

# О насыщении неустойчивости индуцированного рассеяния обыкновенной СВЧ волны в транспортном барьере токамака при электронном циклотронном нагреве плазмы

Е. З. Гусаков, А. Ю. Попов<sup>1)</sup>

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

Поступила в редакцию 19 февраля 2024 г.

После переработки 4 марта 2024 г.

Принята к публикации 7 марта 2024 г.

Рассмотрено насыщение низкопороговой параметрической распадной неустойчивости обыкновенной волны при электронном циклотронном резонансном нагреве в периферийном транспортном барьере токамака в результате стохастического затухания дочерней двумерно-локализованной косоу ленгмюровской волны. Установлено, что в современных установках насыщение неустойчивости происходит на относительно низком уровне, не оказывая влияния на энергобаланс при нагреве плазмы. Показано, что для предполагаемых условий ввода сверхвысокоочастотной мощности в токамаке-реакторе ITER эффективность нелинейной накачки будет превосходить максимальную эффективность стохастического затухания, что приведет к срыву амплитудно-зависимого насыщения и может вызвать значительную модификация профиля энергосвечения.

DOI: 10.31857/S123456782407005X, EDN: TSENXX

Параметрические распадные неустойчивости (ПРН) – пороговое нелинейное явление, которое часто встречается в различных плазменных средах. В неоднородной плазме порог возбуждения ПРН, как правило, определяется эффективностью нелинейного усиления дочерних волн, покидающих с групповой скоростью конечную вдоль направления неоднородности область взаимодействия, где выполнены распадные условия для волновых векторов [1]. Теоретический анализ поведения сверхвысокоочастотных (СВЧ) волн, которые используются для дополнительного электронного циклотронного резонансного нагрева (ЭЦРН) плазмы в тороидальных термоядерных установках, предсказал крайне высокие, – от десятков МВт до ГВт, в зависимости от типа распада, – порог их возбуждения [2]. Это, казалось бы, делает невозможным наблюдение нелинейных аномальных явлений в современных ЭЦРН экспериментах, оперирующих мегаваттными СВЧ пучками. Однако, обнаруженные недавно аномальное рассеяние греющего СВЧ излучения [3–5], излучение плазмы на полудельных гармониках частоты СВЧ генератора [4], генерация групп высокоэнергичных ионов при ЭЦРН [6] и уширение профиля энергосвечения электронных циклотронных (ЭЦ) волн [7–9] свидетельствуют о нелинейном

поведении СВЧ волн в плазме тороидальных ловушек. Физические явления, о которых докладывалось в работах [3–7], наблюдались, когда пучок греющего излучения проходил через область плазмы с монотонным профилем плотности. Как предсказывает модель низкопороговой ПРН [10], в этом случае СВЧ волна распадается на дочерние волны, как минимум одна из которых оказывается локализованной в области распада, причем порог этого явления существенно меньше мощности СВЧ генератора (гиротрона). Это модель позволяет детально количественно объяснить аномальные явления при ЭЦРН, примером чему служат работы [11–13], и предсказать значительный уровень аномального поглощения СВЧ мощности. Следует отметить, что уширение профиля энергосвечения при ЭЦРН наблюдалось и при монотонном профиле плотности плазмы [8, 9]. Одна из моделей, которая позволяет предсказать возбуждение ПРН при монотонном профиле плотности, – теория низкопороговой ПРН СВЧ волны в периферийном транспортном барьере (ПТБ) [14–16]. На первый взгляд, конвективные потери дочерних волн в этой области должны быть максимальными и выводы теоретического анализа [2] должны быть обоснованы. Однако, существование зон прозрачности для волн промежуточного диапазона частот в областях плазмы с большим градиентом плотности [17], где возможна

<sup>1)</sup>e-mail: a.popov@mail.ioffe.ru

их локализация в пределах транспортного барьера, делает возможным низкопороговое параметрическое возбуждение таких локализованных колебаний [15]. Этот сценарий особенно актуален для распада обыкновенной волны, который приводит к появлению аномально рассеянных обыкновенных волн и косых ленгмюровских волн (КЛВ), запертых в направлении плазменной неоднородности и в тороидальном направлении из-за гофрировки магнитного поля. Возбуждение этой неустойчивости может приводить к уширению области выделения энергии при ЭЦРН, которое определяется уровнем ее насыщения.

В настоящей работе показано, что в современных тороидальных установках насыщение этой низкопороговой ПРН происходит из-за амплитудозависимого “стохастического” затухания локализованной дочерней КЛВ [18], физический механизм которого может быть пояснен следующим образом. Проекция траектории движения иона на плоскость перпендикулярную магнитному полю состоит из четырех частей: двух областей, где фазовая скорость КЛВ поперек магнитного поля совпадает с проекцией скорости частицы в этом направлении и происходит взаимодействие волна-частица по механизму Ландау, и двух дуг, соединяющих эти области. В случае КЛВ малой амплитуды (в линейном приближении) это взаимодействие приводит к ускорению иона и к затуханию волны лишь при совпадении ее частоты и какой-то гармоники ионно-циклотронной частоты. В противном случае прирост энергии иона при многократном прохождении областей резонанса онуляется. В случае же КЛВ, амплитуда которой превосходит некоторое пороговое значение, возмущение его вращения иона по ларморовой окружности приводит к стохастизации движения, изменению энергии иона и, в конечном счете, к затуханию КЛВ, зависящему от его амплитуды [18,19]. При значительном превышении этого порога затухание КЛВ достигает значения затухания по механизму Ландау в плазме без магнитного поля. В результате баланса амплитудозависимого затухания КЛВ и нелинейной накачки в системе трех взаимодействующих волн в области распада достигается равновесие. Кроме того, делается вывод, что для предполагаемых условий мощного ЭЦРН в токамаке-реакторе ИТЕР эффективность нелинейной накачки может превзойти максимально возможную эффективность стохастического затухания, что приведет к срыву квазилинейного насыщения и может вызвать значительную модификацию профиля энерговыведения.

Чтобы описать процесс насыщения низкопороговой ПРН обыкновенной волны при ЭЦРН в периферийном транспортном барьере токамака, введем локальную декартову систему координат  $(x, y, z)$ , где координата  $x$  – вдоль направления неоднородности,  $y$  – перпендикулярна линии магнитного поля и  $z$  – вдоль линии магнитного поля. В узком слое, где происходит распад,  $B = \bar{B}(1 - \delta(x) \cos(Nz/qR))$ ,  $\bar{B}$  – среднее значение магнитного поля на магнитной поверхности,  $N$  – количество тороидальных катушек,  $R$  – большой радиус установки,  $q$  – локальный запас устойчивости, и  $\delta$  – параметр, характеризующий величину гофрировки магнитного поля. Например, для установки ИТЕР:  $R = 6.2$  м,  $N = 36$  – число полоидальных катушек,  $\delta = 0.5\%$  [20]. Далее, рассмотрим ПРН обыкновенной волны, которая распространяется в экваториальной плоскости токамака, где максимальна гофрировка магнитного поля, вдоль координаты внутрь плазмы. В ВКБ (Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна) приближении ее электрическое поле имеет вид

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{e}_z A_0}{2n_{0x}(x)^{1/2}} \exp\left(\int_0^x k_{0x}(x') dx' - i\omega_0 t\right) + \text{c.c.},$$

$$A_0 = \sqrt{\frac{8P_0}{cw^2}} \exp\left(-\frac{y^2 + z^2}{2w^2}\right), \quad (1)$$

где  $P_0$  – мощность волны,  $w$  – радиус пучка,  $n_{0x} = n_x(\omega_0) = \sqrt{\eta(\omega_0)}$  – показатель преломления. Рассмотрим дочерние локализованную КЛВ и рассеянную в сторону и поляризованную вдоль  $\mathbf{e}_z$  обыкновенную волну  $E_s$ , амплитуды которых описываются системой уравнений [16]

$$\begin{cases} \Delta_{\perp} E_s + \frac{\omega_s^2}{c^2} \eta(\omega_s) E_s = -i\xi_{nl} \frac{\omega_s}{c} E_0^* \Delta_{\perp} \varphi_L, \\ \hat{D}(\omega_L) \varphi_L = i\xi_{nl} \frac{c}{\omega} \Delta_{\perp} E_0 E_s, \end{cases} \quad (2)$$

где  $\omega_0 = \omega_L + \omega_s$ ,  $\hat{D}(\omega_L) = \varepsilon(x, z)(\partial_{xx} + \partial_{yy}) + i\partial_x g(x, z)\partial_y + \eta(x)\partial_{zz}$ ,  $\xi_{nl} = \omega_{pe}^2 / (\omega_0 \omega_{ce} \bar{B})$  – коэффициент нелинейной связи дочерних волн в присутствии волны накачки,  $\omega_{ce}$  и  $\omega_{pe}$  – электронная циклотронная и плазменная частоты,  $\varepsilon$ ,  $g$  и  $\eta$  – компоненты тензора диэлектрической проницаемости холодной плазмы. Будем искать ВКБ решение первого из уравнений (2)

$$E_s(\mathbf{r}) = \sum_{j=\pm} \frac{A_s^j(x)}{2\sqrt{n_{sx}(q_y, x)}} \times \exp\left(j \cdot i \int_0^x k_{sx}(q_y, x') dx' + i q_y + i \omega_s t\right) + \text{c.c.} \quad (3)$$

Тогда ее медленно меняющаяся в области взаимодействия амплитуда равна

$$A_s^\pm = -i\xi_{nl} \frac{\omega_s}{c} \exp(-iq_y y) G_s^\pm \{ \tilde{\Delta}_\perp A_0 \varphi \}, \quad (4)$$

где  $\tilde{\Delta}_\perp = \partial_{xx} - q_y^2$  и функция Грина  $G_s^j$ , где  $j = \pm$  – рассеяние назад/вперед, задается выражением

$$G_s^\pm \{ \dots \} = \frac{i}{\sqrt{n_{0x}(x)n_{sx}(x)}} \frac{c}{2\omega_c} \times \\ \times \exp \left( -i \int^x k_{0x}(x'') dx'' \right) \int_x^\infty \frac{dx'}{\sqrt{n_{0x}(x')n_{sx}(x')}} \dots \\ \dots \exp \left( -i \int_x^{x'} (k_{0x}(x'') \pm k_{sx}(q_y^*, x'')) dx'' \right).$$

Подставляя (3) в правую часть второго уравнения (2), получаем уравнение для потенциала КЛВ

$$\hat{D}_L \varphi_L = \xi_{nl}^2 \tilde{\Delta}_\perp \left( \sum_{j=\pm} G_s^j \{ \tilde{\Delta}_\perp (A_0^* \varphi_L) \} \right). \quad (5)$$

Далее, нижний индекс  $s$  относится к дочерней рассеянной обыкновенной волне, а индекс  $L$  – к дочерней КЛВ. Решение уравнения (5) мы будем искать, используя процедуру теории возмущений [16]. На первом шаге пренебрежем нелинейной накачкой и представим искомым потенциал в следующем виде

$$\varphi_L(\mathbf{r}) = C_L f_m(K_x(x - x_{\max})) \times \\ \times f_n(K_z z) \exp(iq_y y + i\omega_L t)/2 + \text{с.с.} \quad (6)$$

где собственные функции описывается полиномами Эрмита [14–16]

$$f_m(Kx) = \sqrt{K/(\sqrt{\pi} 2^m m!)} \exp(-K^2 x^2/2) H_m(Kx),$$

$$K_x = |\kappa_0 q_y / l_x^2|_{x_{\max}}^{1/4}, \quad K_z = K_z |l_z^2 |\eta(\omega_L)| / l_x^2|^{-1/4},$$

$$\kappa(x) = \partial_x g / \varepsilon, \quad \kappa_0 = \kappa(\omega_L, x_{\max}),$$

$$l_j^{-2} = \partial_{jj} \kappa |_{x_{\max}} / (2\kappa_0), \quad j = x, z.$$

Координата  $x_{\max}$  соответствует максимуму функции  $\partial_x g \propto \partial_x n_e$  вдоль координаты  $x$ , собственная частота является решением дисперсионного уравнения  $D(\omega_L^{m,n}) = \varepsilon(\kappa_0 q_y - q_y^2 - (2m+1)K_x^2) + (2n+1)|\eta| K_z^2 = 0$  [14–16] и

$$q_y = \kappa(\omega_L^{m,n})/2. \quad (7)$$

При условии (7) КЛВ в пределах области локализации вдоль направления неоднородности меняет знак групповой скорости  $v_{gy} = \partial_{q_y} D'_L / D_{\omega_L} |_{\omega_L^{m,n}}$ ,  $D_{\omega_L} =$

$\partial_{\omega_L} D'_L$ , в направлении  $y$ , т.е. средняя групповая скорость  $\int_{-\infty}^{\infty} v_{gy}(x) |f_m(x)|^2 dx \approx 0$  и единственным механизмом потери энергии из области распада в направлении  $y$  является дифракция – более медленный процесс, чем конвективный вынос. Поэтому КЛВ с полоидальным числом волны, близким к значению (7), наиболее неустойчивы и возбуждаются в первую очередь. Нелинейное взаимодействие и дифракционная потеря энергии делают амплитуду  $C_L$  переменной величиной:  $C_L \rightarrow C_L(t, y)$ . Подставим (6) в (5), умножим обе его части на  $f_m(K_x x)^* f_n(K_z z)^*$  и проинтегрируем по координатам  $x$  и  $z$ . Кроме того, учтем “стохастическое” затухание КЛВ [18]. В результате получим следующее уравнение

$$\frac{\partial b_p}{\partial t} - i\Lambda_{py} \frac{\partial^2 b_p}{\partial y^2} = \gamma_0 b_p \exp\left(-\frac{y^2}{w^2}\right) - \nu_d(b_p) b_p, \quad (8)$$

где  $b_m$  – безразмерная амплитуда КЛВ, определяемая соотношением  $C_L = \sqrt{16\sqrt{\pi} T_e / (\omega_L < D_{\omega_L} > w)} b_m$ ,  $\Lambda_{py} = < \varepsilon(\omega_L) > / < D_{\omega_L} >$  – коэффициент дифракции,  $\gamma_0 = iQ^2 |< D_{\omega_L} >|^{-1}$  – инкремент неустойчивости в случае широкой накачки и в отсутствие затухания,

$$Q^2 = \frac{\omega_{pe}^4 (k_{sx}^2 + q_y^2)^2}{\omega_0^2 \omega_{ce}^2} \frac{2P_0}{cn_{0x} w^2 \bar{B}^2} \Big|_{x_m} \times$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dz |f_n(z)|^2 \exp\left(-\frac{z^2}{w^2}\right) \int_{-\infty}^{\infty} dx f_m(x)^* \times$$

$$\times \sum_{j=\pm} G_s^j \left\{ \exp\left(i \int_{x'}^x (k_{0x} + jk_{sx}) dx''\right) f_m(x') \right\},$$

$\nu_d = \nu_L \left( 1 + \exp\left(-\frac{|b_p|^2 - |b_p^{th}|^2}{\Delta}\right) \right)$  – коэффициент стохастического (амплитудо-зависимого) затухания [19],  $\nu_L = \frac{2\sqrt{\pi}}{\omega_L < D_{\omega_L} >} \frac{\omega_{pi}^2}{v_{ti}^2} \frac{\omega_L}{|q_{Lx} v_{ti}|} \exp\left(-\frac{\omega_p^2}{q_{Lx}^2 v_{ti}^2}\right)$  – декремент затухания Ландау без магнитного поля,

$$b_p^{th} = \sqrt{\frac{w}{16\sqrt{\pi} |f_m(0)|^2 |f_n(0)|^2} \frac{\bar{B}^2 \omega_L < D_{\omega_L} >}{q_{Lx}^2}} \times \\ \times \left( \frac{\omega_{ci}}{\omega_p} \right)^{1/3} \frac{\omega_p}{q_{Lx} c} \quad (9)$$

– пороговое значение амплитуды КЛВ, при котором поведение иона в ее поле становится стохастическим и  $\Delta \ll |b_p^{th}|^2$  – ширина области перехода в стохастический режим. Коэффициент стохастического затухания равен нулю при  $|b_p^{th}|^2 - |b_p|^2 \gg \Delta$  и совпадает с коэффициентом затухания Ландау в плазме без магнитного поля при  $|b_p|^2 - |b_p^{th}|^2 \gg \Delta$ . Уравнение (8)

описывает параметрическое возбуждение собственных мод КЛВ. На начальной стадии неустойчивости амплитуда КЛВ много меньше порогового значения (9). В этом случае  $\nu_d = 0$  и при мощности пучка, которая значительно превышает пороговое значение для неустойчивости, уравнение (8) имеет приближенное решение  $b_m(y, t) = f_p(K_y y) \exp(\gamma_p t + i\delta\omega_p t)$  [16], где поправка к собственной частоте и инкремент неустойчивости моды  $p$  определяются выражением

$$\begin{aligned} (\gamma_p; \delta\omega_p) &= (\gamma_0'; \gamma_0'') - \\ &- \left( \cos\left(\frac{\arg \gamma_0}{2} - \frac{\pi}{4}\right); \sin\left(\frac{\arg \gamma_0}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \right) \times \\ &\times \sqrt{|\gamma_0|} (2p+1) \sqrt{\frac{\Lambda_{py}}{w^2}} \end{aligned} \quad (10)$$

и  $K_y^{-1} = \Lambda_{py}^{1/4} w^{1/2} \exp(-i\pi/8 - i \arg \gamma_0/4) \sqrt[4]{\gamma_0}$ . В результате экспоненциального роста амплитуда дочерней волны становится больше порогового значения (9), что приводит к возникновению стохастического затухания. В этом случае можно ожидать существование квазистационарного решения (8) в области распада, которое определяется балансом первого и второго членов в правой части уравнения (8), т.е.  $\nu_d(b_p^{\text{sat}}) \approx \gamma_0$ . Таким образом, можно ожидать, что насыщение неустойчивости происходит на уровне плотности энергии дочерней волны в пределах пучка порядка

$$w_p(0) = |b_p|^2 \approx w_p^{\text{sat}} = |b_p^{\text{th}}|^2 - \Delta \ln(\nu_L/\gamma_0 - 1). \quad (11)$$

Отметим, что полученная оценка имеет смысл лишь при условии  $\nu_L/\gamma_0 > 1$ , что позволяет усомниться в возможности насыщения неустойчивости по обсуждаемому механизму при выполнении противоположного условия. В результате дифракции (второй член в левой части уравнения (8)) происходит вынос энергии КЛВ из области взаимодействия, что должно приводить к формированию стационарного состояния. Это позволяет ожидать наличие квазистационарного уровня дочерней волны (11) в области взаимодействия и увеличения энергии КЛ волны за пределами этой области. Используя (4) и введенные выше обозначения, оценим мощность рассеянной обыкновенной волны  $P_s$  на стадии насыщения неустойчивости как

$$\begin{aligned} P_s &= \frac{\omega_s}{\omega_L} \times 2\text{Im}(\gamma_0) T_e \langle w_p \rangle_{pdi}, \\ \langle w_p \rangle_{pdi} &= \int_{-\infty}^{\infty} w_p(y) \exp\left(-\frac{y^2}{w^2}\right) \frac{dy}{\sqrt{\pi}w}. \end{aligned} \quad (12)$$

Далее, решим уравнение (8) численно. Возьмем коэффициенты этого уравнения, которые соответствуют сценарию ПРН, проиллюстрированному на рис. 1, где показаны сумма волновых векторов

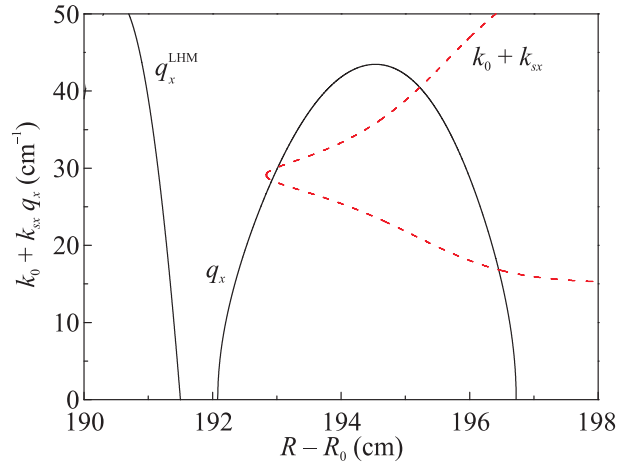


Рис. 1. (Цветной онлайн) Сумма волновых векторов  $k_{0x} + k_{sx}(q_y)$  СВЧ волн (пунктирная линия) и волновой вектор  $q_x$  и  $q_x^{\text{LHM}}$  (сплошная линия) – волновые вектора КЛВ и нижнегибридной волны в окрестности НГР;  $f_0 = 170$  ГГц,  $f_s = 168.8$  ГГц,  $q_y = 28.9$  см $^{-1}$

$k_{0x} + k_{sx}(q_y)$  обыкновенных волн ( $f_0 = 170$  ГГц,  $f_s = 168.8$  ГГц, пунктирная линия) и волновой вектор КЛВ  $q_x = q_x(q_y)$  ( $q_y = 28.79$  см $^{-1}$ , сплошная линия). Сплошной линией показан также волновой вектор нижнегибридной (НГ) волны  $q_x^{\text{LHW}}$ , которая отделена от локализованной КЛВ областью непрозрачности. Возьмем область интегрирования, размеры которой много больше размеров пучка волн накачки. Будем предполагать периодические граничные условия на границах этой области и начальный уровень КЛВ, определяемый тепловыми флуктуациями, т.е.  $|b_p|^2 = 1$ . Результаты численного решения для условий установки ITER, экваториального ввода пучка обыкновенных волн радиусом  $w = 3$  см и типичной мощностью  $P_0 = 1$  МВт, представлены на рис. 2, где показана эволюция распределения плотности энергии дочерней КЛ волны. В нижнем окне показано распределение плотности энергии дочерней КЛВ в разные моменты времени в режиме насыщения. Стрелка показывает, что с течением времени происходит дифракционное расплывание распределения КЛ волны, в то время как в области распада поддерживается уровень (11). Для использованных параметров порог возбуждения неустойчивости равен  $P_0^{\text{th}} = 347$  кВт. Используя (12) и полученные численно данные  $b_p(y)$ , можно определить долю мощности, – порядка 3 кВт, – которую уносит с со-

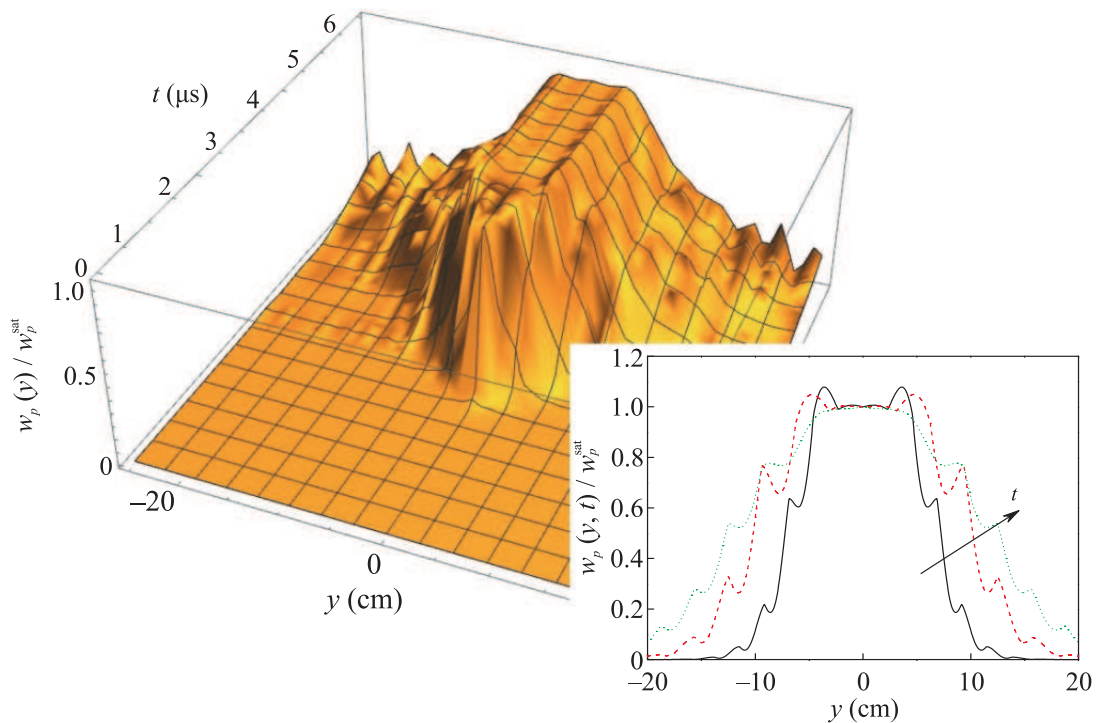


Рис. 2. (Цветной онлайн) Эволюция распределения плотности энергии дочерней КЛВ. На вставке – распределения плотности энергии дочерней КЛВ в разные моменты времени в режиме насыщения. Стрелка показывает, что с течением времени происходит дифракционное расплывание распределения КЛВ

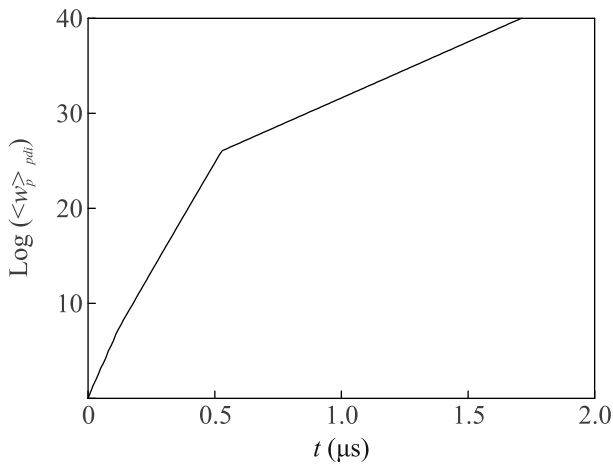


Рис. 3. В полу-логарифмическом масштабе показана эволюция плотности энергии КЛВ в области распада (см. (12)),

бой из области распада дочерняя обыкновенная волна. Видно, что насыщение неустойчивости происходит на относительно низком уровне, не оказывая существенного влияния на энергобаланс при нагреве плазмы.

Следует, однако, отметить, что в настоящее время обсуждается повышение СВЧ мощности для

ЭЦРН, вводимой в ITER через 8 портов, до уровня 60 МВт. При этом можно ожидать раскачки неустойчивой КЛВ под действием существенно большей мощности накачки, чем 1 МВт. На рисунке 3 в полу-логарифмическом масштабе показана эволюция плотности энергии КЛВ в области распада для СВЧ пучка мощностью  $P_0 = 4$  МВт. “Излом” на зависимости происходит в момент перехода взаимодействия волна–частица (ион) в стохастический режим. Поскольку эффективность нелинейной накачки превосходит эффективность стохастического затухания (порог этого режима определяется из условия  $\gamma_0(P_0^{th2} = \nu_L$  и равен при рассматриваемых параметрах  $P_0^{th2} = 3.4$  МВт), последнее только уменьшает скорость экспоненциального роста, но не может привести к насыщению ПРН. Можно ожидать, что эффективными механизмами насыщения неустойчивости при этом окажутся истощение волны накачки и каскад распадов КЛВ. Насыщение ПРН при этом будет происходить на несравненно более высоком уровне, чем из-за стохастического амплитудно-зависимого механизма затухания КЛВ, что значительно модифицирует профиль энерговыделения по сравнению с предполагаемым в рамках линейной модели распространения СВЧ волны.

Обнаруженный эффект второго порога, при превышении которого стохастическое затухание не способно ограничить развитие неустойчивости, необходимо учитывать при планировании ЭЦРН экспериментов на токамаке ITER. Он может оказаться важным и при мощном ЭЦРН на других установках. Таким образом, становятся актуальными задачи экспериментального моделирования развития и насыщения рассмотренной в статье неустойчивости индуцированного рассеяния и поиска путей стабилизации этого нелинейного явления (см., к примеру, работу [21]).

**Финансирование работы.** Аналитическое исследование финансировалось в рамках гранта Российского научного фонда # 22-12-00010, численное моделирование – при поддержке государственного контракта Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе # FFUG-2024-0028, а код для моделирования параметрической распадной неустойчивости разработан при поддержке государственного контракта Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе # 0034-2021-0003.

**Конфликт интересов.** Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

1. A. D. Piliya, in *Proc. of the 10th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, September 13-18, 1971, Oxford, England*, ed. by R. N. Franklin, Donald Parsons and Co., Oxford (1971), p. 320.
2. A. G. Litvak, A. M. Sergeev, E. V. Suvorov, M. D. Tokman, and I. V. Khazanov, *Phys. Fluids*, **5**, 4347 (1993).
3. E. Westerhof, S. K. Nielsen, J. W. Oosterbeek, M. Salewski, M. R. De Baar, W. A. Bongers, A. Bürger, B. A. Hennen, S. B. Korsholm, F. Leipold, D. Moseev, M. Stejner, and D. J. Thoen, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 125001 (2009).
4. S. K. Hansen, S. K. Nielsen, J. Stober, J. Rasmussen, M. Stejner, M. Hoelzl, T. Jensen, and the ASDEX Upgrade team, *Nucl. Fusion* **60**, 106008 (2020).
5. A. Tancetti, S. K. Nielsen, J. Rasmussen et al. (Collaboration), *Nucl. Fusion* **62**, 074003 (2022).
6. M. Martinez, B. Zurro, A. Baciero, D. Jiménez-Rey, and V. Tribaldos, *Plasma Phys. Control. Fusion* **60**, 025024 (2018).
7. E. Z. Gusakov, A. Yu. Popov, A. I. Meshcheryakov, I. A. Grishina, and M. A. Tereshchenko, *Phys. Plasmas* **30**, 122112 (2023).
8. Yu. N. Dnestrovskij, A. V. Melnikov, D. Lopez-Bruna, A. Yu. Dnestrovskij, S. V. Cherkasov, A. V. Danilov, L. G. Eliseev, P. O. Khabanov, S. E. Lysenko, and D. Yu. Sychugov, *Plasma Phys. Control. Fusion* **65**, 015011 (2023).
9. J. H. Slief, R. J. R. van Kampen, M. W. Brookman, J. van Dijk, E. Westerhof, and M. van Berke, *Nucl. Fusion* **63**, 026029 (2023).
10. E. З. Гусаков, А. Ю. Попов, *УФН* **190**, 396 (2020).
11. E. Z. Gusakov, A. Yu. Popov, and P. V. Tretinnikov, *Nucl. Fusion* **59**, 106040 (2019).
12. E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, *Plasma Physics Reports* **49**, 949 (2023).
13. E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, *Plasma Physics Reports* **49**, 194 (2023).
14. E. З. Гусаков, А. Ю. Попов, *Письма в ЖЭТФ* **114**, 167 (2021).
15. E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, *Phys. Rev. Lett.* **128**, 065001 (2022).
16. E. З. Гусаков, А. Ю. Попов, *Физика плазмы* **48**, 783 (2022).
17. E. Z. Gusakov, M. A. Irzak, and A. D. Piliya, *JETP Lett.* **65**, 25 (1997).
18. C. F. F. Karney, *Phys. Fluids* **21**, 1584 (1978).
19. C. F. F. Karney, *Phys. Fluids* **22**, 2188 (1979).
20. N. Mitchell and A. Devred, *Fusion Engineering and Design* **123**, 17 (2017).
21. E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, *Phys. Plasmas* **30**, 062104 (2023).