

УДК 533.9

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ АНОМАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ ПУЧКОВ СВЧ-ВОЛН ОБЫКНОВЕННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ПЕРИФЕРИЙНОМ ТРАНСПОРТНОМ БАРЬЕРЕ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ T-15МД

© 2022 г. Е. З. Гусаков^а, А. Ю. Попов^{а, *}^а Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: a.popov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 17.05.2022 г.

После доработки 16.06.2022 г.

Принята к публикации 18.06.2022 г.

Показана возможность исследования на токамаке T-15МД эффекта аномального рассеяния пучка СВЧ волн обыкновенной поляризации в периферийном транспортном барьере в плазме, который был предсказан ранее для токамака ITER.

Ключевые слова: токамак, СВЧ-пучок, рассеяние, плазма, транспортный барьер, ITER

DOI: 10.31857/S0367292122600455

1. ВВЕДЕНИЕ

Режим улучшенного удержания горячей плазмы в токамаках, так называемая H-мода, считается предпочтительным режимом для термоядерного реактора [1]. Существует концепция, что для достижения в разряде стационарной H-моды без пилообразных колебаний плазмы требуется мощный центральный нагрев электронной компоненты плазмы с помощью пучков СВЧ-волн [2]. При переходе разряда в режим улучшенного удержания, пучок СВЧ-волн проходит через транспортный барьер на границе плазмы, характеризующийся большим градиентом профиля плазменной плотности. Отметим, что прохождение СВЧ-волн через область плазмы с особенностями профиля плотности часто может сопровождаться нелинейными явлениями. В частности, как было предсказано аналитически в работах [3–5], позднее подтверждено численным моделированием [6] и в недавних экспериментах по электронному циклотронному резонансному нагреву (ЭЦРН) на установках ASDEX-Upgrade [7] и Wendelstein 7-X [8], СВЧ-волна накачки мощностью несколько сотен киловатт и более при прохождении через любой локальный максимум немонотонного профиля плотности плазмы испытывает параметрический распад, в результате которого происходит возбуждение локализованной дочерней верхнегибридной (ВГ) волны. Следствием этой параметрической распадной неустойчивости (ПРН) может быть аномальное рассеяние СВЧ-волны накачки [9, 10], ускорение ионов [11], уширение

профиля энерговыделения [12] и излучение на субгармониках частоты генератора СВЧ-излучения – гиротрона [13]. Недавно было предсказано, что даже монотонный, но достаточно крутой профиль плотности на границе плазмы также может быть причиной низкорогового параметрического распада как необыкновенной СВЧ-волны [14], так и обыкновенной волны [15]. Следует отметить, что характерный пространственный масштаб профиля плазменной плотности в транспортном барьере много больше длины волны греющего СВЧ-излучения. Поэтому нельзя ожидать значительного линейного отражения или рассеяния СВЧ-волн в этой области. Тем не менее, наличие большого градиента плотности плазмы может оказывать существенное влияние на свойства волн в промежуточном частотном диапазоне и приводить к появлению для них новых окон прозрачности для вводимого СВЧ-излучения [16, 17]. Последнее приводит к возникновению продольных плазменных волн, которые отсутствуют в однородной плазме и могут быть локализованы вдоль направления плазменной неоднородности. Кроме того, эти продольные плазменные волны могут быть локализованы вдоль магнитного поля из-за его тороидальной гофрировки. При этом, их групповая скорость в третьем направлении, т.е. поперек направления неоднородности и внешнего магнитного поля, может обращаться в ноль. Это приводит к их легкому параметрическому возбуждению и нелинейному рассеянию волны накачки обыкновенной поляризации при ЭЦРН.

В частности, в работе [18] было показано, что порог возбуждения такой абсолютной параметрической неустойчивости будет превышен в ЭЦРН-экспериментах на токамаке-реакторе ITER, где планируется использование локального электронного циклотронного резонансного нагрева на первой гармонике обыкновенной СВЧ-волны для управления неоклассической тиринг-неустойчивостью. Поскольку аномальное рассеяние обыкновенных СВЧ-волн в транспортном барьере является нежелательным эффектом, который ухудшает локализацию энерговыделения СВЧ-мощности, представляется важным до начала экспериментов на ITER исследовать последствия, к которым приводит возбуждение такой низкороговой неустойчивости. Прежде всего необходимо выяснить механизмы ее насыщения, уровень аномального рассеяния, к которому она приводит и возможности ее подавления. В настоящей статье мы проанализируем возможность моделирования и изучения этой параметрической распадной неустойчивости в ЭЦРН-экспериментах с пучками СВЧ-волн обыкновенной поляризации на недавно построенном токамаке T-15МД.

2. ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН ПРОМЕЖУТОЧНОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ В СИЛЬНО НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

Обычным подходом к анализу продольных волн промежуточного диапазона частот в неоднородной замагниченной плазме является приближение Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна (ВКБ), которое приводит к тем же выводам об областях прозрачности волн, что и теория однородной плазмы. Однако сильная неоднородность на границе плазмы в сочетании с большим значением недиагональной компоненты диэлектрического тензора замагниченной плазмы может привести к значительному изменению свойств этих волн [16, 18] и появлению новых областей прозрачности. Локальная длина волны в этом случае остается намного меньше масштаба неоднородности плазмы. Поэтому этот эффект может быть описан в ВКБ-приближении, модифицированном добавлением членов, пропорциональных производным недиагональной компоненты диэлектрического тензора [16]. Чтобы проиллюстрировать проявление этого явления в граничном транспортном барьере (ТБ) токамака, введем локальную декартову систему координат (x, y, z) . Координата x – потоковая переменная, y – координата, перпендикулярная линии магнитного поля на магнитной поверхности и z – координата, направленная вдоль линии магнитного поля. Магнитное поле в узком слое ТБ можно представить в виде $B = B(R_{TB})(1 - \delta(x, y) \cos(Nz/R_{TB}))$, где N –

число тороидальных катушек, R_{TB} – положение ТБ и δ – амплитуда магнитных пульсаций. Потенциал продольной нижегибридной (НГ) волны на частоте ω_L подчиняется закону Гаусса

$$\hat{D}(\omega_L)\phi = \frac{\partial}{\partial x_i} \varepsilon_{ik} \frac{\partial}{\partial x_k} \phi = 0, \quad (1)$$

где предполагается суммирование по повторяющимся индексам и ε_{ik} обозначает диэлектрический тензор в модели холодной замагниченной плазмы. Представляя потенциал ϕ в виде

$$\phi = \frac{\Phi(x, z)}{2} \exp(iq_y y - i\omega_L t) + c.c. \quad (2)$$

и подставляя (2) в (1), получаем уравнение для его амплитуды

$$\hat{D}(\omega_L)\Phi = \varepsilon(\omega_L) \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - q_y^2 \right) \Phi + \frac{\partial \varepsilon(\omega_L)}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \Phi + \frac{\partial g(\omega_L)}{\partial x} q_y \Phi + \eta(\omega_L) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \Phi = 0 \quad (3)$$

В уравнении (3) компоненты диэлектрического тензора холодной плазмы имеют вид $\varepsilon(\omega_L) \approx$

$$\approx 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_L^2} < 1, \quad g(\omega_L) = -\frac{\omega_{ce}}{\omega_L} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L^2 - \omega_{ce}^2} \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L \omega_{ce}} \gg 1,$$

$$\eta(\omega_L) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L^2} \approx -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L^2}, \quad |\eta(\omega_L)| \gg 1, \quad \text{где } \omega_{pi} \text{ и } \omega_{pe} -$$

ионная и электронная плазменные частоты; ω_{ci} и ω_{ce} – ионная и электронная циклотронные частоты. Второй и третий члены в уравнении (3) возникают из-за неоднородности плазмы. Они играют роль в области ТБ, где градиент плотности плазмы велик и имеет локальный максимум в точке перегиба профиля плотности. Поскольку второй член в (3) много меньше третьего в силу малости параметра $\omega_L/\omega_{ce} \ll 1$, то в дальнейшем будем пренебрегать им, что позволяет свести уравнение (3) к виду

$$\hat{D}(\omega_L)\Phi \approx \varepsilon(\omega_L) \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + Q(x, z) q_y - q_y^2 \right) \Phi + \eta(\omega_L) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \Phi = 0, \quad (4)$$

где $Q = \frac{1}{\varepsilon(\omega_L)} \frac{\partial g(\omega_L)}{\partial x}$. Далее, мы аппроксимируем параболой зависимость магнитного поля от тороидальной координаты в области его минимума

$$B \approx B(R_{TB}) \left(1 - \frac{\delta(x, y)}{2} \left(N \frac{z}{R_{TB}} \right)^2 + \dots \right) \text{ и функцию}$$

$Q \approx Q_0 \left(1 - \frac{x^2}{2l_x^2} + \frac{z^2}{2l_z^2} \right)$, где $Q_0 = Q(0, 0)$. Подставляя эти разложения в выражение (4), получим

$$\left(\varepsilon(\omega_L, 0) \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + Q_0 q_y - q_y^2 - K_x^4 x^2 \right) - |\eta(\omega_L, x_m)| \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - K_z^4 z^2 \right) \right) \Phi = 0, \quad (5)$$

где используются новые обозначения $K_x(q_y) = \left(\frac{Q_0 q_y}{2l_x^2} \right)^{1/4}$ и $K_z(q_y) = \left(\frac{Q_0 q_y}{2l_z^2 |\eta(\omega_L)|} \right)^{1/4}$. Решение уравнения (5), описывающее локализованные в области большого градиента плотности плазмы продольные волны, выражается через собственные функции

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_{p,r} f_p(K_x x) f_r(K_z z), \quad (6)$$

где $f_p(Kx) = \sqrt{\frac{K}{\sqrt{\pi} 2^p p!}} \exp\left(-\frac{K^2 x^2}{2}\right) H_p(Kx)$, H_p – полиномы Эрмита, и собственная частота захваченной НГ-волны определяется следующим уравнением

$$\kappa^2(\omega_L^{p,r}) = \varepsilon(\omega_L^{p,r}) \times \left(Q_0 (\omega_L^{p,r}) q_y - q_y^2 - (2p+1) K_x^2 (\omega_L^{p,r}) \right) + (2r+1) |\eta(\omega_L^{p,r})| K_z^2 (\omega_L^{p,r}) = 0 \quad (7)$$

Если градиент плотности мал или отсутствует, то плазма оказывается непрозрачной для такой продольной волны, распространяющейся квази-перпендикулярно внешнему магнитному полю. Новые области прозрачности для продольных волн в сильно неоднородной плазме были впервые обнаружены в [16]. Позже было численно продемонстрировано [17], что при большом градиенте плотности плазмы эти колебания, распространяющиеся строго поперек магнитного поля, могут быть локализованы в направлении плазменной неоднородности. Следует отметить, что эта двумерная локализованная НГ-волна обладает примечательным свойством. В определенном диапазоне волновых чисел q_y , она меняет знак проекции своей групповой скорости $v_{gy} \sim \partial D(\omega_L) / \partial q_y = Q_0 \left(1 - x^2 / (2l_x^2) \right) - 2q_y$ при смещении внутри области локализации вдоль направления плазменной неоднородности x . Если НГ или косая ленгмюровская (КЛ) волна имеет по оси y составляющую своего числа волны, приблизительно равную

$$q_{ym} \approx \frac{Q_0}{2}, \quad (8)$$

то по оси y ее групповая скорость, усредненная по области локализации собственной моды p , оказывается близкой к нулю, т.е. $u_y = \int_{-\infty}^{\infty} |f_p(K_x x)|^2 v_{gy}(x) dx \approx 0$. Для такой волны единственным источником потерь энергии из области распада по оси y является дифракция, которая является более медленным процессом, чем конвекция. Именно такие НГ-волны, у которых y – компонента волнового числа близка к значению, определяемому уравнением (8), являются наиболее неустойчивыми при возбуждении в результате параметрического распада.

3. НИЗКОПороГОВОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ НГ-ВОЛН

В этом разделе мы покажем, что двумерные локализованные НГ- (или КЛ) волны могут быть легко возбуждены при нагреве плазмы в режиме ЭЦР с использованием пучков обыкновенных СВЧ-волн в Н-моде разряда. Рассмотрим пучок СВЧ-волн накачки обыкновенной поляризации, распространяющийся перпендикулярно магнитному полю вдоль координаты x внутрь плазмы. С помощью ВКБ приближения поле пучка обыкновенных волн можно представить в виде

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_z \frac{A_0}{2\sqrt{n_{0x}(x)}} \exp\left(-\frac{y^2}{2w^2} - \frac{z^2}{2w^2} + i \frac{\omega_0}{c} \int_{-\infty}^x n_{0x}(x') dx' - i\omega_0 t\right) + c.c., \quad (9)$$

где $A_0 = \sqrt{\frac{8P_0}{cw^2}}$, P_0 – мощность накачки, w – ширина пучка, с.с. – член, полученный из первого в результате комплексного сопряжения, $n_{0x} = n_x(\omega_0, n_{0y})|_{n_{0y}=0}$ – показатель преломления, $n_x(\omega_0, n_y) = \sqrt{\eta(\omega_0) - n_y^2}$. Волна накачки (9) может распадаться на обыкновенную волну и двумерно локализованную НГ- (или КЛ) волну, которая затем усиливается от уровня теплового шума. Потенциал НГ-волны без нелинейной связи описывается выражениями (2) и (6). Ее частота и волновое число подчиняются условию квантования (7). Мы предполагаем, что y – компонента волнового вектора равна значению, определяемому соотношением (8). В присутствии волны накачки происходит нелинейное возбуждение НГ-волны. Кроме того, НГ-волна испытывает дифракцию вдоль

оси y . Ее потенциал при этом описывается следующим уравнением

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\Lambda_y \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \Phi_{p,r} = i \frac{\exp(i\omega_L^{p,r} t - iq_{ym} y)}{\langle \partial D(\omega_L) / \partial \omega \rangle} \chi_{nl} \times \int_{-\infty}^{\infty} f_p(K_x x)^* f_r(K_z z)^* \left(q_{ym}^2 - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) \times (\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{E}_0)(\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{E}_s) dx dz, \quad (10)$$

где коэффициент нелинейной связи равен $\chi_{nl} = \frac{2\omega_{pe}^2(0)c}{B(0)\omega_0\omega_s\omega_{ce}(0)}$ [18], процедура усреднения задается соотношением $\langle \dots \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} |f_p(K_x x)|^2 |f_r(K_z z)|^2 \dots dx dz$, $\omega_s = \omega_0 - \omega_L^{p,r}$, и \mathbf{E}_s – электрическое поле дочерней обыкновенной волны. Последнее может быть представлено следующим образом

$$\mathbf{E}_s = \frac{\mathbf{e}_z A_s(x)}{2} \exp\left(i \frac{\omega_s}{c} n_{sy} y + i\omega_s t\right) + c.c., \quad (11)$$

где $n_{sy} = cq_{ym}/\omega_s$ и амплитуда A_s в присутствии волны накачки и НГ- (КЛ) волны является решением волнового уравнения, укороченного в окрестности области локализации НГ-волны

$$\frac{\partial}{\partial x} A_s = -i\chi_{nl} \frac{\omega_s (\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{E}_0)^*}{4c \sqrt{n_{sx}(x)}} \times \exp\left(i\omega_0 t - i \frac{\omega_s}{c} \int_{-\infty}^x n_{sx}(x') dx'\right) \left(q_{ym}^2 - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) \Phi, \quad (12)$$

где $n_{sx} = n_x(\omega_s, n_{sy})$. Правая часть уравнения (12) описывает компоненту нелинейного тока, приводящего к возбуждению этой дочерней волны. Интегрируя (12) с граничным условием $A_s|_{x \rightarrow -\infty} = 0$, соответствующим отсутствию дочерней волны, падающей на область распада, найдем

$$A_s = -i\chi_{nl} \frac{\omega_s}{4c} f_r(K_z z) \Phi_{p,r} \int_{-\infty}^x \frac{(\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{E}_0)^*}{\sqrt{n_{sx}(x')}} \times \exp\left(i\omega_0 t - i \frac{\omega_s}{c} \int_{-\infty}^{x'} n_{sx}(x'') dx''\right) \times \left(q_{ym}^2 - \frac{\partial^2}{\partial x'^2}\right) f_p(K_x x') dx'. \quad (13)$$

Соотношение (13) предполагает неизменность структуры (6) НГ-волны в окрестности точек распада и потому применимо лишь при не слишком большой интенсивности волны накачки. Подставляя выражение для A_s в форму (13) в правую часть уравнения (10), мы в конечном итоге прихо-

дим к уравнению, описывающему нелинейную эволюцию потенциала НГ-волны

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\Lambda_y \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \Phi_{p,r} = \gamma_0 \exp\left(-\frac{y^2}{w^2}\right) \Phi_{p,r}, \quad (14)$$

где

$$\gamma_0 = \frac{A_0^2}{8B(0)^2} \frac{\omega_{pe}^4(0)}{\omega_0^2 \omega_{ce}^2(0)} \frac{c}{\omega_s \langle \partial D(\omega_L) / \partial \omega \rangle} \times \frac{(q_{ym}^2 + K_x^2(2p+1))^2}{n_{sx}(0)n_{0x}(0)} \int_{-\infty}^{\infty} dz \exp\left(-\frac{z^2}{\tilde{w}^2}\right) |f_r(K_z z)|^2 \times \int_{-\infty}^{\infty} dx f_p(K_x x)^* \int_{-\infty}^x dx' \exp\left(i \int_{x'}^x \Delta K dx''\right) f_p(K_x x')$$

и $\Delta K = (\omega_s n_{sx} - \omega_0 n_{0x})/c$. Уравнение (14) описывает экспоненциальный рост дочерней НГ-волны, который происходит, когда мощность волны накачки превышает пороговое значение P_0^{th} . Если мощность волны накачки значительно превышает пороговое значение $P_0 \gg P_0^{th}$, то мы можем разложить экспоненциальную функцию, описывающую поперечную структуру пучка накачки, в ряд $\exp(-y^2/w^2) \approx 1 - y^2/w^2$ и получить аналитическое приближение для экспоненциально растущего решения уравнения (14)

$$\Phi_{p,r}(t, y) = \exp(\gamma_{ins}^s t + i\delta\omega_{ins}^s t) f_s(K_y y), \quad (15)$$

где $K_y^{-1} = \Lambda_y^{1/4} w^{1/2} / \sqrt[4]{\gamma_0} \exp(-i\pi/8 - i \arg(\gamma_0/4))$ и

$$\begin{aligned} \gamma_{ins}^s &= \gamma_0' - (2s+1) \sqrt{|\gamma_0| \Lambda_y / w^2} \times \\ &\times \sin\left(\arctan\left(\gamma_0''/\gamma_0'\right)/2 + \pi/4\right) \\ \delta\omega_{ins}^s &= \gamma_0'' + (2s+1) \sqrt{|\gamma_0| \Lambda_y / w^2} \times \\ &\times \cos\left(\arctan\left(\gamma_0''/\gamma_0'\right)/2 + \pi/4\right) \end{aligned} \quad (16)$$

при $s \in \mathbb{Z}$. Хотя решение (15) становится не вполне корректным при мощности пучка порядка порогового значения $P_0 \geq P_0^{th}$, мы воспользуемся им для приближенной оценки порога неустойчивости. Для этого подставим $\gamma_s = 0$ в уравнение (16), что приводит к следующей оценке

$$\begin{aligned} \gamma_0'(P_0^{th}) &= (2s+1) \sqrt{|\gamma_0(P_0^{th})| \Lambda_y / w^2} \times \\ &\times \sin\left(\arctan\left(\gamma_0''(P_0^{th})/\gamma_0'(P_0^{th})\right)/2 + \pi/4\right). \end{aligned} \quad (17)$$

4. ИНДУЦИРОВАННОЕ РАССЕЯНИЕ ОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ ПРИ ЭЦРН В ТОКАМАКЕ ITER

В этом разделе мы проанализируем возможность возникновения аномального рассеяния в будущих экспериментах по нагреву плазмы в режиме ЭЦР с использованием пучков обыкновенных волн в установке ITER с большим радиусом $R_0 = 6.2$ м и центральным магнитным полем $B_0 = 5-6$ Т. Предполагается использовать 20 МВт СВЧ-мощности для нагрева электронов плазмы и подавления неоклассических тиринг-неустойчивостей [19]. Эта мощность будет обеспечиваться группировкой гиротронов, генерирующих СВЧ-пучки мощностью до 1 МВт каждый на частоте 170 ГГц. Магнитная система установки ITER спроектирована с $N = 18$ катушками тороидального поля, что приводит в экваториальной плоскости на внешнем краю плазмы к амплитуде гофрировки магнитного поля до $\delta \approx 0.5-1\%$ [20].

С помощью специальных ферромагнитных вставок эта величина может быть снижена до 0.3% [21]. Рабочим сценарием разряда в ITER предполагается осуществлять режим Н-моды. Таким образом, мощные СВЧ-пучки будут запускаться в плазму в экваториальной плоскости и проходить через транспортный барьер, расположенный на границе плазмы в области с наибольшей гофрировкой магнитного поля. Как показано в предыдущем разделе, при таких обстоятельствах СВЧ-пучок накачки при прохождении через область с большим градиентом плотности плазмы может испытать аномальное рассеяние и привести к возбуждению двумерно локализованных волн промежуточного диапазона частот. На рис. 1 показана разница между волновыми числами СВЧ-волны накачки и рассеянной волны ($k_{0x} - k_{sx}$, пунктирная линия) и волновое число НГ-волны (тонкая сплошная линия), которое является ВКБ-решением уравнения (5). В точках пересечения этих кривых выполняются распадные резонансные условия для волновых векторов взаимодействующих волн. Профиль плотности плазмы изображен толстой сплошной линией. В точках пересечения обеих тонких кривых выполняется условие резонанса для параметрического распада. Масштаб неоднородности выбранного профиля плотности в точке перегиба x_{inf} равен $\Delta_{ETB} = |d \ln(n_e)/dx|_{x_{inf}}^{-1} = 3.1$ см. Частоты волн накачки и рассеяния равны соответственно $f_0 = 170$ ГГц и $f_s = 168.945$ ГГц. При этих параметрах оптимальное значение компоненты q_y волнового числа составляет $q_{ym} = 10.8$ см $^{-1}$ ($k_{sx}(x_{inf}) = 27.3$ см $^{-1}$).

На рис. 2 показана зависимость инкремента параметрической распадной неустойчивости

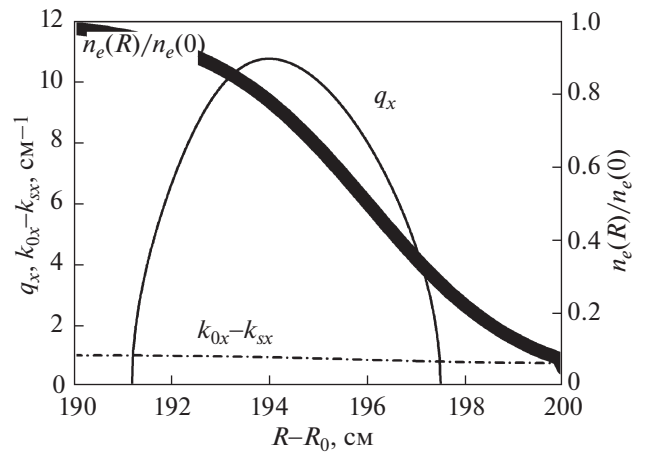


Рис. 1. Дисперсионные кривые, иллюстрирующие параметрическую распадную неустойчивость (ПРН): пунктирная кривая – $k_{0x} - k_{sx}$, сплошная кривая – q_x . В точках пересечения этих кривых выполняются распадные резонансные условия для волновых векторов взаимодействующих волн. Толстая сплошная линия – профиль плотности плазмы. $q_{ym} = 10.8$ см $^{-1}$, $f_0 = 170$ ГГц, $f_s = 168.95$ ГГц, $f_{LHR}|_{x_{inf}} = 885$ МГц и $\Delta_{ETB} = |d \ln(n_e)/dx|_{x_{inf}}^{-1} = 3.1$ см.

(ПРН) от мощности СВЧ-волны накачки. Кружки – это результат численного решения уравнения (14). Сплошная кривая аналитически предсказана уравнением (16). Предсказанные аналитически и численно рассчитанные пороговые значения мощности составляют $P_0^{th} = 349$ кВт и $P_0^{th} = 258$ кВт соответственно. Таким образом, приближенная аналитическая оценка пороговой мощности превышает ее реальное значение. При мощности СВЧ-накачки, значительно превышающей пороговую мощность возбуждения неустойчивости, аналитическая зависимость (16) описывает инкремент неустойчивости с хорошей точностью. Следует подчеркнуть, что полученные значения порога ПРН по СВЧ-мощности на два порядка меньше значения, предсказанного для неустойчивости индуцированного рассеяния стандартной теорией [22], что делает возможным аномальное рассеяние обыкновенной волны в транспортном барьере (ТБ). Для пучка обыкновенных СВЧ-волн мощностью 1 МВт инкремент неустойчивости приближенно равен 1×10^7 с $^{-1}$. Однако, в случае, когда несколько СВЧ-пучков пересекают область ТБ, инкремент неустойчивости будет увеличиваться пропорционально количеству пучков. На рис. 3 показана зависимость порога неустойчивости, полученного в результате численного решения, от амплитуды пространственной модуляции магнитного поля. Посколь-

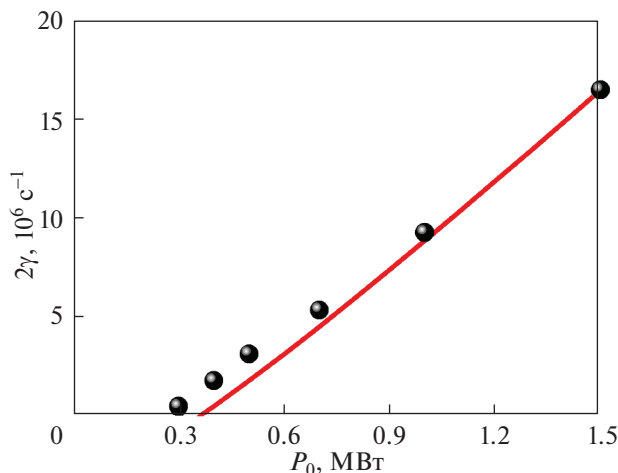


Рис. 2. Зависимость инкремента ПРН от мощности СВЧ-волны накачки: сплошная кривая решение – выражение (16), кружки – численное решение (14); $w = 2$ см, $\delta = 0.5\%$. Предсказанные и численно рассчитанные пороговые значения мощности: $P_0^{th} = 349$ кВт (см. (17)) и $P_0^{th} = 258$ кВт.

ку увеличение амплитуды модуляции уменьшает область локализации НГ-волн вдоль магнитного поля, это увеличивает эффективность связи между нелинейно взаимодействующими волнами, и, таким образом, снижает порог неустойчивости. На рис. 4 показана зависимость порога СВЧ-мощности, который определяется численно путем решения уравнения (14), от масштаба неоднородности в точке перегиба профиля плотности плазмы. Видно, что зависимость оказалась слабой. Остается отметить, что все рис. 1–4 построены для следующих параметров плазмы в точке перегиба профиля плотности: $B(x_{inf}) = 4.5$ Т, $n(x)_{inf} = 4.1 \times 10^{13}$ см $^{-3}$, $T_{e,i}(x_{inf}) = 1392$ эВ.

5. ИНДУЦИРОВАННОЕ РАССЕЯНИЕ ОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ ПРИ ЭЦРН В ТОКАМАКЕ Т-15МД

Эффект аномального рассеяния обыкновенной волны, предсказанный для ЭЦРН-эксперимента на токамаке ITER, может быть исследован в экспериментах по нагреву на второй и первой гармонике электронного циклотронного (ЭЦ) резонанса в плазме на компактном токамаке Т-15МД. ЭЦ-поглощение в области резонанса в первом случае будет небольшим. Уровень и спектр рассеянного СВЧ-излучения может быть измерен с помощью антенн, расположенных в установке со стороны сильного магнитного поля. Возможно также измерение спектра СВЧ-сигнала, отраженного от внутренней стенки с помо-

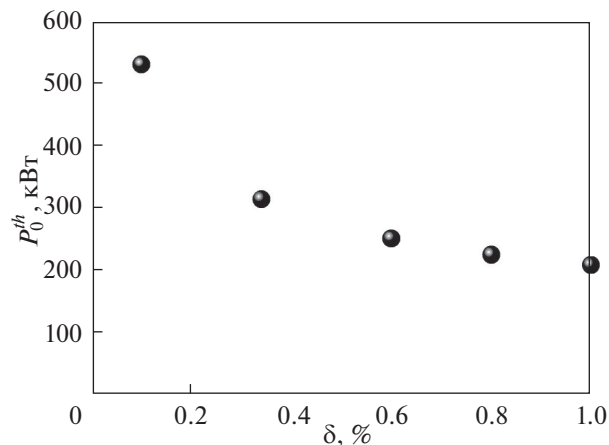


Рис. 3. Зависимость порога неустойчивости от амплитуды гофрировки магнитного поля. Параметры такие же, как на рис. 1 и 2.

щью антенн, расположенных со стороны слабого магнитного поля. Во втором случае для снижения поглощения СВЧ-излучения в области ЭЦР следует сдвинуть ее из центральной части разряда.

На токамаке Т-15МД ($R_0 = 1.48$ м, $a = 0.67$ м, $B_0 = 2.2$ Т, $N = 16$, $\delta = 0.76$) для дополнительного нагрева плазмы предполагается использовать пучки мощных СВЧ-волн обыкновенной и необыкновенной поляризации, генерируемые с помощью гиротронного комплекса на основе двухчастотных гиротронов с частотой $f_0^{(1)} \sim 82.6$ ГГц и частотой $f_0^{(2)}$ в диапазоне 102–110 ГГц [23, 24]. Есть основания полагать, что в токамаке Т-15МД будет получен режим улучшенного удержания плазмы, характеризующийся большим градиентом плотности на границе плазменного шнура.

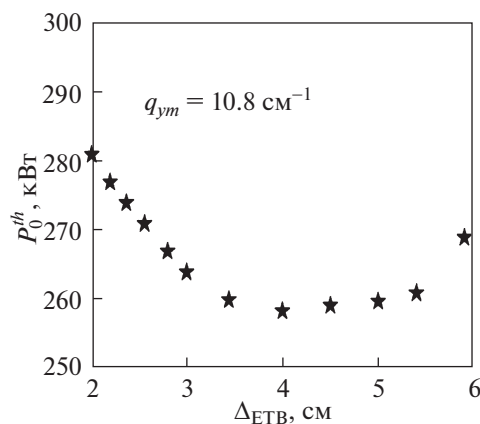


Рис. 4. Зависимость порога неустойчивости от масштаба неоднородности в точке перегиба профиля плотности. Параметры такие же, как на рис. 1 и 2.

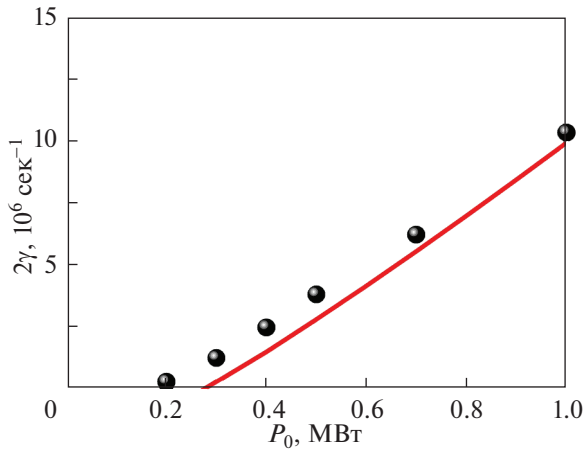


Рис. 5. Зависимость инкремента ПРН от мощности волны накачки: сплошная кривая – (16), кружки – численное решение (14). Параметры ЭЦР-нагрева плазмы, которые предполагаются реализовать на токамаке Т-15МД [23, 24]: $f_{LHR}|_{x_{inf}} = 554$ МГц, $f_0 = 82.6$ ГГц, $f_s = 79.046$ ГГц, $q_{ym} = 3.2$ см⁻¹, $w = 2$ см, $\Delta_{ETB} = 3.1$ см, $\delta = 0.7\%$.

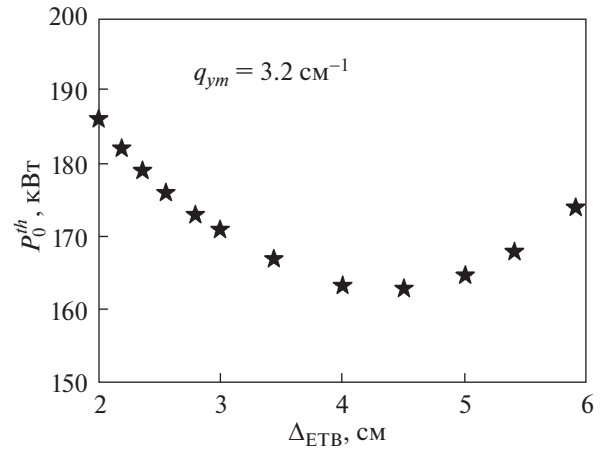


Рис. 6. Зависимость порога неустойчивости от масштаба неоднородности в точке перегиба профиля плотности Δ_{ETB} . Параметры такие же, как на рис. 5.

Для того, чтобы оценить порог и величину инкремента ПРН индуцированного рассеяния пучка СВЧ-волны накачки обыкновенной поляризации на частоте 82.6 ГГц при его диаметре $w = 2$ см, мы воспользуемся профилем плотности плазмы, который характеризуется таким же масштабом неоднородности в периферийной области разряда, который предполагается для токамака ITER $\Delta_{ETB} = 3.1$ см. Предполагая параболический профиль электронной и ионной температуры с локальными значениями $T_{e,i}(x_{inf}) = 350$ эВ в области транспортного барьера, получим зависимости, аналогичные тем, что были приведены в предыдущем разделе для параметров ITER. На рис. 5 показана зависимость инкремента неустойчивости от мощности СВЧ-пучка накачки. Кружки показывают результат численного решения уравнения (14). Сплошная кривая аналитически предсказана приближенным решением уравнения (16). Аналитически оцененные и численно рассчитанные пороговые значения мощности составляют $P_0^{th} = 254$ кВт и $P_0^{th} = 169$ кВт соответственно. Для СВЧ-пучка обыкновенной волны мощностью 1 МВт инкремент неустойчивости приблизительно равен 1×10^7 с⁻¹. При выбранных параметрах оптимальное значение компоненты волнового числа составляет $q_{ym} = 3.2$ см⁻¹, $k_{sx}(x_{inf}) = 11.02$ см⁻¹, что соответствует углу рассеяния около 15°. Рисунок 6 показывает зависимость порога неустойчивости от масштаба неоднородности в точке перегиба профиля плотности

плазмы. Остальные параметры выбраны такими же, как на рис. 5. Видно, что зависимость от параметра неоднородности в периферийной области плазмы Δ_{ETB} слабая. На рис. 7 показана зависимость порога неустойчивости от амплитуды гофрировки магнитного поля δ . Видно также, что чем больше амплитуда гофрировки магнитного поля и меньше область локализации НГ-волны вдоль магнитного поля, тем ниже порог неустойчивости. Таким образом, теоретические оценки показывают, что в этом эксперименте по ЭЦР-нагреву плазмы на первой гармонике ЭЦ-резонанса, расположенного в периферийной плазме со стороны сильного магнитного поля, неустойчивость индуцированного СВЧ-рассеяния вперед может возбуждаться.

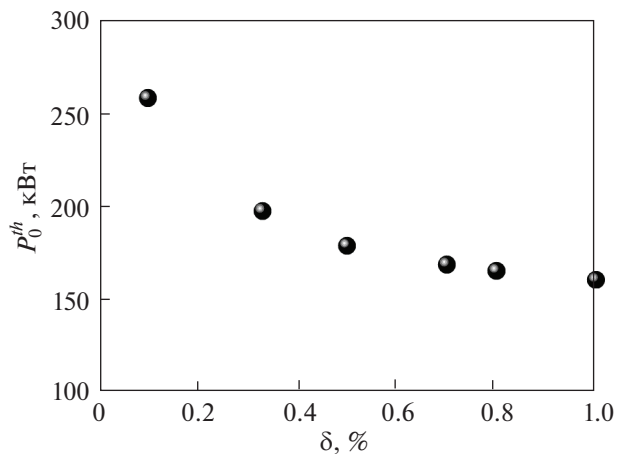


Рис. 7. Зависимость порога неустойчивости от амплитуды гофрировки магнитного поля δ . Параметры такие же, как на рис. 5 и 6.

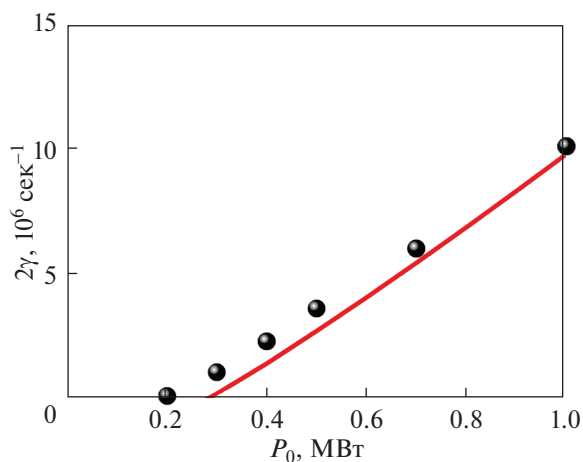


Рис. 8. Зависимость инкремента ПРН от мощности волны накачки: сплошная кривая – (16), кружки – численное решение (14). Параметры ЭЦР-нагрева плазмы, которые предполагаются на токамаке Т-15МД [23, 24]: резонансная частота возбуждения нижнегибридных волн $f_{LHR}|_{x_{inf}} = 554$ МГц, частота СВЧ обыкновенной волны накачки $f_0 = 105$ ГГц, частота рассеянной СВЧ-волны $f_s = 102.046$ ГГц при параметрах $q_{ym} = 2.2$ см $^{-1}$, $w = 2$ см, $\Delta_{ETB} = 3.1$ см, $\delta = 0.7\%$

Поскольку можно ожидать, что в периферийной плазме эффект рассеяния СВЧ-волн будет небольшим, наблюдение рассеянного сигнала может проводиться с помощью антенны, расположенной напротив системы ввода со стороны сильного магнитного поля.

Далее, мы рассмотрим условия рассеяния пучка СВЧ-волн обыкновенной поляризации на частоте 105 ГГц. Вторая гармоника ЭЦ-резонанса в этом случае будет находиться в центре шнура. Все остальные параметры плазмы мы оставим прежними. При выбранных параметрах плазмы оптимальное значение компоненты волнового числа вдоль оси y составляет $q_{ym} = 2.2$ см $^{-1}$, $k_{sx}(x_{inf}) = 18$ см $^{-1}$ и угол рассеяния 6.9° . На рисунке 8 показана зависимость инкремента ПРН от мощности СВЧ-пучка накачки. Кружки показывают результат численного решения уравнения (14). Сплошная кривая – аналитически предсказана приближенным решением уравнения (16). Аналитически оцененные и численно рассчитанные пороговые значения СВЧ-мощности составляют $P_0^{th} = 275$ кВт и $P_0^{th} = 197$ кВт, соответственно. Для пучка обыкновенных волн мощностью 1 МВт инкремент неустойчивости (16) равен 1×10^7 с $^{-1}$. Как и в случае рабочей частоты 82.6 ГГц, при данных параметрах пучка порог неустойчивости должен быть легко превзойден в экспери-

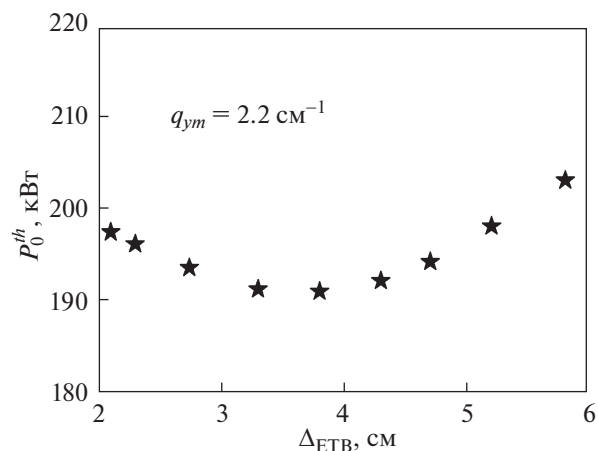


Рис. 9. Зависимость порога неустойчивости от масштаба неоднородности в точке перегиба профиля плотности Δ_{ETB} . Параметры такие же, как на рис. 8.

ментах с мегаваттными СВЧ-пучками. Рисунок 9 показывает зависимость порога неустойчивости от масштаба неоднородности в точке перегиба профиля плотности плазмы. Выбраны такие же параметры плазмы и СВЧ-пучка, как на рис. 8. Как и в предыдущем случае, зависимость от параметра скачка плотности плазмы Δ_{ETB} слабая. На рис. 10 показана зависимость порога неустойчивости от амплитуды гофрировки магнитного поля δ .

Таким образом, теоретические оценки показывают, что в эксперименте по ЭЦР-нагреву на второй гармонике резонанса плазмы в токамаке Т-15МД, неустойчивость индуцированного рассеяния СВЧ-волны вперед также может возбуждаться. Поскольку эффективность поглощения

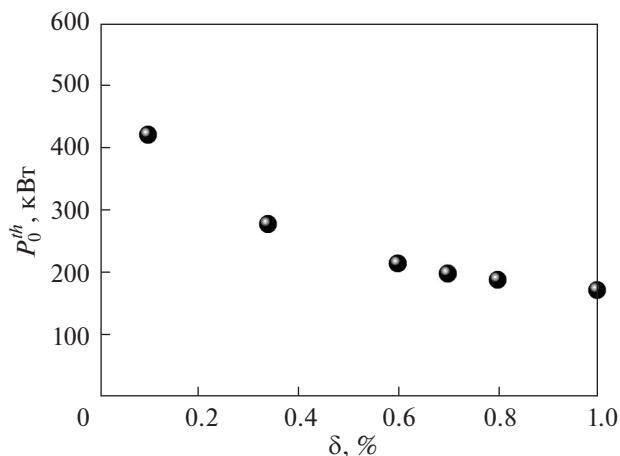


Рис. 10. Зависимость порога неустойчивости от амплитуды гофрировки магнитного поля δ . Параметры такие же, как на рис. 8 и 9.

обыкновенной волны на второй гармонике невелика, наблюдение рассеянного сигнала может проводиться как с помощью антенны, расположенной напротив системы СВЧ-ввода со стороны сильного магнитного поля, так и с помощью антенны, расположенной со стороны слабого магнитного поля, принимающей СВЧ-сигнал, отраженный от стенки.

6. ВЫВОДЫ

В работе проанализирована возможность экспериментального изучения эффекта аномального рассеяния обыкновенных электромагнитных волн в транспортном барьере на границе плазменного шнура при электронном циклотронном резонансном нагреве плазмы в токамаке Т-15МД. Показано, что так же, как и на токамаке ИТЕР, на токамаке Т-15МД при мегаваттном уровне мощности в пучках СВЧ-волн возможно возбуждение этого нежелательного явления. Предложена геометрия эксперимента, позволяющая исследовать это явление и сопоставить результаты наблюдений с предсказаниями теории. Следует заметить, что для теоретического предсказания уровня аномального поглощения СВЧ-волн необходимо анализировать сценарии насыщения неустойчивости индуцированного рассеяния, что будет целью последующих работ.

Аналитическое рассмотрение неустойчивости выполнено при поддержке гранта РФФИ 22-12-00010, численное моделирование для условий токамаков ИТЕР и Т-15МД – в рамках государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН 0040-2019-0023, численный код, позволяющий моделировать линейную стадию ПРН, разработан в рамках государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН 0034-2021-0003.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wagner F.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2007. V. 49. P. B1.
2. *Doyle E.J., Houlberg W.A., Kamada Y., Mukhovatov V., Osborne T.H., Polevoi A., Bateman G., Connor J.W., Cordey J.G., Fujita T., Garbet X., Hahn T.S., Horton L.D., Hubbard A.E., Imbeaux F., Jenko F., Kinsey J.E., Kishimoto Y., Li J., Luce T.C., Martin Y., Ossipenko M., Parail V., Peeters A., Rhodes T.L., Rice J.E., Roach C.M., Rozhansky V., Rytter F., Saibene G., Sartori R., Sips A.C., Snipes J.A., Sugihara M., Synakowski E.J., Takenaga H., Takizuka T., Thomsen K., Wade M.R. and Wilson H.R.* // Nuclear Fusion. 2007. V. 47. P. S18.
3. *Popov A.Yu., Gusakov E.Z.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. P. 025022.
4. *Popov A.Yu., Gusakov E.Z.* // Europhys. Lett. 2016. V. 116. P. 45002.
5. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Phys. Usp. 2020. V. 63. P. 365.
6. *Senstius M.G., Nielsen S.K. and Vann R.G.L.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 065018.
7. *Hansen S.K., Jacobsen A.S., Willensdorfer M., Nielsen S.K., Stober J., Höfler K., Maraschek M., Fischer R., Dunne M., the EURO fusion MST team and the ASDEX Upgrade team* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 095002.
8. *Tancetti A., Nielsen S.K., Rasmussen J., Moseev D., Guskov E.Z., Popov A.Yu., Stange T., Marsen S., Zani-ni M., Killer C., Vecsei M., Laqua H.P. and W7-X Team* // Proc. of 47th EPS Conference on Plasma Physics 21–25 June 2021 Sitges Spain. V. 45A. P4. 1048.
9. *Westerhof E., Nielsen S.K., Oosterbeek J.W., Salewski M., de Baar M.R., Bongers W.A., Bürger A., Hennen B.A., Korsholm S.B., Leipold F., Moseev D., Stejner M., Thoen D.J.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 125001.
10. *Nielsen S.K., Salewski M., Westerhof E., Bongers W., Korsholm S.B., Leipold F., Oosterbeek J.W., Moseev D., Stejner M.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. P. 115003.
11. *Coda S. for the TCV Team* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 104004.
12. *Dnestrovskij Yu.N., Danilov A.V., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Nemets A.R., Nurgaliev M.R., Subbotin G.F., Solovov N.A., Sychugov D.Yu. and Cherkasov S.V.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 055012.
13. *Hansen S.K., Nielsen S.K., Stober J., Rasmussen J., Stejner M., Hoelzl M., Jensen T. and the ASDEX Upgrade team* // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 106008.
14. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Plasma Physics Reports. 2021. V. 47. P. 111.
15. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // JETP Letters. 2021. V. 114. P. 138.
16. *Gusakov E.Z., Irzak M.A., Piliya A.D.* // JETP Lett. 1997. V. 65. P. 25.
17. *Gusakov E.Z., Dyachenko V.V., Irzak M.A., Shcherbinin O.N., Khitrov S.A.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. P. 075018.
18. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 128. P. 065001.
19. *Erckmann V., Gasparino U.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1994. V. 36. P. 1869.
20. *Shinohara K., Oikawa T., Urano H., Oyama N., Lonngroth J., Saibene G., Parail V. and Kamada Y.* // Fusion Eng. Design. 2009. V. 84. P. 24.
21. *Mitchell N., Devred A. on behalf of the ITER Organisation* // Fusion Engineering and Design. 2017. V. 123. P. 17.
22. *Kaup D.J., Reiman A., Bers A.* // 1979. Reviews of Modern Physic. V. 51. P. 275.
23. *Кирнева Н.А., Кислов Д.А., Пои И.Н.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2020. Т. 43. С. 64.
24. *Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н., Инютин Н.В., Крылов В.А., Левин И.В., Минеев А.Б., Соколов М.М.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. С. 15.