

Низкопороговые абсолютные параметрические распадные неустойчивости в экспериментах по электронному циклотронному нагреву в токамаках

Е. З. Гусаков¹⁾, А. Ю. Попов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 26 мая 2011 г.

После переработки 28 июня 2011 г

В работе анализируются экспериментальные условия, приводящие к возбуждению абсолютных параметрических распадных неустойчивостей при электронном циклотронном нагреве плазмы на второй гармонике резонанса в токамаках. Показано, что в случае немоного радиального профиля плотности плазмы при прохождении греющего пучка вблизи от экваториальной плоскости установки может происходить параметрическое возбуждение резонансов ионных Бернштейнских волн, сопровождающееся генерацией рассеянного назад СВЧ-излучения. Порог раскачиваемой при этом абсолютной неустойчивости определяется диссипацией ионной берштейновской волны и может составлять значения, превышаемые в современных экспериментах по электронному циклотронному нагреву плазмы в токамаках.

Введение. Электронный циклотронный (ЭЦ) нагрев плазмы хорошо зарекомендовал себя в экспериментах на стеллараторах и токамаках как эффективный метод локального дополнительного нагрева электронной компоненты плазмы. Для него созданы эффективные генераторы – гиротроны, которые позволяют возбуждать пучки ЭЦ-волн с мощностью от 100 кВт до 1 МВт. В токамаке-реакторе ITER ЭЦ-нагрев планируется для контроля и подавления неоклассической тиринг-моды. Согласно современным представлениям распространение ЭЦ-волн и их поглощение в плазме хорошо описываются в рамках линейной теории и являются детально предсказуемыми. Теоретический анализ таких нелинейных явлений, как параметрические распадные неустойчивости ЭЦ-волн при монотонных профилях плотности плазмы, предсказывает крайне высокий порог их возникновения (более 1 ГВт), что существенно (на несколько порядков) превышает мощность гиротронов [1, 2]. Причиной столь высокого порога параметрической неустойчивости служат большие конвективные потери дочерних волн из области параметрического распада как в направлении магнитного поля, так и в направлении неоднородности плазмы. Однако, как было показано в [3, 4], ситуация кардинально меняется при наличии в разряде магнитного острова, удерживающие свойства которого приводят к формированию в нем максимума плотности плазмы [5]. В этом случае имеет место значительное (на 4 порядка величины) снижение порога параметри-

ческой распадной неустойчивости индуцированного рассеяния назад ЭЦ-волны необыкновенной поляризации, сопровождаемой генерацией отраженной назад и смещенной вниз по частоте необыкновенной волны и низкочастотной ионной берштейновской (ИБ) волны в диапазоне ионной плазменной частоты [3, 4]. Причиной столь драматического снижения порога конвективной неустойчивости служит подавление конвективного выноса энергии одной из дочерних волн, а именно ИБ-волны, в радиальном направлении из-за немоного профиля плотности плазмы в магнитном острове [3] и в полоидальном направлении из-за полоидальной неоднородности модуля магнитного поля [4]. В результате формирования двумерного плазменного волновода для ИБ-волны возбуждается неустойчивость, насыщаемая медленным выносом ИБ-волны в третьем направлении и носящая конвективный характер. Следует отметить, что немоность профиля плотности плазмы может быть вызвана и другими причинами, связанными с особенностями удержания или локализацией источника ионизации, например при инъекции пучка нейтральных атомов или макрочастиц. В частности, существенным обстоятельством, способствующим созданию “провальных” профилей плотности плазмы, является сам мощный ЭЦ-нагрев, приводящий к аномальному конвективному выносу плазмы в результате так называемого electron-pump-out эффекта [6]. При наличии провального профиля плотности в токамаке в отсутствие магнитного острова двумерный плазменный ИБ-волновод превращается в резонатор в силу аксиальной симметрии системы. Если при этом ЭЦ-

¹⁾ e-mail: evgeniy.gusakov@mail.ioffe.ru

волна накачки пересекает магнитную поверхность, соответствующую локальному максимуму плотности, в окрестности точки, соответствующей минимуму модуля магнитного поля, то возможно параметрическое возбуждение этого резонатора и развитие абсолютной неустойчивости, экспоненциально нарастающей во времени и насыщающейся не из-за конвективного выноса энергии, а за счет нелинейных эффектов. В настоящей работе рассмотрены условия, при которых возможно возбуждение абсолютной параметрической распадной неустойчивости ЭЦ-волны необыкновенной поляризации, сопровождающееся аномальным отражением ЭЦ-волны и генерацией низкочастотной ИБ-волны в диапазоне ионной плазменной частоты. Проанализирован описанный выше механизм ее возбуждения. Получены выражения для ее инкремента и порога возбуждения.

Уравнения для амплитуд волн, участвующих в распаде. Введем систему координат $(\rho, \vartheta, \varphi)$, где ρ – радиус магнитной поверхности, ϑ и φ – полоидальный и тороидальный углы, соответственно. Рассмотрим немонотонный профиль плотности плазмы: $n = n_0(\rho/a) \{1 + \delta \exp[-(\rho - \rho_m)^2/l_\rho^2]\}$, где δ – параметр, характеризующий степень немонотонности, a – малый радиус установки и l_ρ – размер локального максимума, причем $l_\rho \ll a$. Пусть ЭЦ-волна необыкновенной поляризации возбуждается внешней антенной и распространяется в радиальном направлении. С целью упрощения анализа, но без потери общности предположим, что частота ЭЦ-волны накачки больше электронной плазменной частоты и электронной циклотронной частоты, так что $\omega_i^2 \gg \omega_{pe}^2, \omega_{ce}^2$, как это обычно и бывает при ЭЦ-нагреве на второй гармонике циклотронной частоты. Это позволяет нам пренебречь координатной зависимостью волновых векторов высокочастотных волн $k_{i\rho}$ и $k_{s\rho}$ и представить пучок ЭЦ-волны накачки, распространяющийся от антенны внутрь плазмы почти поперек магнитного поля и пересекающий поверхность локального максимума плотности в окрестности точки $(\rho_m, \vartheta_0, 0)$, в виде $E_{i\vartheta} = a_i/2 \exp[ik_{i\rho}r - i\omega_i t - (y^2 + z^2)/(2w^2)] + \text{с.с.}$, где $a_i = \sqrt{8\pi P_i/(\pi w^2 c)}$ – амплитуда, P_i – мощность накачки, $r = \rho - \rho_m$, $y = \rho_m(\vartheta - \vartheta_0)$, $z = R_0\varphi$, w – радиус пучка, R_0 – большой радиус. Электрическое поле рассеянной волны на частоте ω_s в окрестности точки $(\rho_m, \vartheta_0, 0)$ в пренебрежении эффектами выноса в полоидальном и тороидальном направлениях описывается уравнением

$$\frac{\partial^2 E_{s\vartheta}}{\partial r^2} + k_{s\rho}^2 E_{s\vartheta} = i \frac{4\pi\omega_s}{c^2} j_{s\vartheta}, \quad (1)$$

где $j_{s\vartheta} = e\delta n_\Omega u_{i\vartheta}$, δn_Ω – возмущение электронной плотности, вызванное низкочастотной ($\Omega = \omega_i - \omega_s \ll \omega_i$) ИБ-волной, $u_{i\vartheta}$ – скорость осцилляций электрона в электрическом поле волны накачки. Поскольку ИБ-волна является потенциальной, $\mathbf{E} = -\nabla\phi \exp(-i\Omega t)$, выражение для $j_{s\vartheta}$ можно представить в виде

$$j_{s\vartheta} \simeq -\frac{e}{4\pi m_e \omega_s} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} E_{i\vartheta}. \quad (2)$$

Вынужденное нелинейным током (2) решение уравнения (1) ищем в виде $E_{s\vartheta} = a_s(\mathbf{r})/2 \exp(-ik_{s\rho}r - i\omega_s t) + \text{с.с.}$, где $\mathbf{r} = (r, y, z)$, a_s – амплитуда, медленно меняющаяся в области параметрического распада из-за нелинейного взаимодействия и являющаяся решением укороченного уравнения

$$\frac{\partial a_s}{\partial r} = -\frac{4\pi\omega_s}{k_{s\rho}c^2} j_{s\vartheta} [\phi, E_{i\vartheta}] \exp(ik_{s\rho}r + i\omega_s t). \quad (3)$$

При интегрировании этого уравнения мы будем считать зависимость решения от поперечных координат y и z заданной правой частью уравнения, что справедливо в ближней зоне источника. Потенциал низкочастотной дочерней ИБ-волны ϕ описывается интегральным уравнением Пуассона:

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{r}' D(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \phi(\mathbf{r}') = 4\pi\rho_\Omega(\mathbf{r}). \quad (4)$$

В слабо неоднородной плазме ядро интегрального оператора $D(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ зависит преимущественно от разностного аргумента $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$, а зависимость от аргумента $(\mathbf{r} + \mathbf{r}')/2$, связанная с неоднородностью среды, является более слабой. В этом случае его можно представить в виде $D(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = (2\pi)^{-3} \int_{-\infty}^{\infty} D[\mathbf{q}, (\mathbf{r} + \mathbf{r}')/2] \exp[i\mathbf{q}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')] d\mathbf{q}$, где $D[\mathbf{q}, (\mathbf{r} + \mathbf{r}')/2]$ – дисперсионная функция однородной плазмы, определенная при заданной координате. Отметим, что $D(\mathbf{q}, \mathbf{r})$ состоит из действительной части [7]:

$$D' = q_\perp^2 \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \right) - q_\parallel^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega^2} + \frac{2\omega_{pi}^2}{v_{ti}^2} \times \\ \times \left[1 - X \left(\frac{\Omega}{q_\perp v_{ti}} \right) - \cot \left(\pi \frac{\Omega}{\omega_{ci}} \right) Y \left(\frac{\Omega}{q_\perp v_{ti}} \right) \right],$$

где $q_\perp = |\mathbf{q} \times \mathbf{b}|$, $q_\parallel = \mathbf{q} \cdot \mathbf{b}$, $\mathbf{b} = \mathbf{B}/|B|$ и $X + iY = \xi/\sqrt{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-t^2)/(\xi - t) dt$, и мнимой части:

$$D'' = q_{\perp}^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \frac{\nu_{ei}}{\Omega} + \frac{2\omega_{pe}^2}{v_{te}^2} \frac{\sqrt{\pi}\Omega}{|q_{\parallel}|v_{te}} \exp\left(-\frac{\Omega^2}{q_{\parallel}^2 v_{te}^2}\right) +$$

$$+ \frac{2\pi\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}v_{ti}^2} Y\left(\frac{\Omega}{q_{\perp}v_{ti}}\right) \sec^2\left(\frac{\pi\Omega}{\omega_{ci}}\right) \nu_{ii}\left(\frac{\Omega}{q_{\perp}v_{ti}}\right) +$$

$$+ \frac{2\omega_{pi}^2}{\sqrt{\pi}v_{ti}^2} Y\left(\frac{\Omega}{q_{\perp}v_{ti}}\right) \frac{\omega_{ci}}{|q_{\parallel}|v_{ti}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(\Omega - m\omega_{ci})^2}{q_{\parallel}^2 v_{ti}^2}\right],$$

где первый член описывает столкновительное затухание, второй – затухание Ландау на электронах, третий – затухание Ландау на ионах, которое не обнуляется полностью при учете сдвоя фазы циклотронного вращения резонансных частиц из-за ионных столкновений, а четвертый – циклотронное затухание ИБ-волны на высоких гармониках резонанса. Плотность заряда ρ_{Ω} в уравнении (4) есть результат нелинейного взаимодействия (действия силы Миллера) волны накачки и рассеянной волны:

$$\rho_{\Omega} = \frac{1}{4\pi} \frac{e}{m_e} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2 \omega_i^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(E_{i\vartheta}^* \frac{\partial E_{s\vartheta}}{\partial r} + E_{s\vartheta} \frac{\partial E_{i\vartheta}^*}{\partial r} \right). \quad (5)$$

Упростим интегральный оператор в (4) в окрестности частоты ИБ-волны Ω_0 , волнового вектора $\mathbf{q} = (q_{\rho 0}, 0, 0)$ и координаты $\mathbf{r} = (\rho_0, 0, 0)$, где $\rho_0 = \rho_m + \delta\rho$ и $\delta\rho \ll \omega_{ci}a/\Omega_0$, являющихся решениями системы трех уравнений: $D'|_{\rho_0, q_{\rho 0}} \doteq D'|_0 = 0$, $\partial D'/\partial q_{\rho}|_0 = 0$, $\partial D'/\partial \rho|_0 = 0$. Первое уравнение системы – дисперсионное уравнение ИБ-волны, второе обеспечивает наличие точки поворота дисперсионной кривой ИБ-волны в радиальном направлении, а третье – условие локального максимума дисперсионной функции в радиальном направлении, выполнение которого приводит к появлению двух точек поворота, связывающих “теплую” и “горячую” моды ИБ-волны. В этом случае, как было показано в [3], возможно запираие ИБ-волны в радиальном направлении и подавление соответствующих конвективных потерь. Полоидальная зависимость модуля магнитного поля может обеспечить локализацию ИБ-волны во втором, полоидальном направлении [4]. В результате в окрестности точки поворота ИБ-волны $(q_{\rho 0}, 0, 0)$, максимума дисперсионной функции $(\rho_0, 0, 0)$ в радиальном направлении и минимума магнитного поля в полоидальном направлении система интегродифференциальных уравнений (3) и (4) может быть представлена в виде уравнения в частных производных для амплитуды b низкочастотной волны, $\phi(\mathbf{r}) = b(\mathbf{r})/2 \exp(-iq_{\rho 0}x + i\Omega t) + \text{с.с.}$, с интегральным оператором в правой части

$$\hat{D} \cdot b(\mathbf{r}) = 4\pi\rho_{\Omega} [b] \exp(iq_{\rho 0}x). \quad (6)$$

В (6) мы ввели новые обозначения: $x = r - \delta\rho$,

$$\hat{D} = D_{\Omega} (\Omega - \Omega_0) - D_{qq} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - 2iD_{\rho q} x \frac{\partial}{\partial x} - iD_{\rho q} +$$

$$+ \eta_0 \left(\cos \alpha \frac{\partial}{\partial z} + \sin \alpha \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 + D_{\rho\rho} x^2 - D_{\vartheta\vartheta} y^2 + iD'' ,$$

$$4\pi\rho_{\Omega} [b(x, y, z)] \exp(iq_{\rho 0}x) = -i \frac{q_{\rho 0}^3}{16\pi} \frac{\omega_{pe}^4}{\omega_{ce}^2 \omega_i^2} \frac{a_i^2}{H^2} \times$$

$$\times \exp\left[-\frac{y^2 + z^2}{w^2}\right] \int^x \exp[i\Delta K(x - x')] b(x', y, z) dx' ,$$

$\tan \alpha = B_{\vartheta}/B_{\varphi}|_0$, $\eta_0 = \omega_{pe}^2/\Omega^2|_0$, $D_{\Omega} = \partial D'/\partial \Omega|_0$, $D_{qq} = \partial^2 D'/\partial q_{\rho}^2|_0$, $D_{\rho q} = \partial^2 D'/\partial 2q_{\rho}\partial x|_0$, $D_{\rho\rho} = \partial^2 D'/\partial 2x^2|_0$, $D_{\vartheta\vartheta} = \partial^2 D'/\partial 2y^2|_0$, $\Delta K = q_{\rho 0} - k_{i\rho} - k_{s\rho}$, H – внешнее магнитное поле. При выводе правой части уравнения (6) мы пренебрегли поперечным выносом высокочастотной необыкновенной волны из области распада по сравнению с выносом в радиальном направлении, что справедливо в ближней зоне источника, т.е. при условии $w^2 k_{s\rho} \gg \delta\rho$, выполненном, как правило, с большим запасом (где $\delta\rho$ – характерный размер области распада в радиальном направлении).

Порог и инкремент абсолютной неустойчивости. Считая затухание и параметрическую накачку ИБ-волны слабыми, будем учитывать их, следуя процедуре теории возмущений, описанной в [8]. В пренебрежении затуханием ИБ-волны и нелинейным взаимодействием, т.е. при $D'' = 0$, $\rho_{\Omega} = 0$, решение уравнения (6) может быть записано в виде собственных мод тороидального резонатора:

$$b_{kl n}(x, y, z) = \exp[-i\Psi(y, z, n)] \varphi_k(x) \varphi_l(y),$$

где $\Psi(y, z, n) = D_{\rho q}/(2D_{qq})x^2 - n/R_0(z - y \cot \alpha)$, $\varphi_s(\xi) = H_s(\xi) \exp[-\xi^2/2]$, $s = k, l$, $\xi = x/\delta\rho$, $y/\delta\vartheta$, $H_s(\dots)$ – полиномы Эрмита, $\delta\rho = (L_{\rho}/q_{\rho 0})^{1/2} D_{qq}^{1/4}$, $\delta\vartheta = [\sin|\alpha| \omega_{pe} L_{\vartheta}/(q_{\rho 0} \Omega_0)]^{1/2}$ – размер области локализации ИБ-волны в радиальном и полоидальном направлениях, соответственно, $L_{\rho} = q_{\rho 0} [D_{\rho\rho} - D_{\rho q}^2/D_{qq}]_0^{-1/2}$ и $L_{\vartheta} = q_{\rho 0} [D_{\vartheta\vartheta}]_0^{-1/2}$. Собственная частота волны в таком резонаторе определяется выражением $\Omega_{IB} = \Omega_0 + \delta\Omega_{kl}$, где $\delta\Omega_{kl} = D_{\Omega}^{-1} [D_{qq}^{1/2} \frac{q_{\rho 0}}{L_{\rho}} (2k + 1) - \sin|\alpha| \frac{\omega_{pe}}{\Omega_0} \frac{q_{\rho 0}}{L_{\vartheta}} (2l + 1)]$. В первом приближении Ω_{IB} не зависит от тороидального числа моды n , которое ограничено сверху условием $n \ll q_{\rho 0} R_0 \tan|\alpha|$. В следующем порядке теории возмущений мы можем найти поправки к частоте собственной моды резонатора, связанные с учетом параметрической накачки ИБ-волны и ее затухания. Для ИБ-моды с радиальным и полоидальными числами k и l соответственно получим выражение

$$D_{\Omega}(\Omega - \Omega_0) = -iD''|_0 + i \frac{q_{\rho 0}^3 \delta_{\rho}}{4} \frac{\omega_{pe}^4}{\omega_{ce}^2 \omega_i^2} \frac{|a_i|^2}{H^2} \frac{\sqrt{\pi} w}{2\pi R_0} \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ds}{\sqrt{\pi} 2^l l!} \exp\left[-\frac{\delta_{\vartheta}^2}{w^2} s^2\right] \varphi_l^2(s) \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{dt d\tau}{\sqrt{\pi} \cdot 2^k k!} \times$$

$$\times \exp\left[i\Delta K \delta_{\rho} \tau + i \frac{D_{\rho q} \delta_{\rho}^2}{D_{qq}} t\tau\right] \varphi_k\left(t + \frac{\tau}{2}\right) \varphi_k\left(t - \frac{\tau}{2}\right), \quad (7)$$

которое связывает инкремент (декремент) ИБ-моды $\gamma = i(\Omega - \Omega_0)$ с мощностью волны накачки. В случае раскачки основной моды резонатора ($k = 0, l = 0$):

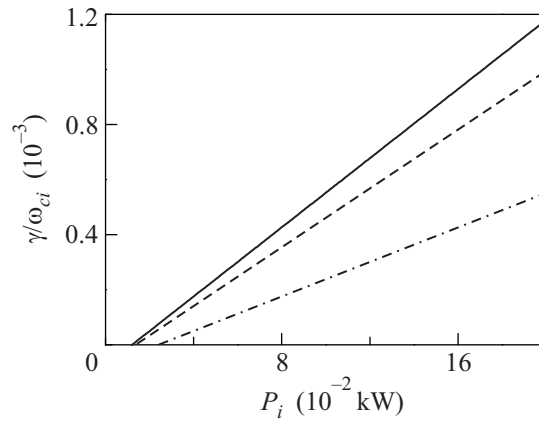
$$\gamma = -\nu_{ib} + D_{\Omega}^{-1} \frac{q_{\rho 0}^3}{8} \frac{\omega_{pe}^4}{\omega_{ce}^2 \omega_i^2} \frac{|a_i|^2}{H^2} \frac{\delta_{\rho}}{R_0} \times \quad (8)$$

$$\frac{w^2}{\sqrt{w^2 + \delta_{\vartheta}^2}} \frac{D_{qq}}{\sqrt{D_{qq}^2 + D_{\rho q}^2 \delta_{\rho}^4}} \exp\left[-\frac{\Delta K^2 \delta_{\rho}^2 D_{qq}^2}{D_{qq}^2 + D_{\rho q}^2 \delta_{\rho}^4}\right],$$

где $\nu_{ib} = D''D_{\Omega}^{-1}|_0$ – декремент затухания ИБ-волны. Используя выражение (8) и полагая $\gamma = 0$, получим порог абсолютной параметрической распадной неустойчивости в виде условия баланса мощности параметрической накачки и потерь дочерних волн:

$$\frac{\gamma_0^2(P_{i0}) D_{qq}}{\sqrt{D_{qq}^2 + D_{\rho q}^2 \delta_{\rho}^4}} \exp\left[-\frac{\Delta K^2 \delta_{\rho}^2 D_{qq}^2}{D_{qq}^2 + D_{\rho q}^2 \delta_{\rho}^4}\right] = \nu_{ib} \nu_{ec} \frac{V_d}{V_{pdi}}, \quad (9)$$

где $\gamma_0(P_i) = [q_{\rho 0}^3 c / (4D_{\Omega})]^{1/2} \omega_{pe}^2 / (\omega_{ce} \omega_i) |a_i| / H$ – максимальный инкремент неустойчивости в теории однородной плазмы в пренебрежении диссипацией дочерних волн, $\nu_{ec}^{-1} = \delta_{\rho} / c$ – характерное время конвективного выноса энергии высокочастотной дочерней волны из области параметрического распада, V_{pdi} / V_d – геометрический фактор, определяемый отношением объемов, в которых происходят нелинейное взаимодействие (V_{pdi}) и существенно затухание ИБ-моды (V_d). Выражение (9) напоминает соответствующее условие теории однородной плазмы [9]. В случае столкновительного затухания указанный фактор, значительно превосходящий единицу, имеет вид: $V_{pdi} / V_d = 2\pi R_0 \sqrt{1 + \delta_{\vartheta}^2 / w^2} / (\sqrt{\pi} w)$. Экспоненциальный фактор в соотношении (9) описывает ослабление параметрической накачки в случае, когда распадное условие выполнено не точно: $\Delta K \neq 0$. Проиллюстрируем выражение (7) для инкремента (декремента) ИБ-моды на примере планируемых в последнее время экспериментов по ЭЦР-нагреву плазмы на второй электронной циклотронной гармонике на токамаке JET. На рисунке приведена зависимость инкремента абсолютной неустойчивости от мощнос-



Зависимость инкремента абсолютной неустойчивости от мощности волны накачки для условий экспериментов на токамаке JET. Сплошная линия – мода $k = 0, l = 0$, штриховая – мода $k = 0, l = 2$, штрих-пунктирная – мода $k = 2, l = 0$

ти волны накачки, полученная для условий эксперимента в крупной установке с параметрами плазмы, близкими к термоядерным ($n = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_D = T_e = 3 \text{ кэВ}$, $H = 23 \text{ кГц}$, $R_0 = 2.96 \text{ м}$, $a = 1.25 \text{ м}$, $b = 2.10 \text{ м}$, $B_{\vartheta} / B_{\varphi} = 0.1$, $f_i = 170 \text{ ГГц}$, $\rho = 3 \text{ см}$, $\delta = 0.1$ и $l_{\rho} = 5 \text{ см}$). Как видно, минимальный порог неустойчивости реализуется для фундаментальной моды $k = 0, l = 0$ и составляет менее 200 кВт. Это значение на 4 порядка величины ниже предсказаний стандартной теории [1, 2], не учитывающей реальных особенностей профиля плотности плазмы. Как правило, оно превосходит в эксперименте. Инкремент неустойчивости невысок, что связано с большой длиной траектории распространения ИБ-волны в тороидальном резонаторе, многократно пересекающей СВЧ-пучок. Вместе с тем порог ее возбуждения на порядок величины ниже порога быстрой конвективной неустойчивости [4], реализующейся при однократном прохождении ИБ-волны в направлении поперек магнитного поля через пучок накачки. Уровень насыщения абсолютной неустойчивости и соответствующий коэффициент аномального отражения греющего СВЧ-излучения определяются нелинейными процессами. Наиболее вероятный “квазилинейный” механизм насыщения, связанный со стохастическим амплитудно-зависимым поглощением ИБ-волны, будет рассмотрен нами в отдельной публикации.

Работа поддержана грантами РФФИ #10-02-00887, 10-02-90003-Бел, NWO-RFBR Centre of Excellence on Fusion Physics and Technology (grant #047.018.002) и грантом поддержки ведущих научных школ #6214.2010.2.

1. M. Porkolab and B. I. Cohen, Nucl. Fusion **28**, 239 (1988).
2. A. G. Litvak, A. M. Sergeev, E. V. Suvorov et al., Phys. Fluids B **5**, 4347 (1993).
3. Е. З. Гусаков, А. Ю. Попов, Письма ЖЭТФ **91**, 924 (2010) [JETP Lett. **91**, 655 (2010)].
4. E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, Phys. Rev. Lett. **105**, 115003 (2010).
5. M. Yu. Kantor, A. J. H. Donne, R. Jaspers et al., Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 055002 (2009).
6. H. Weisen et al., Nucl. Fusion **41**, 1227 (2001).
7. A. D. Piliya and A. N. Saveliev, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 2059 (1994).
8. E. Z. Gusakov and V. I. Fedorov, Plasma Phys. Reports **5**, 827 (1979) [Sov. J. Plasma Phys. **5**, 463 (1979)].
9. В. П. Силин, *Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму*, М.: Наука, 1973.