}{\omega} \right) \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{3}{4} \frac{\omega_{pe}^2 V_{Te}^2}{\omega_{ce}^4} \frac{\partial E_x}{\partial x} \right], \\ \frac{4\pi j_z}{i\omega} &= \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_e)} E_z, \end{aligned} \quad (2)$$

где ν_e — частота электрон-ионных и электрон-нейтральных столкновений. Пренебрегая членами порядка E/r по сравнению с $\partial E/\partial r$ в уравнениях Максвелла, т. е. фактически сводим исследуемую задачу к плоской, и используя выражения (2) для j_x и j_z , получим из (1) систему четырех уравнений первого порядка для функций $y_i(x)$, $i = 1, 2, 3, 4$,

$$\frac{dy}{dx} = ik_{\parallel} \mathbf{A} \mathbf{y}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} y_1 &= \frac{1}{ik_{\parallel}} \frac{\partial y_4}{\partial x} - \left[1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \left(1 + i\frac{\nu_e}{\omega} \right) \right] y_2, \\ y_2 &= E_x, \quad y_3 = E_z, \\ y_4 &= -ik_{\parallel} \left(1 + i\frac{\nu_e}{\omega} \right) \frac{3}{4} \frac{\omega_{pe}^2 V_{Te}^2}{\omega_{ce}^4} \frac{\partial y_2}{\partial x}. \end{aligned} \quad (4)$$

Матрица \mathbf{A} в системе уравнений (3) имеет вид

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & a_{13} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a_{24} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & a_{42} & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где

$$a_{13} = -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_e)}, \quad a_{24} = \frac{4}{3} \frac{\omega}{\omega + i\nu_e} \frac{\omega_{ce}^4}{k_{\parallel}^2 V_{Te}^2 \omega_{pe}^2}, \quad a_{42} = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \left(1 + i \frac{\nu_e}{\omega}\right). \quad (6)$$

Матрица \mathbf{A} обладает свойством

$$(\mathbf{JA})^T = \mathbf{JA}, \quad (7)$$

где

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

т. е. система уравнений (3) каноническая [2].

Собственные значения λ_i матрицы \mathbf{A} (локальные значения радиального волнового числа $k_{ri} = k_{\parallel} \lambda_i$) находятся из уравнения

$$\det(\mathbf{A} - \lambda \mathbf{I}) = \lambda^4 - a_{24} a_{42} \lambda^2 - a_{13} a_{24} = 0, \quad (9)$$

отсюда получим, что

$$\lambda_{1,2}^2 = \frac{2}{3} \frac{\omega_{ce}^2}{k_{\parallel}^2 V_{Te}^2} \left[1 + \frac{\omega}{\omega + i\nu_e} \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{|\omega_{ce} \omega_{ci}|}{\omega(\omega + i\nu_e)} \pm \sqrt{\left(1 + \frac{\omega}{\omega + i\nu_e} \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{|\omega_{ce} \omega_{ci}|}{\omega(\omega + i\nu_e)} \right)^2 - \frac{3k_{\parallel}^2 V_{Te}^2}{(\omega + i\nu_e)^2}} \right] \quad (10)$$

(мы положили $\lambda_3 = -\lambda_1$, $\lambda_4 = -\lambda_2$). Выражение для λ_1^2 в (10) определяет квадрат комплексного радиального волнового числа квазиэлектростатической кинетической моды (верхний знак), а λ_2^2 — квадрат волнового числа гидродинамической моды (нижний знак).

В точке конверсии $r = z_c = x_c + iy_c$, где $\lambda_1(z_c) = \lambda_2(z_c)$, имеем при $\omega > \omega_{LH}$ и $\nu_e/\omega \ll 1$, что положение точки $r = x_c$ и величина y_c определяются выражениями

$$1 + \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pe}^2(x_c)} - \frac{\omega_{ce} \omega_{ci}}{\omega^2} = \frac{\sqrt{3} k_{\parallel} V_{Te}(x_c)}{\omega}, \quad (11)$$

$$y_c = 2 \frac{\nu}{\omega} \left[\frac{\sqrt{3} k_{\parallel} V_{Te}(x_c)}{\omega} \frac{T'(x_c)}{T(x_c)} + 2 \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pe}^2(x_c)} \frac{n'(x_c)}{n(x_c)} \right]^{-1}, \quad (12)$$

$y_c < 0$ при $n'(x_c) < 0$ и $T'(x_c) < 0$.

Вдали от точки конверсии слагаемое $3k_{\parallel}^2 V_{Te}^2 / (\omega + i\nu_e)^2$ мало, λ_1^2 и λ_2^2 равны

$$\lambda_1^2 = \frac{4}{3} \frac{\omega_{ce}^2}{k_{\parallel}^2 V_{Te}^2} \left(1 + \frac{\omega}{\omega + i\nu_e} \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{|\omega_{ce} \omega_{ci}|}{\omega(\omega + i\nu_e)} \right), \quad (13)$$

$$\lambda_2^2 = \frac{\omega_{ce}^2}{(\omega + i\nu_e)^2} \left(1 + \frac{\omega}{\omega + i\nu_e} \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{|\omega_{ce}\omega_{ci}|}{\omega(\omega + i\nu_e)} \right)^{-1}. \quad (14)$$

Решение канонической системы четырех уравнений в случае медленной зависимости коэффициентов матрицы \mathbf{A} от радиуса обобщенным методом ВКБ, учитывающим объемную конверсию геликона в квазиэлектростатическую гидродинамическую волну в окрестности $r = z_c$ при r , не близких к нулю, было получено в работе [3] с использованием метода асимптотического решения систем обыкновенных дифференциальных уравнений [2]. Предполагая, что в рассматриваемом в настоящей работе случае взаимной конверсии гидродинамической и кинетической мод коэффициенты a_{13} , a_{24} и a_{42} матрицы \mathbf{A} медленно изменяются в поверхностном слое, и, используя результаты работы [3], представим решение уравнения (3) в виде

$$\mathbf{y} = C_1 \mathbf{z}_1 + C_2 \mathbf{z}_2, \quad (15)$$

$$\mathbf{z}_1 = e^{i\zeta} (\nu_1 w_1 \mathbf{e}_1 + \nu_2 w_2 \mathbf{e}_2), \quad (16)$$

$$\mathbf{z}_2 = e^{-i\zeta} (\nu_1 w_2 \mathbf{e}_3 + \nu_2 w_1 \mathbf{e}_4), \quad (17)$$

где собственные векторы-столбцы \mathbf{e}_i определяются из уравнений

$$\mathbf{A} \mathbf{e}_i = \lambda_i \mathbf{e}_i. \quad (18)$$

Решения этих уравнений имеют вид

$$\mathbf{e}_i = \begin{pmatrix} \frac{a_{13}}{\lambda_i} & \lambda_i & 1 & \frac{\lambda_i^2}{a_{24}} \end{pmatrix}^T \quad (19)$$

и обладают свойствами

$$\mathbf{e}_3^T \mathbf{J} \mathbf{e}'_1 + \mathbf{e}_1^T \mathbf{J} \mathbf{e}'_3 = 0, \quad \mathbf{e}_4^T \mathbf{J} \mathbf{e}'_2 + \mathbf{e}_2^T \mathbf{J} \mathbf{e}'_4 = 0. \quad (20)$$

Величины ν_i и ζ , входящие в (16), (17), равны

$$\nu_i = \sqrt{\frac{a_{24}}{4\lambda_i \lambda_0}}, \quad (21)$$

$$\zeta = k_{\parallel} \int_{r_p}^x \lambda_0(x') dx', \quad (22)$$

где $\lambda_0 = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$. Величины $w_{1,2}$ при $y_c < 0$ равны

$$w_{1,2}(x) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{-\xi'}} \left[v(\xi) \pm i \frac{v'(\xi)}{\sqrt{-\xi}} \right], & x \geq x_c, \\ \frac{1}{\sqrt{-\xi'}} \left[v(\xi) \pm \frac{v'(\xi)}{\sqrt{\xi}} \right], & x < x_c, \end{cases} \quad (23)$$

где 1 соответствует верхний знак, а 2 — нижний; $v(\xi) = \sqrt{\pi} \text{Ai}(\xi)$ — функция Эйри,

$$\xi(x) = \begin{cases} - \left[\frac{3}{2} k_{\parallel} \int^x \Delta \lambda(x') dx' \right]^{2/3}, & x \geq x_c, \\ \left[\frac{3}{2} k_{\parallel} \int_x^{z_c} \sqrt{-(\Delta \lambda(x'))^2} dx' \right]^{2/3}, & x < x_c. \end{cases} \quad (24)$$

Здесь $\Delta\lambda = (\lambda_1 - \lambda_2)/2$. Для квазиэлектростатических полей E_r и E_z с помощью формул (15) получим

$$E_x = \sqrt{\frac{a_{24}}{4\lambda_0}} \left[C_1 e^{i\zeta} \left(\sqrt{\lambda_1} w_1 + \sqrt{\lambda_2} w_2 \right) - C_2 e^{-i\zeta} \left(\sqrt{\lambda_1} w_2 + \sqrt{\lambda_2} w_1 \right) \right], \quad (25)$$

$$E_z = \sqrt{\frac{a_{24}}{4\lambda_0}} \left[C_1 e^{i\zeta} \left(\frac{w_1}{\sqrt{\lambda_1}} + \frac{w_2}{\sqrt{\lambda_2}} \right) + C_2 e^{-i\zeta} \left(\frac{w_2}{\sqrt{\lambda_1}} + \frac{w_1}{\sqrt{\lambda_2}} \right) \right]. \quad (26)$$

В выражениях (25), (26) второе слагаемое, пропорциональное $C_1 w_2$, представляет собой гидродинамическую волну, которая бежит к поверхности плазмы, а групповая скорость и поток энергии в этой волне направлены от поверхности к точке конверсии. Слагаемое, пропорциональное $C_1 w_1$, представляет собой кинетическую моду, образовавшуюся в результате объемной конверсии в области $r \approx x_c$, а фазовая и групповая скорости этой моды направлены в одну сторону, к поверхности плазмы. Слагаемое, пропорциональное $C_2 w_2$, представляет собой при удалении от области конверсии кинетическую волну с фазовой и групповой скоростью, направленными от поверхности к центру плазмы, а член, пропорциональный $C_2 w_1$, представляет собой гидродинамическую волну, фазовая скорость которой направлена от поверхности плазмы, а групповая скорость и поток энергии — к поверхности.

3. Рассмотрим случай, когда $\omega_c^2 \ll \omega_p^2$ и достаточно большого затухания этих волн за счет столкновений так, что в этом случае гидродинамическая волна, возбужденная за счет поверхностной конверсии нижнегибридной волной, подходит к области конверсии с достаточно малой амплитудой. Коэффициенты C_1 и C_2 определим из условия равенства электрической индукции D_r при $r = r_p - 0$ полю E_r в вакууме [4]

$$D_r = \left[\varepsilon_1 - \left(1 + i \frac{\nu_e}{\omega} \right) \frac{3 k_r^2 V_{Te}^2 \omega_{pe}^2}{4 \omega_{ce}^4} \right] E_r + i \varepsilon_2 E_\varphi, \quad (27)$$

где $\varepsilon_1 = 1 + (1 + i\nu_e/\omega)\omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2 - \omega_{pi}^2/\omega^2$ и $\varepsilon_2 = -\omega_{pe}^2/(\omega|\omega_{ce}|)$. Так как поле E_φ электростатической волны равно нулю, то в (27) мы положим E_φ , равным длинноволновому электромагнитному полю нижнегибридной волны E_φ^{LH} . Для поля E_{r1} кинетической электростатической волны вдали от точки конверсии, согласно (13), ε_1 близко к $\delta\varepsilon_1 \equiv (1 + i\nu_e/\omega)3k_{r1}^2 V_{Te}^2 \omega_{pe}^2 / (4\omega_{ce}^4)$, в то время как для гидродинамической волны E_{r2} , согласно (14), ε_1 в этом случае велико по сравнению с $\delta\varepsilon_1$. Поэтому условие сшивки D_r при учете, что в области вакуума E_r значительно меньше, чем $\varepsilon_1(r_p)E_r(r_p - 0)$, получим, что

$$E_{r2}(r_p - 0) = -i \frac{\varepsilon_2(r_p)}{\varepsilon_1(r_p)} E_\varphi^{LH}. \quad (28)$$

Поэтому мы можем пренебречь поверхностным возбуждением кинетической моды и положить $C_2 = 0$, тогда

$$C_1 = -i \frac{\varepsilon_2(r_p)}{\varepsilon_1(r_p)} \sqrt{\frac{4\lambda_0(r_p)}{a_{24}(r_p)\lambda_2(r_p)}} \frac{E_\varphi^{LH}}{w_2(r_p)}. \quad (29)$$

В этом случае E_r и E_z определяются формулами (25), (26), соответственно, и (29).

При $x \approx z_c$ выражения (10) и (24) можно представить в виде

$$\lambda_{1,2}(x) = \lambda_{1,2}(z_c) \left(1 \pm \sqrt{\frac{x - z_c}{a}} \right), \quad \xi(x) = -(\lambda_{1,2}(z_c) k_{\parallel} a)^{2/3} \frac{x - z_c}{a}, \quad (30)$$

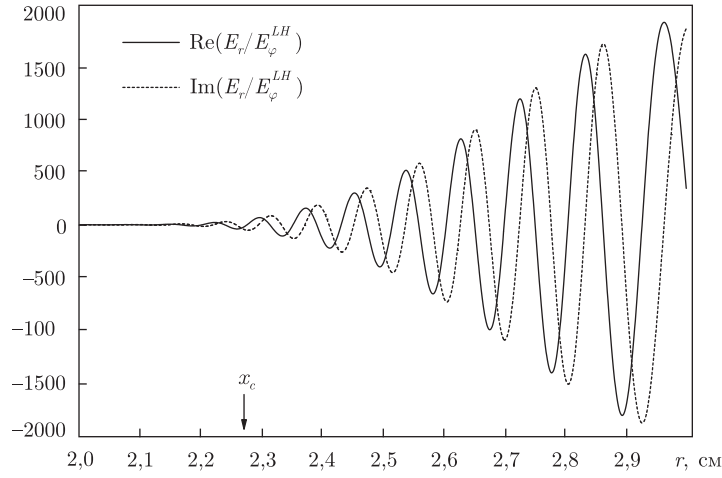


Рис. 1

где

$$\frac{1}{a} = -\frac{T'(z_c)}{4T(z_c)} - \frac{\omega}{2\sqrt{3}V_{Te}(z_c)} \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pe}^2(z_c)} \frac{n'(z_c)}{n(z_c)}, \quad (31)$$

$$\lambda_{1,2}^2(z_c) = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\omega_{ce}^2}{(\omega + i\nu)k_{\parallel}V_{Te}(z_c)}. \quad (32)$$

Конверсия происходит в области $\text{Re}(-\xi) \lesssim 1$. Если в этой области $x - x_c \ll |y_c|$ (затухание достаточно велико), то отношение амплитуды конвертированной кинетической волны к амплитуде гидродинамической волны t_c , т. е. коэффициент конверсии, равно

$$t_c = \left| \frac{w_1}{w_2} \right| \approx e^{-2\delta}, \quad \delta = \frac{2}{3} \text{Im}(-\xi)^{3/2} = \frac{2}{3} k_{\parallel} |y_c|^{3/2} \text{Im} \frac{(i-1)\lambda_{1,2}(z_c)}{\sqrt{2a}}. \quad (33)$$

Если же ν_e/ω достаточно мало, $x - x_c \gg |y_c|$ при $\text{Re}(-\xi) \lesssim 1$, то

$$\delta \sim k_{\parallel} |y_c| \text{Re}(\lambda_{1,2}(z_c)) \sqrt{\frac{x - x_c}{a}} \sim \frac{|y_c|}{a} (k_{\parallel} a)^{2/3} \text{Re}(\lambda_{1,2}(z_c))^{2/3}. \quad (34)$$

Если на поверхности антенна возбуждает и кинетическую моду, то коэффициент конверсии кинетической моды в гидродинамическую определяется этими же формулами (33), (34).

4. Приведем в качестве примера численные результаты поведения параметров для источника (аргон) с параметрами $B_0 = 2$ кГц, $n(r)$ убывает параболически от $n(0) = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ до $n(r_p) = 0,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при $r_p = 3$ см, $T_e(r) = T_m = 15$ эВ при $r < 1,5$ см, при $r > 1,5$ см $T_e(r)$ убывает линейно до $T_e(r_p) = 5$ эВ, $\nu_e = 3,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $\omega = 1,39 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $k_{\parallel} = 0,13 \text{ см}^{-1}$. Для этих параметров численные расчеты показали, что $\omega_{LH} = 1,25 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $\omega_{ce}^2/\omega_{pe}^2 \approx 0,083$ в точке конверсии $x_c = 2,27$ см, $y_c = -0,16$ см, $r_p - x_c = 0,73$ см, $\text{Re}(-\xi) = 1$ при $r_1 = 2,32$ см, ширина области конверсии $\Delta r = r_1 - x_c = 0,05$ см, $a \approx 1,4 + 0,17i$. В этом случае существенно влияние на конверсию как падения плотности, так и температуры.

Из рис. 1, 2 следует, что в рассматриваемом случае эффект конверсии гидродинамической моды в кинетическую очень мал $t_c = 4 \cdot 10^{-3}$ (получено с использованием (33), так как

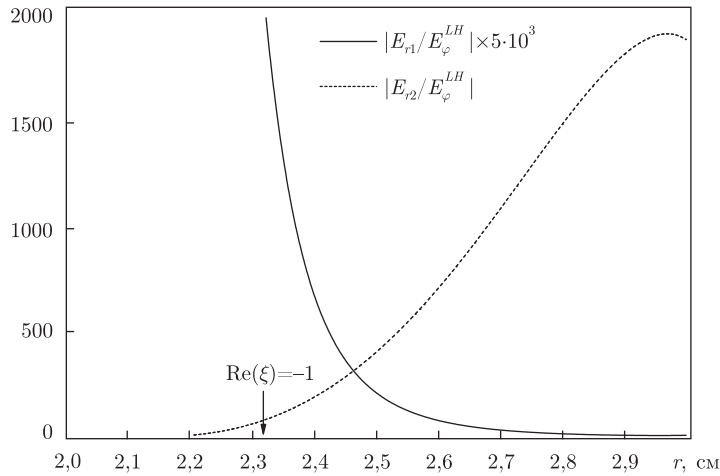


Рис. 2

в этом случае $\Delta r < |y_c|$). По этой причине амплитуда кинетической моды не видна на рис. 1, но видно, как распространяется и затухает за счет столкновений гидродинамическая мода, которая в области конверсии уменьшилась в 40 раз по сравнению со значением на границе плазмы. Только малая часть этой моды $t_c \sim 4 \cdot 10^{-3}$ конвертировалась в кинетическую моду, энергия которой идет к поверхности источника. По-видимому, в области конверсии $\Delta r = 0,05$ см, где обе моды практически одинаковы, сильно поглощаются и к поверхности плазмы выходит их малая часть.

Очевидно, что эффект конверсии будет значителен для очень малых отношений ν_e/ω , когда конвертированная волна может дойти до поверхности плазмы и отразиться от ее поверхности, но в этом случае может быть существенно и возбуждение кинетической моды на поверхности плазмы $r = r_p - 0$, для этого необходимо решение кинетического уравнения на расстоянии от границы порядка нескольких ларморовских радиусов электрона. Следовательно, нужно уменьшить частоту столкновений в 100–1000 раз по сравнению с приведенными выше значениями.

На рис. 2 показано на основе асимптотик функций $w_{1,2}$ при $\text{Re}(-\xi) \gg 1$ поведение амплитуд нормированных на E_{φ}^{LH} гидродинамической и кинетической мод в зависимости от радиуса от точки, где $\text{Re}(-\xi) \sim 1$, до $r = r_p$. Из этих графиков следует, что амплитуда гидродинамической волны убывает в 40 раз за счет столкновений, в то время как амплитуда кинетической моды убывает при увеличении радиуса от точки конверсии до границы в 300 раз.

1. Шамрай К. П. Коллективные механизмы поглощения ВЧ-мощности в геликонных источниках плазмы // Физика плазмы. – 1999. – **25**, № 11. – С. 934–940.
2. Федорюк М. В. Асимптотические методы для линейных обыкновенных дифференциальных уравнений. – Москва: Наука, 1983. – 352 с.
3. Куров А. А., Степанов К. Н. Возбуждение мелкомасштабных электромагнитных волн в неоднородном плазменном цилиндре в аксиальном магнитном поле // Доп. НАН України. – 2005. – № 12. – С. 83–90.
4. Shamrai K. P., Taranov V. B. Resonance wave discharge and collisional energy absorption in helicon plasma source // Plasma Phys. Control Fusion. – 1994. – **36**, No 11. – P. 1719–1735.

Институт физики плазмы ННЦ
“Харьковский физико-технический институт”

Поступило в редакцию 21.01.2010

Conversion of lower hybrid oscillations generated by a transverse current modulated along the magnetic field in a helicon source

We studied the mutual volume conversion of small-scale lower hybrid electrostatic oscillations (hydrodynamic and kinetic modes) generated near the surface of a plasma cylinder non-uniform in radius by an inductive external azimuthal surface current. Such an antenna generates long-wave electromagnetic lower hybrid waves giving rise to a plasma polarization and resulting in the excitation of electrostatic waves near the plasma surface. Application of the generalized WKB technique furnishes the solution of Poisson's equation which is a system of four ordinary differential equations of the first-order in the radius. It involves the finite Larmor radius effects for electrons and a small local collisional absorption of oscillations for a slow variation of coefficients of the equation within the surface layer. Even a small local damping rate is shown to affect the conversion degree strongly.