

О низкопороговом параметрическом механизме аномального поглощения мощности в экспериментах по ЭЦ-нагреву плазмы в тороидальных ловушках

А. Ю. Попов¹⁾, Е. З. Гусаков, А. Н. Савельев

Физико-технический институт им. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 15 мая 2012 г.

После переработки 2 июля 2012 г.

В работе анализируются экспериментальные условия, облегчающие возбуждение параметрических распадных неустойчивостей при электронном циклотронном (ЭЦ) нагреве плазмы на второй гармонике резонанса в токамаках и стеллараторах и в результате делающие возможным аномальное поглощение СВЧ-мощности. Показано, что в случае немонотонного радиального профиля плотности плазмы при прохождении пучка ЭЦ-волн вблизи экваториальной плоскости установки могут происходить параметрическое возбуждение резонансов электронных бернштейнских (ЭБ) волн и генерация ионных бернштейнских (ИБ) волн, распространяющихся из области параметрического распада к ближайшей ионной циклотронной гармонике, где они эффективно взаимодействуют с ионами. Предложенная теоретическая модель может объяснить наблюдаемое при ЭЦ-нагреве в малых и средних тороидальных установках аномальное явление генерации ускоренных ионов.

Введение. Электронный циклотронный (ЭЦ) нагрев плазмы, хорошо зарекомендовавший себя в экспериментах на стеллараторах и токамаках как эффективный метод локального дополнительного нагрева электронной компоненты плазмы, в настоящее время планируется использовать в токамак-реакторе ИТЭР. Для него созданы эффективные генераторы (гиротроны), которые позволяют возбуждать пучки ЭЦ-волн с мощностью от 100 кВт до 1 МВт. Согласно современным представлениям параметрические распадные неустойчивости ЭЦ-волны обыкновенной или необыкновенной поляризации, приводящие к ее аномальному отражению или поглощению, глубоко подавлены в экспериментах по дополнительному нагреву [1–3]. Порог их возбуждения по мощности, как было показано в этих работах для случая монотонного профиля плотности плазмы, существенно превышает уровень 1 МВт, а для отражательной неустойчивости индуцированного рассеяния составляет 1 ГВт. 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. Вследствие этого до недавнего времени считалось, что распространение ЭЦ-волн и их поглощение в плазме хорошо описываются в рамках линейной теории и являются детально предсказуемыми. Однако в последнее время было получено много эксперименталь-

ных данных, свидетельствующих о наличии аномальных явлений, которые сопровождают эксперименты по ЭЦ-нагреву. К ним относится, во-первых, нелокальный электронный перенос, сопровождающий ЭЦ-нагрев плазмы и объясняемый в работе [4] практически мгновенным изменением профиля коэффициентов переноса при подаче СВЧ-мощности. Во-вторых, это эффект аномального рассеяния назад, обнаруженный в экспериментах по нагреву плазмы необыкновенной волной с мощностью 200–600 кВт на второй гармонике ЭЦ-резонанса [5, 6]. Он может быть интерпретирован как результат развития отражательной параметрической распадной неустойчивости. В-третьих, это наблюдение генерации быстрых ионов и нагрева ионной компоненты в условиях экспериментов по ЭЦ-нагреву, когда обмен энергией между электронами и ионами пренебрежимо мал [7, 8]. Следует отметить, что во многих случаях эти явления наблюдались при немонотонном профиле плотности плазмы [5–8], причиной формирования которого служили различные физические механизмы, такие как локализация источника ионизации, особенности удержания плазмы в магнитном острове или “electron-rush-out” эффект, приводящий к аномальному конвективному выносу плазмы из центральной зоны разряда при мощном ЭЦ-нагреве. Как было впервые показано в [9], в случае немонотонного профиля плотности имеет место значительное по сравнению с предсказаниями стандартной теории снижение порога параметрической конвективной неустойчивости индуцирован-

¹⁾ e-mail: a.popov@mail.ioffe.ru

ного рассеяния ЭЦ-волны необыкновенной поляризации, сопровождаемой генерацией отраженной назад и смещенной вниз по частоте необыкновенной волны и низкочастотной ионной бернштейновской (ИБ) волны в диапазоне ионной плазменной частоты. Причиной столь драматического снижения порога неустойчивости служит подавление конвективного выноса энергии одной из дочерних волн, а именно ИБ-волны, в радиальном направлении из-за локального максимума плотности в О-точке острова [10]. Более подробный анализ распространения ИБ-волны с учетом полоидальной неоднородности плазмы показал возможность ее локализации в экваториальной плоскости также и во втором, полоидальном направлении [11, 12]. Это привело к оценке порога отрагательной конвективной параметрической неустойчивости для условий экспериментов на токамаке Textor на уровне 50 кВт. Сравнительно недавно в работе [13] была показана возможность и трехмерной локализации ИБ-волны, приводящей к возбуждению низкороговой абсолютной параметрической неустойчивости необыкновенной ЭЦ-волны накачки. Анализ, проведенный для условий экспериментов, обсуждаемых применительно к токамаку JET, дает порог возбуждения абсолютной неустойчивости на уровне 100 кВт. Это на 4 порядка ниже величины, предсказываемой стандартной теорией [1–3], и на порядок ниже величины порога возбуждения конвективной параметрической неустойчивости. Следует отметить, что в малых и средних тороидальных установках, где при ЭЦ-нагреве часто наблюдается такое аномальное явление, как генерация ускоренных ионов [7, 8], локализация ИБ-волн затруднена из-за существенно большей неоднородности магнитного поля. В этих условиях распадная неустойчивость индуцированного рассеяния назад оказывается высокопороговой и не может даже качественно объяснить наблюдаемые “хвосты” быстрых ионов.

В данной работе нами предложена модель, содержащая другой сценарий низкорогового параметрического распада ЭЦ-волны и объясняющая механизм нагрева ионной компоненты при ЭЦ-нагреве. Эта модель реализуется в условиях немонотонного профиля плотности плазмы и распространения ЭЦ-волны в экваториальной плоскости токамака. Она описывает параметрический распад, сопровождающийся возбуждением двумерно-запертой высокочастотной электронной бернштейновской (ЭБ) волны, что в конечном итоге приводит к значительному снижению порога распадной неустойчивости, и бегущей по радиусу низкочастотной ИБ-волны. Последняя, покидая область параметрического взаимодей-

ствия, достигает ближайшей ионной циклотронной (ИЦ) гармоники, где полностью поглощается ионами по циклотронному механизму. Несмотря на кажущуюся схожесть двух сценариев, краеугольным камнем в снижении порога параметрической неустойчивости в которых является возбуждение локализованных бернштейновских волн, что приводит к полному подавлению конвективных потерь для одной из дочерних волн, эти процессы принципиально различны, как различны ИБ- и ЭБ-волны, принадлежащие к существенно различным частотным диапазонам и значительно отличающиеся по своим свойствам. Итак, в настоящей работе рассмотрены условия возбуждения конвективной неустойчивости ЭЦ-волны необыкновенной поляризации. Проанализирован описанный выше сценарий распада. Получено выражение для порога.

Основные уравнения. Рассмотрим наиболее простую, но адекватную эксперименту [8] модель трехволнового взаимодействия. В рамках этой модели мы будем считать, что ЭЦ-волна необыкновенной поляризации (с вектором поляризации, направленным преимущественно в полоидальном направлении y) распространяется перпендикулярно магнитному полю \mathbf{H} в направлении градиента плотности плазмы x . В этом случае пучок ЭЦ-волн необыкновенной поляризации, распространяющийся от антенны внутрь плазмы в экваториальной плоскости, можно представить в виде

$$E_{0y} = a_0(y, z) / 2 \exp(iq_0x - i\omega_0t) + \text{с.с.}, \quad (1)$$

где z – тороидальная координата, амплитуда $a_0(y, z) = \sqrt{8P_0/(w^2c)} \exp[-y^2/(2w^2) - z^2/(2w^2)]$ описывает пучок волны накачки, w – его радиус, а P_0 – мощность. Система интегральных уравнений, описывающая распад мощной необыкновенной волны (1) на две дочерние (низкочастотную ИБ-волну $\mathbf{E}_I = -\nabla\phi_I \exp(i\Omega t)$ и высокочастотную ЭБ-волну $\mathbf{E}_E = -\nabla\phi_E \exp[-i(\omega_0 - \Omega)t]$, $\Omega \ll \omega_0$), может быть представлена в виде

$$\int d\mathbf{r}' D(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \Omega) \phi_I(\mathbf{r}') = 4\pi\rho_I(\mathbf{r}, \Omega), \quad (2)$$

$$\int d\mathbf{r}' D(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_0 - \Omega) \phi_E(\mathbf{r}') = 4\pi\rho_E(\mathbf{r}, \omega_0 - \Omega).$$

В (2) и далее, если это не оговорено специально, интегрирование осуществляется в бесконечных пределах, а ядро интегрального оператора в слабонеоднородной плазме имеет вид

$$D(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \int D\left(\mathbf{q}, \frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2}, \omega\right) e^{i\mathbf{q}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')} \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3}, \quad (3)$$

где $\omega = [\Omega, \omega_0 - \Omega]$, $D(\mathbf{q}, \mathbf{r}, \omega) = q^2 + \chi_e(\mathbf{q}, \mathbf{r}, \omega) + \chi_i(\mathbf{q}, \mathbf{r}, \omega)$, χ_i и χ_e – выражения для электронной и ионной восприимчивости, определенные при фиксированной координате \mathbf{r} . Действительные части последних имеют следующий вид [14, 15]:

$$\chi_e'(\Omega) = 2\omega_{pe}^2/v_{te}^2 \{1 - X[\zeta_e^0(\Omega)] A_0(\lambda_e)\},$$

$$\chi_e'(\omega_0 - \Omega) = 2\omega_{pe}^2/v_{te}^2 \left\{ 1 - \sum_m \frac{\zeta_e^0(\omega_0 - \Omega)}{\zeta_e^m(\omega_0 - \Omega)} X \times \right. \\ \left. \times [\zeta_e^m(\omega_0 - \Omega)] A_m(\lambda_e) \right\},$$

$$\chi_i'(\Omega) = 2\omega_{pi}^2/v_{ti}^2 [1 - X(\lambda_i^{-1}) - \cot(\pi\Omega/\omega_{ci})Y(\lambda_i^{-1})],$$

$$\chi_i'(\omega_0 - \Omega) \ll \chi_e'(\omega_0 - \Omega).$$

Здесь

$$\lambda_e = q_{\perp} v_{te}/\omega_{ce}, \quad \lambda_i = q_{\perp} v_{ti}/\Omega,$$

$$A_m(\lambda_e) = \exp(-\lambda_e^2/2) I_m(\lambda_e^2/2),$$

$$X(\zeta) = 2\zeta \exp(-\zeta^2/2) \int_{-\infty}^{\zeta} \exp(t^2/2) dt,$$

$$Y(\zeta) = \sqrt{\pi}\zeta \exp(-\zeta^2/2),$$

$$\zeta_e^m(\omega) = (\omega - m\omega_{ce}) / (q_{\parallel} v_{te}),$$

$$q_{\perp} = \mathbf{q} \times \mathbf{H}/H, \quad q_{\parallel} = \mathbf{q} \cdot \mathbf{H}/H,$$

$$v_{te,i}^2 = 2T_{e,i}/m_{e,i}, \quad \omega_{pe,i}^2 = 4\pi n e^2/m_{e,i},$$

I_m – модифицированная функция Бесселя, ρ_E и ρ_I – нелинейные плотности заряда [16]:

$$\rho_I(\Omega) = \frac{\kappa^{*2}}{4\pi} \phi_E(\omega_0 - \Omega), \quad \rho_E(\omega_0 - \Omega) = \frac{\kappa^2}{4\pi} \phi_I(\Omega), \quad (4)$$

где

$$\kappa^2 = \frac{\chi_e(\omega_0 - \Omega) \chi_i(\Omega) a_B \exp(iq_0 x)}{q_{\perp}^2}, \quad a_B \simeq \frac{E_{0y}}{3H}.$$

Укороченные уравнения для ЭБ- и ИБ-волн.

Как было показано в [9, 11–13], локализация одной из дочерних волн существенно снижает порог параметрической неустойчивости. Поэтому будем искать решение системы уравнений (2) в окрестности локального максимума плотности плазмы вблизи от экваториальной плотности, где такая локализация возможна. С этой целью потребуем одновременного выполнения следующих условий: $D'(\omega_E, q_E, x_E) = D_E = 0$, $\frac{\partial D'(\omega_E, q_E, x_E)}{\partial q_x} = D_{Eq} = 0$, $\frac{\partial D'(\omega_E, q_E, x_E)}{\partial x} = 0$, где $D' = \text{Re} D$. Здесь первое уравнение – дисперсионное уравнение ЭБ-волны, второе – условие наличия точки поворота на ее дисперсионной кривой, третье – условие экстремума дисперсионной функции

ЭБ-волны по координате x . Решение этой системы (частота ω_E , волновой вектор $\mathbf{q} = \mathbf{q}_E = (q_E, 0, 0)$ и координата x_E) обеспечивает выполнение брэгговских резонансных условий и наличие при выполнении дополнительных условий $\frac{\partial^2 D'(\omega_E, q_E, x_E)}{\partial q_x^2} = D_{Eqq} > 0$ и $\frac{\partial^2 D'(\omega_E, q_E, x_E)}{\partial x^2} = \frac{q_E^2}{L^2} > 0$ минимума дисперсионной функции $D(\omega_E, q_E + q_x, x_E + x)$ по двум переменным (q_x, x) . Это приводит к появлению двух точек поворота ЭБ дисперсионной кривой, т.е. имеет место запирание ЭБ-волны между ними и полное подавление конвективных потерь в радиальном направлении. Запирание ЭБ-волны для условий экспериментов на токамаке TCV [17] ($R_0 = 87.5$ см, $T_e(x_m) = 1.8$ кэВ, $T_i(x_m) = 0.35$ кэВ, $H(x_m) = 12.7$ кГс, $n(x_m) = 2.1 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $x_m = 98$ см – положение максимума плотности, $\omega_0/(2\pi) = 76.925$ ГГц) проиллюстрировано на рис. 1. На нем изображена е

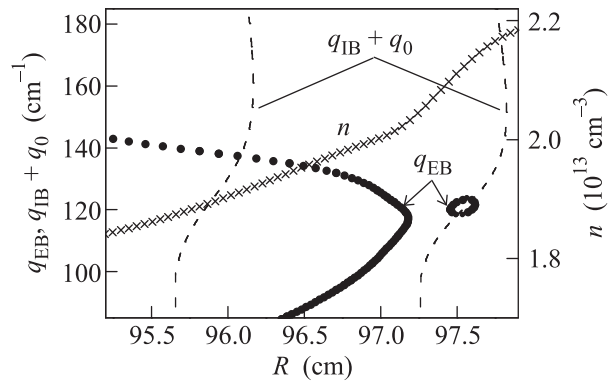


Рис. 1. Дисперсионные кривые ЭБ-волны q_{EB} (точки) и ИБ-волны q_{IB} (пунктир), смещенные вверх на величину волнового вектора необыкновенной ЭЦ-волны $q_0 = 17.2$ см $^{-1}$ (левая и нижняя оси). В точках, где кривые пересекаются, выполнены резонансные условия Брэгга. Профиль плотности плазмы (сплошная линия с крестами) (правая и нижняя оси), $R_0 = 87.5$ см, $T_e(x_m) = 1.8$ кэВ, $T_i(x_m) = 0.35$ кэВ, $H(x_m) = 12.7$ кГс, $x_m = 98$ см – положение максимума плотности, $\omega_0/(2\pi) = 76.925$ ГГц, $\Omega_I/(2\pi) = 0.46$ ГГц

дисперсионная кривая вместе с профилем плотности плазмы. Этот рисунок демонстрирует возможность распада необыкновенной ЭЦ-волны на ЭБ-волну и ИБ-волну на частоте $\Omega_I/(2\pi) = 0.46$ ГГц, дисперсионные кривые для которой показаны на рис. 1 сдвинутыми вверх на величину волнового вектора ЭЦ-волны ($q_0 = 17.2$ см $^{-1}$). Полоидальная зависимость модуля магнитного поля может обеспечить локализацию ЭБ-волны во втором, полоидальном направлении (рис. 2). На рисунке изображена двумерно-локализованная лучевая траектория ЭБ-волны, полученная численно для тех же параметров плазмы, что

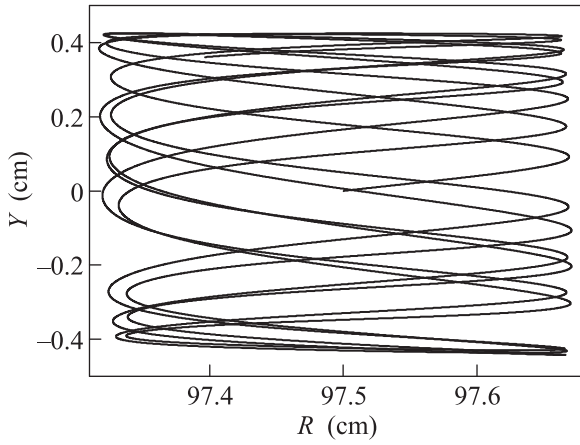


Рис. 2. Лучевая траектория ЭБ-волны в полоидальном сечении токамака (R – большая ось токамака, Y – вертикальная координата). Параметры те же, что и на рис. 1

и на рис. 1, для реальной геометрии эксперимента на токамаке TCV и магнитной конфигурации, рассчитанной с помощью кода равновесия. В окрестности точки поворота дисперсионной кривой ЭБ-волны (ω_E, q_E, x_E) и экваториальной плоскости токамака ($y = 0$) система интегральных уравнений (2) с (3) и (4) сводится к системе дифференциальных уравнений:

$$iD_{Iq} \frac{\partial b_I}{\partial x} - \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_I^2} \frac{\partial^2 b_I}{\partial \xi^2} = \kappa_E^2 b_E \exp\left(i \int^x \Delta q dx'\right), \quad (5)$$

$$\left(\hat{D}_E + \delta D_E\right) b_E = \kappa_I^2 b_I \exp\left(-i \int^x \Delta q dx'\right), \quad (6)$$

где $\kappa_{E,I}^2(y, z) = a_B(y, z)/2\chi_e(\omega_E) \cdot \chi_i(\Omega_I)/q_{I,E}^2$, $b_{E,I}(\mathbf{r})$ – медленно меняющиеся амплитуды: $\phi_I(\mathbf{r}) = b_I(\mathbf{r}) \exp[i \int^x q_I(x') dx' + i\Omega_I t]$, $\phi_E(\mathbf{r}) = b_E(\mathbf{r}) \exp[iq_E x - i\omega_E t]$, $\Omega_I = \omega_0 - \omega_E$, $\mathbf{q}_I = (q_I(x), 0, 0)$ – решение дисперсионного уравнения ИБ-волны, $\Delta q = q_E - q_0 - q_I(x)$ – величина расстройки брэгговского резонансного условия, $D_{Iq} = \frac{\partial D'(\Omega_I, q_I, x_E)}{\partial q_x}$, $\hat{D}_E = D_{E\omega} \delta\omega_E - \frac{D_{Eqq}}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{q_E^2 x^2}{L^2} + \frac{q_E^2}{q_\xi^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \frac{q_E^2 y^2}{y_0^2}$ – дифференциальная форма интегрального оператора, описывающая ЭБ-волну около точки поворота, $\delta D_E = \frac{q_E^2}{4q_E^2 \sin^2 \alpha^2} \left[(2D_{Eqq} - q_E D_{Eqqq}) \frac{\partial^2}{\partial x^2} - 3D_{Eqq} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right]$ – поправка к дисперсионной функции ЭБ-волны, описывающая ее конвективный вынос в тороидальном направлении аналогично случаю ИБ-волны [11, 12], $D_{E\omega} = \frac{\partial D'(\omega_E, q_E, x_E)}{\partial \omega}$, $D_{Eqqq} = \frac{\partial^3 D'(\omega_E, q_E, x_E)}{\partial q_x^3}$, $\frac{1}{y_0^2} = \frac{\omega_{pe}^2}{q_E^2 v_{te}^2 (x_m - R_0) R_0} \sum m \frac{W_m(\lambda_e)}{\varepsilon_m^2}$, $\frac{1}{q_\xi^2} = \frac{\omega_{pe}^2}{q_E^2 \omega_0^2} \sum m \frac{W_m(\lambda_e)}{\varepsilon_m^2}$, $\varepsilon_m = 1 - m \frac{\omega_{ce}}{\omega_E}$, координаты вдоль ξ и поперек η

магнитной силовой линии на магнитной поверхности $y = \eta \cos \alpha + \xi \sin \alpha$, $z = -\eta \sin \alpha + \xi \cos \alpha$. Первый и второй члены в левой части уравнения (5) описывают конвективный вынос ИБ-волны в радиальном направлении и ее потери из области параметрического распада вдоль магнитного поля, имеющие при малых продольных волновых числах дифракционный характер. Мы ищем решения (5) и (6) с малыми продольными векторами q_{\parallel} . Для них области ионного циклотронного (ИЦ) и ЭЦ-поглощения локализованы в узкой окрестности соответствующей гармоники, а область параметрического распада локализована в окрестности точки x_E , где выполняются неравенства $\Omega_I - m\omega_{ci} \gg q_{\parallel} v_{ti}$, $m \gg 1$ и $\omega_E - p\omega_{ce} \gg q_{\parallel} v_{te}$, $p \geq 2$. Поэтому циклотронным поглощением ИБ- и ЭБ-волн пренебрегается.

Коэффициент усиления и порог возбуждения неустойчивости. Считая параметрическую накачку ЭБ-волны слабой, будем учитывать ее, следуя процедуре теории возмущений, описанной в [18]. В пренебрежении нелинейным взаимодействием решение уравнения (6) может быть записано в виде собственных мод двумерного резонатора:

$$b_E^{nk}(\mathbf{r}) = \varphi_n(x) \varphi_k(y) \exp[iq_z(z - y \cot \alpha)], \quad (7)$$

где $\varphi_n(\zeta) = \frac{H_n(\zeta)}{\sqrt{\sqrt{\pi} n! 2^n}} \exp\left(-\frac{\zeta^2}{2}\right)$, $\zeta = \left(\frac{x}{\delta_x}, \frac{y}{\delta_y}\right)$, H_n – полиномы Эрмита, $\delta_x = \left(\frac{D_{Eqq} L^2}{2 q_E^2}\right)^{1/4}$ и $\delta_y = \sqrt{\sin |\alpha| \frac{y_0}{q_\xi}}$ – области локализации ЭБ-волны в радиальном и полоидальном направлениях. Точное значение собственной частоты ЭБ-волны определяется из условия квантования: $\omega_{EB} = \omega_E + \delta\omega_{nk}$, где $\delta\omega_{nk} = D_{E\omega}^{-1} \left[\sin |\alpha| \frac{q_E^2}{q_\xi y_0} (2k+1) - \sqrt{\frac{D_{Eqq} q_E}{2 L}} (2n+1) \right]$. Волновой вектор q_z ищется в следующем порядке теории возмущений. Для его получения мы представляем решение уравнения (5) в виде

$$b_I(x, y, z) = \int_{-\infty}^x \frac{dx'}{iD_{Iq_x}} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi' G(x - x', \xi - \xi') \times \exp\left(i \int^{x'} \Delta q dx''\right) \kappa_E^2[\xi', \eta] b_E[x', \xi', \eta], \quad (8)$$

где $G(x, \xi) = \sqrt{\frac{\delta_x}{w^2} \frac{i}{4\pi T x}} \exp\left[-i \frac{\xi^2}{4Tx} \frac{\delta_x}{w^2}\right]$, $T = \tau_{xI}/\tau_{\parallel I}$ – отношение характерных времен конвективных потерь ИБ-волны в радиальном направлении ($\tau_{xI} = \delta_x D_{I\Omega}/D_{Iq}$) и дифракционных потерь ИБ-волны вдоль магнитного поля ($\tau_{\parallel I} = D_{I\Omega} w^2 \Omega_I^2 / \omega_{pe}^2$, $D_{I\Omega} = \partial D'(\Omega_I, q_I, x_E) / \partial \Omega$). В интеграл по продольной координате в выражении (8) основной вклад вносит область локализации пучка накачки

2*w*. Для типичных параметров плазмы и условий экспериментов она оказывается значительно уже области локализации собственной моды $\varphi_k(y)$ вдоль магнитного поля, имеющей размер $\sqrt{2k+1}\delta_y/\sin|\alpha|$. Подставим выражение (8) с использованием решения нулевого порядка (7) для потенциала ЭБ-волны в уравнение (6). Умножим обе части последнего на комплексно сопряженное решение нулевого порядка (7). Интегрированием получившегося выражения по переменным x, y позволяет найти мнимую часть волнового числа в тороидальном направлении и оценить показатель коэффициента усиления:

$$\Gamma_{n,k} = 2 \int q_z''(z) dz = 2\gamma_0 \sqrt{\tau_{xI}\tau_{zE}^{n,k}} \sqrt{\frac{L_{yk} L_{zn}}{\delta_y w}}, \quad (9)$$

где $\gamma_0 = \kappa_E(0,0)\kappa_I(0,0)/\sqrt{D_{E\omega}D_{I\Omega}}$ – инкремент неустойчивости в однородной плазме, $\tau_{zE}^{n,k} = D_{E\omega}(2\sin|\alpha|q_E\delta_x w)^2/[(q_E D_{Eqq} - 2D_{E\omega})(2n+1) + 3D_{E\omega}(2k+1)\delta_x^2/\delta_y^2]$ – время дифракционных потерь моды (n,k) ЭБ-волны в направлении z , $L_{yk} = \int dy \varphi_k^2(y) \exp(-y^2/w^2)$, $L_{zn} = \int dz \text{Re}[W_n(z)]$ – размер области параметрического взаимодействия моды (n,k) ЭБ-волны по y, z и

$$W_n^2(z) = \int ds \int_0^\infty \frac{i \cdot 2d\tau}{\sqrt{1-i \cdot 2T\tau}} \varphi_n\left(s + \frac{\tau}{2}\right) \times \\ \times \varphi_n\left(s - \frac{\tau}{2}\right) \exp\left[-\frac{z^2}{w^2} \frac{1-iT\tau}{1-i \cdot 2T\tau} - i\Delta q(s)\tau\right]. \quad (10)$$

В случае возбуждения наиболее опасной фундаментальной моды ЭБ-волны $n = k = 0$, обладающей самым низким порогом возбуждения и самым большим коэффициентом усиления, $L_{y0} = \delta_y/\sqrt{1+\delta_y^2/w^2}$ и выражение (10) при слабой расстройке брэгговского резонансного условия в пределах области локализации ЭБ-волны в x -направлении ($\Delta q\delta_x \ll \pi$) значительно упрощается:

$$W_0^2(z) = \int_0^\infty \frac{i \cdot 2d\tau}{\sqrt{1-i \cdot 2T\tau}} \exp\left[-\frac{\tau^2}{4} - \frac{z^2(1-iT\tau)}{w^2(1-i \cdot 2T\tau)}\right].$$

В случае, когда доминируют конвективные потери ИБ-волны в радиальном направлении, т.е. при $T \ll 1$, $\text{Re}[W_0(z)] = \pi^{1/4} \exp[-z^2/(2w^2)]$ и $L_{z0} = \pi^{3/4}\sqrt{2}w$. В более реалистичном случае, когда существеннее дифракционные потери ИБ-волны вдоль магнитного поля ($T \gg 1$), при $|z| \ll \sqrt{2T}w$ имеем: $\text{Re}[W_0(z)] = \sqrt{\Gamma(1/4)/T^{1/2}} \exp[-z^2/(4w^2)]$ и $L_{z0} = \sqrt{\Gamma(1/4)/T^{1/2}} \cdot 2\sqrt{\pi}w$, где $\Gamma(1/4)$ – гамма-функция. Зависимость коэффициента усиления шумов ЭБВ, проходящих по тороидальному волноводу через пучок накачки, от мощности накачки в логарифмическом масштабе представлена для приведенных выше параметров эксперимента на токамаке TCV на

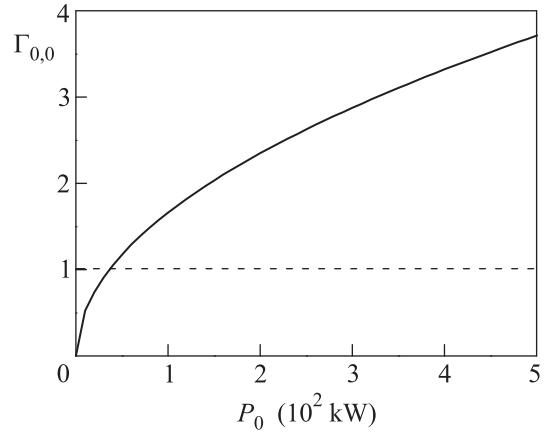


Рис. 3. Зависимость показателя коэффициента усиления фундаментальной моды ЭЦ-волны $\Gamma_{0,0}$ от мощности волны накачки для параметров с рис. 1

рис. 3. Порог параметрической неустойчивости, соответствующий мощности волны накачки, при которой будет происходить усиление шумов, получается из условия $\Gamma_{0,0} = 1$ и дается в этом случае выражением

$$\left[\frac{a_0^2(0,0)}{H^2}\right]^{th} = \frac{9w}{L_{z0}} \frac{q_E^2 q_I^2 D_{I\Omega} D_{E\omega} \sqrt{1+\delta_y^2/w^2}}{\chi_e^2(\omega_E) \chi_i^2(\Omega_I) \tau_{xI} \tau_{zE}^{(0,0)}}. \quad (11)$$

Следует отметить, что согласно формуле (7) еще при существенно меньших амплитудах накачки нелинейное взаимодействие волн начинает влиять на структуру собственной моды ЭБ-волны в плазменном волноводе. Порог этого эффекта задается условием $2q_z''w \cot|\alpha| = \Gamma_{0,0} \cot|\alpha| > 1$. Для типичных параметров плазмы и микроволнового пучка на токамаке TCV, как видно из рис. 3, порог возбуждения конвективной параметрической неустойчивости дается значением $P_0^{th} = 35$ кВт, легко превышаемым в эксперименте. При обычных мощностях в одном пучке до 400 кВт достигается усиление шумов более чем на порядок. При наличии механизма возвращения конвективно вынесенной энергии назад в область усиления это может приводить к возбуждению абсолютной неустойчивости, насыщаемой на более высоком уровне за счет нелинейных эффектов и потому более опасной. Один из таких механизмов, связанный с аксиальной симметрией плазмы в токамаке, будет рассмотрен нами в следующей работе.

Усиление шумов ЭБ-волны приводит также к генерации низкочастотной дочерней ИБ-волны, распространяющейся почти поперек магнитного поля к ближайшей ИЦ-гармонике, находящейся, как видно из рис. 1, на расстоянии меньше 2 см от области параметрического взаимодействия. В окрестности ИЦ-

гармоники ИБ-волна поглощается ионами по циклотронному механизму. В силу того что эти события (возбуждение в области параметрического распада и поглощение в ИЦ-слое) существенно разнесены как пространственно, так и по волновым векторам, их можно рассматривать независимо. В рамках линейной теории, построенной в модели однородной плазмы, поглощение высоких гармоник ИБ-волны при строго поперечном распространении зануляется. Однако, как было показано в [15], при учете неоднородности магнитного поля и связанного с ним тороидального дрейфа ионов поглощение ИБ-волны конечно, и даже велико. Коэффициент оптической толщины ИЦ-слоя для ИБ-волн определяется выражением $\Gamma_{IR} = 2 \int q''_{xI}(x) dx$, где $q''_{xI} = \text{Im}(q_{xI})$, $q_{xI} \simeq (2\sqrt{\pi})^{1/3} (\Omega_I/v_{ti}) \tilde{Z}^{1/3}(x, q_{ef})$ – решение волнового уравнения (первое уравнение в выражении (2) с нулевой правой частью), $q_{ef} = \sqrt{q_{\parallel I}^2 + \omega_{ci}^2 / (\Omega_I R_0)^2}$ и $\tilde{Z}(x, q_{ef})$ – дисперсионная функция, учитывающая эффекты продольной пространственной дисперсии и тороидального дрейфа ионов [15], действительная часть которой вне резонансного слоя $\sim \cot(\pi\Omega_I/\omega_{ci})$ (ср. с выражением для $\chi'_I(\Omega)$, приведенным после (3)). Для всего возможного диапазона продольных волновых векторов ИБ-волны $\Gamma_{IR} \gg 1$, что означает ее сильное поглощение. Эффективность поглощения ИБ-волны с ростом ее амплитуды будет заметно возрастать за счет стохастического поглощения [19]. Следует подчеркнуть, что оба упомянутых механизма поглощения ИБ-волны приводят к квазилинейным искажениям ионной функции распределения в области энергий, превышающих тепловую, т.е. к генерации ионных “хвостов”. Мощность, поглощаемая ионной компонентой плазмы в случае конвективной неустойчивости может быть оценена как $P_I^{n,k} = \Omega_I/\omega_E \delta\omega_E T_e \exp(\Gamma_{n,k})$, где отношение частот Ω_I/ω_E соответствует равенству чисел ЭБ- и ИБ-плазмонов, генерируемых в процессе распада, а ширина линии усиления $\delta\omega_E$ определяется зависимостью $\Gamma_{n,k}[q_{\parallel}(\omega_E)]$. Если в результате распадной неустойчивости происходит полная конверсия волны накачки в ЭБ-волны, то можно ожидать поглощения ионами мощности $P_I^{n,k} \simeq \Omega_I/\omega_0 P_0$. В условиях эксперимента на TCV эта оценка дает мощность масштаба 10 кВт, которая может возрасти, если насыщение неустойчивости носит каскадный характер.

В заключение отметим, что сценарий возбуждения низкороговой параметрической распадной неустойчивости, рассмотренный в настоящей статье, может лежать в основе объяснения эффекта аномального ускорения ионов, наблюдаемого на ряде устано-

вок при дополнительном ЭЦ-нагреве плазмы [7, 8]. Кроме того, развитие этой неустойчивости может приводить к изменению профиля мощности, вкладываемого в электронную компоненту плазмы.

Работа поддержана грантами РФФИ #12-02-90003-Бел, 10-02-00887, NWO-RFBR Centre of Excellence on Fusion Physics and Technology (grant #047.018.002), программой Президиума РАН #12 и грантом Правительства РФ согласно Постановлению #220 по договору #11.G34.31.0041 с Министерством образования и науки РФ.

1. M. Porkolab and B. I. Cohen, Nucl. Fusion **28**, 239 (1988).
2. B. I. Cohen, R. H. Cohen, W. M. Nevins et al., Rev. Mod. Phys. **63**, 949 (1991).
3. A. G. Litvak, A. M. Sergeev, E. V. Suvorov et al., Phys. Fluids B **5**, 4347 (1993).
4. V. F. Andreev, Yu. N. Dnestrovskij, M. V. Ossipenko et al., Plasma Phys. Control. Fusion **46**, 319 (2004).
5. J. W. Oosterbeek, A. Burger, E. Westerhof et al., Rev. Sci. Instrum. **79**, 093503 (2008).
6. E. Westerhof, S. Nielsen, J. W. Oosterbeek et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 125001 (2009).
7. D. Rapisarda, B. Zurro, V. Tribaldos et al., Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 309 (2007).
8. A. N. Karpushov, B. P. Duval, T. P. Goodman et al., Proc. 33rd EPS Conf. on Plas. Phys. **30I**, P-1.152 (2006).
9. Е. З. Гусаков, А. Ю. Попов, Письма в ЖЭТФ **91**, 924 (2010) [E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, JETP Lett. **91**, 655 (2010)].
10. M. Kantor, A. J. H. Donne, R. Jaspers et al., Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 055002 (2009).
11. E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, Phys. Rev. Lett. **105**, 115003 (2010).
12. E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, Nuclear Fusion **51**, 073028 (2011).
13. Е. З. Гусаков, А. Ю. Попов, Письма в ЖЭТФ **94**, 301 (2011) [E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, JETP Lett. **94**, 277 (2011)].
14. D. G. Swanson, Plasma Waves, Boston: Academic Press, 1989.
15. A. D. Piliya and A. N. Saveliev, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 2059 (1994).
16. В. П. Силин, Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, М.: Наука, 1973.
17. S. Coda, S. Alberti, P. Blanchard et al., Nucl. Fusion **43**, 1361 (2003).
18. E. Z. Gusakov and V. I. Fedorov, Plasma Phys. Rep. **5**, 827 (1979).
19. C. F. F. Karney and A. Bers, Phys. Rev. Lett. **39**, 550 (1977).