_____ ТОКАМАКИ **___**

УДК 533.9

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОКОВО-КОНВЕКТИВНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ДИВЕРТОРНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ DIII-D-ПОДОБНЫХ УСЛОВИЯХ ОТРЫВА

© 2019 г. А. А. Степаненко^{а,*}, Х. К. Ван^{b,**}

^а Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

^b Ассоциация университетов Ок-Риджа, City, CША

*e-mail: aastepanenko@mephi.ru

**e-mail: wanghuiqian@fusion.gat.com

Поступила в редакцию 13.12.2018 г.

После доработки 07.02.2019 г.

Принята к публикации 07.02.2019 г.

Недавние экспериментальные наблюдения турбулентности диверторной плазмы на токамаке ASDEX Upgrade продемонстрировали возникновение сильных флуктуаций излучения плазмы вблизи X-точки во внутреннем диверторе, когда установка работала в режиме с выраженной асимметрией в отрыве плазмы между внутренним и внешним диверторами. Одним из возможных механизмов, ответственных за эти флуктуации, может быть токово-конвективная неустойчивость. В представляемой работе проведена оценка, может ли эта неустойчивость приводить к турбулентности с пространственными и временными параметрами, сходными с теми, что наблюдались недавно в экспериментах на токамаке DIII-D. Показано, что токово-конвективная неустойчивость приводит к насыщенным флуктуациям параметров плазмы, в структуре которых преобладают низкочастотные моды с тороидальными длинами волн порядка длины окружности установки во внутреннем диверторе — свойства, которые подобны экспериментально наблюдаемым характеристикам турбулентности.

DOI: 10.1134/S0367292119070126

1. ВВЕДЕНИЕ

Физика отрыва плазмы играет важную роль при определении режима работы термоядерного реактора [1]. Газовые мишени дивертора в настоящий момент считаются единственным инструментом для смягчения огромных потоков тепла и частиц, приходящих из горячей центральной области на первую стенку установки, защищая, таким образом, компоненты токамака, обращенные к плазме [2].

Динамика плазмы в режиме отрыва определяется большим числом физических механизмов, протекающих как на границе плазма-поверхность [3—5], так и в объеме плазмы [6—9]. Последняя группа процессов включает в себя процессы турбулентного переноса, которые наряду с классическими определяют транспортные потоки, идущие через пристеночную область на пластины дивертора [9, 10].

Турбулентная динамика диверторной плазмы формируется за счет развития и взаимодействия различных типов неустойчивостей, таких как ионизационно-рекомбинационная неустойчивость [11], скачки ионизационного фронта [12],

MARFE [13], мода проводящей стенки (RWM) [14], неустойчивости, вызываемые примесями [15], и т.д., которые возбуждаются при определенных физических условиях. В качестве одного из подобных механизмов в работе [16] был недавно предложен механизм токово-конвективной неустойчивости (ТКН), ответственной за значительные бифуркацию и периодические колебания параметров диверторной плазмы, наблюдавшихся на токамаке ASDEX Upgrade (AUG) [17]. В этих экспериментах установка работала во флуктуирующем режиме отрыва плазмы [17], характеризуемом температурной асимметрией между внутренним и внешним диверторами, которая приводит к формированию сильного электрического поля внутри внутреннего дивертора и возникновению ТКН [16]. Результаты работы [16] были впоследствии подкреплены численными расчетами параметров турбулентности диверторной плазмы, вызываемой ТКН при AUG-подобных условиях [18]. Недавние экспериментальные наблюдения на токамаке DIII-D также продемонстрировали турбулентную динамику диверторной плазмы, схожую с той, что наблюдалась на ASDEX Upgrade при аналогичных условиях отрыва [19]. В частности, при помощи диверторной диагностики вблизи точки контакта плазмы на диверторной пластине в спектре турбулентности были обнаружены низкочастотные флуктуации продольного тока плазмы, локализованные в полоидальном направлении и имеющие большие тороидальные длины волн, сравнимые с размером установки. Определение физического механизма, ответственного за наблюдавшиеся флуктуации, является крайне важной задачей.

В этой работе мы используем физическую модель ТКН работы [18] для моделирования динамики плазмы при DIII-D-подобных параметрах дивертора и оценки, может ли ТКН приводить к турбулентности с пространственными и временными характеристиками, схожими с экспериментальными наблюдениями [19]. Работа построена следующим образом. В разд. 2 представлены основные уравнения, определяющие динамику ТКН. В разд. 3 описаны параметры, использованные для численного моделирования. Результаты моделирования для двух расчетных случаев и основные наблюдаемые закономерности турбулентности представлены и обсуждаются в разд. 4. Основные выводы собраны в разд. 5.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Для анализа динамики плазмы, вызываемой токово-конвективной неустойчивостью, мы используем физическую модель ТКН, которая по существу совпадает с используемой в работе [18] и потому наследует ряд физических предположений, таких как пренебрежение конвективной частью продольного потока тепла электронов, кривизной силовых линий магнитного поля, температурой ионов, электромагнитными эффектами и трением между плазмой и нейтральным газом. Физические соображения для применения этих ограничений не приводятся здесь для краткости, за подробностями мы отсылаем заинтересованного читателя к работе [18].

Движение плазмы описывается набором динамических уравнений для завихренности плазмы $\overline{\omega}$ и электронной температуры T_e [18]

$$\frac{d\overline{\omega}}{dt} = \frac{B^2}{m_e n_o c^2} \nabla_{\parallel} j_{\parallel}, \quad \frac{3}{2} n_0 \frac{dT_e}{dt} + \nabla_{\parallel} q_{e\parallel} = 0.$$
 (1)

В этих уравнениях $\varpi = \nabla_{\perp}^2 \varphi$ — завихренность плазмы в приближении холодных ионов и предположении об однородности профиля фоновой плазмы $n_0,\ j_{\parallel} = -\sigma \partial_{\parallel} [\varphi - 1.71(T_e/e)]$ — продольный ток плазмы, $\sigma = 1.96 n_0 e^2 \tau_{ei}/m_e$ — продольная электропроводность плазмы, $q_{e\parallel} = -\kappa_{e\parallel} \partial_{\parallel} T_e$ — параллельный диффузионный электронный поток тепла,

 $\kappa_{e\parallel}=3.16n_0T_e\tau_{ei}/m_e$ — продольная электронная теплопроводность, $\tau_{ei}=3m_e^{1/2}T_e^{3/2}/(4\sqrt{2\pi}n_0e^4\ln\Lambda_{ei})$ — характерное время столкновений ионов и электронов, $\Lambda_{ei}\sim10$ — кулоновский логарифм, m_i и m_e — массы ионов и электронов, соответственно, B — индукция магнитного поля, c — скорость света, e — элементарный заряд. Материальная производная d/dt, входящая в уравнения (1), выражается как $d/dt=\partial/\partial t+\mathbf{V}_{E\times B}\cdot\nabla$, где $\mathbf{V}_{E\times B}=(c/B^2)\mathbf{B}\times\nabla\phi$ — скорость дрейфа плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях, и мы также предполагаем, что индукция магнитного поля B слабо меняется вдоль силовых линий магнитного поля, так что B = const.

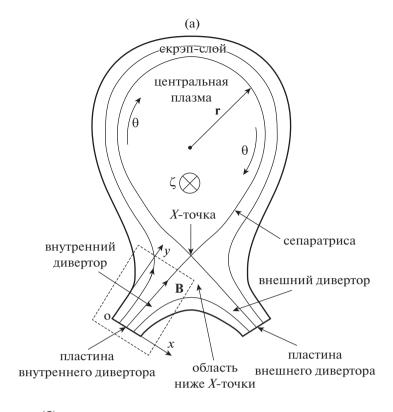
Токово-конвективная неустойчивость экспериментально наблюдается в холодной плазме внутреннего дивертора [16], так что уравнения (1) решаются в магнитной геометрии этой области. Для моделирования мы используем упрощенную ортогональную магнитную геометрию с широм, как показано на рис. 1. Ось x системы координат ортогональна магнитным поверхностям и покрывает расстояние Δ_x . Ось y следует за ходом силовых линий магнитного поля (область расчетов длиной L_{\parallel}), причем диверторные пластины расположены в точке y=0. Ось z направлена по нормали к опорной магнитной силовой линии, расположенной в точке x=0; область расчетов по z имеет размер Δ_z .

В используемой системе координат уравнения (1) замыкаются добавлением следующего набора граничных и начальных условий. В направлении оси z граничные условия для всех переменных периодические, имитирующие тороидальную симметрию распределения параметров плазмы в токамаке. Вдоль оси x для всех параметров используются граничные условия с нулевой производной. Хотя эти условия могут быть нефизичны, мы, тем не менее, используем их, поскольку они оказывают слабое влияние на движение плазмы при условии, что она находится на большом удалении от радиальных стенок области расчетов. В направлении вдоль магнитного поля накладываются граничные условия

$$\begin{aligned} \phi\big|_{y=0} &= 0, \quad \phi\big|_{y=L_{\parallel}} &= \phi_{u}(x) = \phi_{m} \exp[-(x/\delta_{\phi})^{2}], \\ T_{e}\big|_{y=0} &= T_{d}(x) = T_{0}, \end{aligned} \tag{2}$$

$$T_{e}\big|_{y=L_{\parallel}} &= T_{u}(x) = T_{0} + T_{m} \exp[-(x/\delta_{T})^{2}], \end{aligned}$$

где ϕ_m и T_m — максимальные значения потенциала плазмы и электронной температуры над их фоновыми значениями $\phi_0=0$ и T_0 , соответственно, а δ_ϕ и δ_T представляют характерные масштабы изменения соответствующих плазменных профилей поперек магнитных поверхностей. Граничные условия (2) имитируют распределения ϕ и T_e



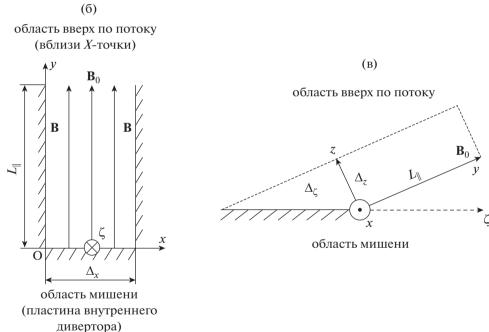


Рис. 1. а) — Схематичное изображение полоидального сечения токамака. Вместе с глобальными тороидальными координатами (r, θ, ζ) представлена локальная система отсчета (x, y, z), используемая в работе. Область скрэп-слоя, соответствующая области моделирования, выделена прямоугольником; б) — эскиз выпрямленной области расчетов с упрощенной ортогональной системой координат с широм; в) — эскиз проекции оси z системы координат на тороидальную ось ζ токамака.

вблизи пластин (y = 0) и в области вверх по потоку ($y = L_{\parallel}$) ноги дивертора в реальном токамаке.

Начальные распределения параметров плазмы находятся как стационарные решения уравнений (1)

$$T_{e}(\mathbf{r}, t = 0) = T_{e0}(\mathbf{r}) =$$

$$= \left[T_{d}^{7/2} + (y/L_{\parallel}) (T_{u}^{7/2} - T_{d}^{7/2}) \right]^{2/7},$$

$$\varphi(\mathbf{r}, t = 0) = \varphi_{0}(\mathbf{r}) =$$

$$= 1.71 \frac{T_{e0} - T_{d}}{e} + \left(\varphi_{u} - 1.71 \frac{T_{u} - T_{d}}{e} \right) \frac{T_{e0}^{2} - T_{d}^{2}}{T_{u}^{2} - T_{d}^{2}},$$

$$\varpi(\mathbf{r}, t = 0) = \nabla_{\perp}^{2} \varphi_{0}(\mathbf{r}).$$
(3)

3. ПАРАМЕТРЫ РАСЧЕТОВ

Для решения приведенных выше уравнений мы используем расчетную программу, написанную в коде BOUT++ [20], с набором параметров плазмы, сходных с параметрами дивертора токамака DIII-D [19]. Расчеты были полностью нелинейными: электрическая, σ , и тепловая, $\kappa_{e||}$, проводимости изменялись вместе с электронной температурой. Индукции тороидального и полоидального магнитных полей были приняты равными экспериментальным значениям, $B_t = 2 \, \mathrm{Tr}$ и $B_{p} = 0.036 \text{ Tл}$, соответственно, приводя к эффективному тороидальному размеру области расчетов порядка длины окружности DIII-D внутри внутреннего дивертора, $\Delta_{\zeta} = 6.9$ м (масштаб Δ_{ζ} является проекцией размера области расчетов вдоль оси z, Δ_z , на тороидальную ось установки, так что $\Delta_z = (B_p/B)\Delta_\zeta = 12.4$ см, см. рис. 16). Размер области расчетов в направлении оси x равен $\Delta_x = 10$ см. Длина силовых линий магнитного поля между пластинами дивертора и Х-точкой составляет L_{\parallel} = 20 м, шировая длина магнитного поля равна $L_{s}^{"} = 0.6$ м. Фоновые плотности плазмы, n_{0} , и электронной температуры, T_0 , равны, соответственно, $n_0 = 4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и $T_0 = 5$ эВ. Параметры ϕ_m , T_m и δ_{ϕ} , δ_T в граничных условиях (2) связаны друг с другом через тождества $\phi_m = 3T_m$ и $\delta_{\phi} = \delta_T = \delta$ для воспроизведения зависимости плавающего потенциала плазмы от температуры электронов. В расчетах мы полагаем $\delta = 2$ см и используем две разные температуры $T_m = 20$ и 30 эВ, которые приводят к максимальным значениям температуры электронов в области вверх по потоку $T_{e \max} =$ = 25 и 35 эВ, сходные со значениями, наблюдавшимися в экспериментах [19, 21]. Подчеркнем, что принятую в этой работе область вверх по потоку не следует путать с одноименной областью реального токамака. Этим термином мы лишь обозначаем область, расположенную на верхнем конце силовой линии магнитного поля, т.е. при

 $y=L_{\parallel}$. Как следствие, в этой работе электронная температура в области вверх по потоку измеряется вблизи X-точки внутри внутреннего дивертора и формируется за счет горячей плазмы внешнего дивертора установки.

Численная схема, используемая при решении уравнений (1), включает комбинацию центральной схемы 4-го порядка и схемы WENO 3-го порядка для вычисления, соответственно, обычных пространственных производных и производных вверх по потоку, а также алгоритм Гира, реализованный в решателе CVODE [22], для выполнения шагов по времени. Функциональность численной схемы была ранее опробована в работе [18]. Разрешение сетки, использованной для моделирования, вдоль осей x, y и z составляет $N_x \times N_y \times N_z = 260 \times 15 \times 257$, что достаточно для разрешения крупномасштабных турбулентных структур в направлениях как поперек, так и вдоль силовых линий магнитного поля.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Прежде чем представлять пространственные и временные спектры насыщенной токово-конвективной турбулентности, кратко обсудим то, как они были получены.

Для анализа пространственных спектров флуктуаций, были использованы данные об осцилляциях электронной температуры вблизи диверторных пластин (т.е. при y = 0), $\delta T_{\epsilon}(x, z, t) =$ $= T_{e}(x,0,z,t) - T_{e}(x,0,z,0)$, которые затем разлагались в спектр Фурье в направлении оси z, $\delta \hat{T}_{e}(x,k_{z},t)$. Результирующие величины $\left|\delta \hat{T}_{e}(x,k_{z},t)\right|$ нормированные на единицу, показывают структуру флуктуаций электронной температуры в пространстве волновых чисел k_z (см. рис. 5 и 6 и их обсуждение далее по тексту). Отметим, что поскольку ось д используемой системы координат аналогична тороидальной оси токамака (см. рис. 1б, где изображена проекция одной оси на другую), спектры $|\delta \hat{T}_e(x,k_z,t)|$ могут быть преобразованы в эквивалентные им спектры в тороидальном направлении, $\left|\delta\hat{T}_{e}\left(x,k_{\zeta},t\right)\right|$ с использованием тождества $k_z=(B/B_p)k_\zeta=(B/B_p)(2\pi n_\zeta/\Delta_\zeta),$ где n_{ζ} — тороидальное число моды.

Для анализа временных спектров насыщенной токово-конвективной турбулентности измерялись сигналы электронной температуры в ряде опорных точек, размещенных внутри плазменного объема, а также сигналы продольного тока — в единственной опорной точке, находящейся на точке пересечения сепаратрисы и пластины дивертора (точке контакта плазмы с пластиной — $TK\Pi$) с координатой $x = 0.15\Delta_x$ (здесь амплитуда осцилляций тока достигает максимального зна-

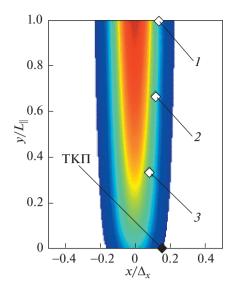


Рис. 2. (в цвете онлайн) Расположение опорных точек для измерения электронной температуры T_e (точки I-3) и продольного тока j_{\parallel} (ТКП). Окрашенная часть рисунка показывает характерное распределение электронной температуры в начальный момент времени (при этом показаны лишь те значения, которые превышают некоторый порог, т.е. $T_e > T_{e \ thr}$).

чения). Расположение опорных точек представлено на рис. 2. Значения сигналов (всего 10000 отсчетов в каждой серии) измерялись с частотой семплирования $f_s = 0.96$ МГц и затем делились на 4 подсерии равной мощности, причем данные в каждом подмножестве сглаживались при помощи оконной функции Кайзера с параметром $\beta = 2\pi$. Затем к каждому подмножеству данных было применено преобразование Фурье, и результирующие частотные спектры были усреднены для получения окончательного частотного спектра турбулентных флуктуаций для каждой серии данных в каждом расчетном случае.

Перейдем теперь к анализу пространственных параметров насыщенной токово-конвективной турбулентности.

Для анализа мы используем моменты времени, которые позволяют нам зафиксировать как линейную, так и нелинейную фазы ТКН. Рис. 3 и 4 показывают временную эволюцию профилей электронной температуры вдоль и поперек области расчетов. На обоих рисунках видно, что в обоих расчетных случаях можно считать, что динамика плазмы определяется насыщенной турбулентностью после момента $t \approx 1.6$ мс. Вставки (б) каждого набора рисунков показывают с большим разрешением изменение электронной температуры вдоль оси z вблизи приемной пластины. Из этих рисунков также можно предварительно видеть, что переход к развитой токово-конвективной турбулентности сопровождается появлением

флуктуаций с большими поперечными масшта-бами

На рис. 5а, б изображены пространственные спектры флуктуаций T_e , вызванных ТКН в два различных момента времени для расчетного случая с максимальной электронной температурой в области вверх по потоку, равной 25 эВ. Видно, что при возникновении неустойчивости (t=0.63 мс) в возмущениях электронной температуры преобладают мелкомасштабные моды с волновым числом $k_z\approx 13$ см $^{-1}$, что соответствует номеру моды $n_z\approx 26$. После перехода к развитой турбулентности и выхода амплитуд осцилляций параметров плазмы на насыщение максимум по k_z в пространственном спектре смещается в область меньших значений $k_z\approx 1.0$ и 0.5 см $^{-1}$ (или $n_z=2$, 1), что указывает на формирование крупномасштабных структур вдоль оси z.

Похожая картина пространственного изменения флуктуаций ТКН наблюдается и в случае с большей температурой электронов в области вверх по потоку, $T_{e \text{ max}} = 35$ эВ. На рис. 6а, б рисунка показаны результаты, аналогичные предыдущей ситуации. В начальные моменты времени, когда ТКН проходит этап экспоненциального роста амплитуд флуктуаций (рис. 6a), максимум на спектре осцилляций T_e сосредоточен в окрестности $k_z \approx 11 \text{ сm}^{-1}$, что соответствует номеру моды $n_z \approx 22$. Напротив, состояние насыщенной турбулентности (рис. 6б) демонстрирует резкое уменьшение величины k_z до значений $k_z \approx 1.0$ и 0.5 cm^{-1} , что вновь соответствует $n_z = 2$, 1, т.е. мелкомасштабные возмущения электронной температуры в направлении оси z сменяются крупномасштабными.

Хотя спектры осцилляций T_e , вызванные ТКН, показывают разную пространственную структуру во время линейной фазы неустойчивости (рис. 5а и 6а), насыщенная турбулентность обладает одним и тем же свойством в обоих расчетных случаях, а именно: в ее пространственных спектрах начинают преобладать флуктуации с большими характерными масштабами в направлении оси z (или эквивалентно, в тороидальном направлении). Эта особенность схожа с тем, что наблюдалось в экспериментах на токамаке DIII-D с флуктуирующим режимом отрыва плазмы: преобладание флуктуаций с тороидальными номерами мод $n_z = 1$ и 2 вблизи внутренней ноги дивертора [19].

Рассмотрим теперь частотные спектры насыщенных флуктуаций параметров плазмы и обратимся к случаю с максимальной электронной температурой в области вверх по потоку $T_{e\, {
m max}} = 25$ эВ. Как можно видеть на рис. 7, измеренный спектр флуктуаций продольного тока вблизи точки контакта плазмы с пластиной дивертора содержит три сильные компоненты с частотами в

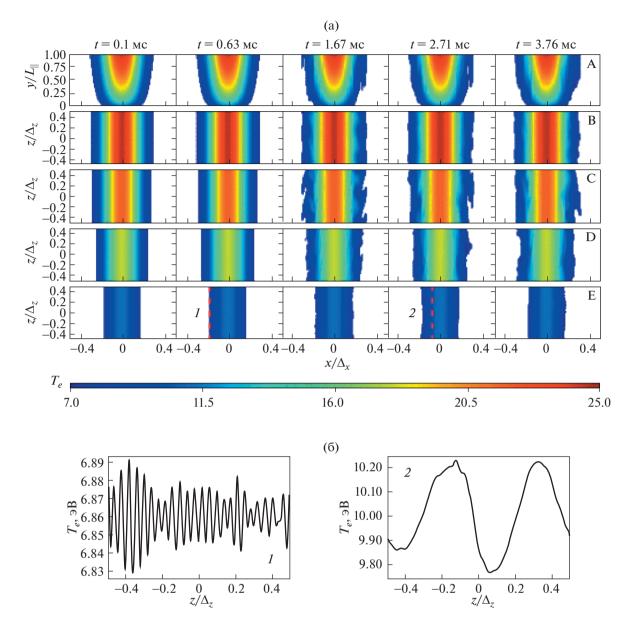


Рис. 3. (в цвете онлайн) а) — Снимки распределения электронной температуры в различных сечениях в разные моменты времени для расчетного случая с $T_{e\,\,\mathrm{max}}=25\,$ эВ. Срез A показывает продольное сечение области расчетов, расположенное в точке $z=\Delta_z/2$. Срезы B-E демонстрируют поперечные распределения электронной температуры в плоскостях, имеющих координату $y=L_{\parallel}, 2L_{\parallel}/3, L_{\parallel}/3, 0$, соответственно; б) — распределения $T_e(x_0,y_0,z,t_0)$, относящиеся к вертикальным пунктирным линиям в строке E, показывающие структуру флуктуаций электронной температуры вдоль оси z во время линейной и нелинейной фаз ТКН.

низкочастотном диапазоне, f=2, 5 и 11 кГц, которые довольно близки к значениям, экспериментально наблюдавшимся на DIII-D: $f_{exp} \sim 3$, 6 и 9 кГц [19].

Стандартное отклонение для флуктуаций δj_{\parallel} вблизи ТКП находится на уровне D[δj_{\parallel}] = = 0.48 A/cm², в то время как фоновое значение продольного тока составляет j_{\parallel} = 9.2 A/cm² \gg D[δj_{\parallel}], что не соответствует результатам измере-

ний, демонстрирующих флуктуации продольного тока с амплитудами, сравнимыми с фоновыми значениями тока j_{\parallel} [19].

Частотные спектры флуктуаций электронной температуры, измеренные в опорных точках 1-3, расположенных внутри объема плазмы, показаны на рис. 8. Спектры демонстрируют преобладание мод с почти одинаковыми частотами, однако в спектрах присутствует лишь одна сильная компонента с частотой $f \approx 10~$ к Γ ц, которая сопровож-

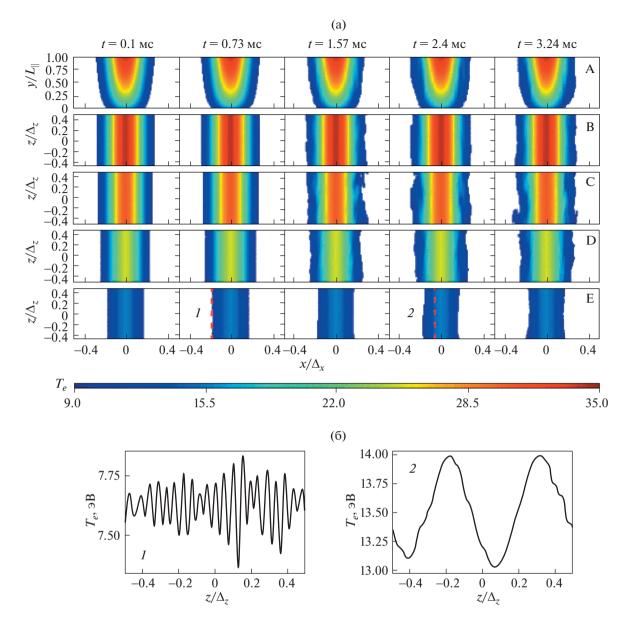


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для случая $T_{e \; {
m max}} = 35 \; {
m 3B}.$

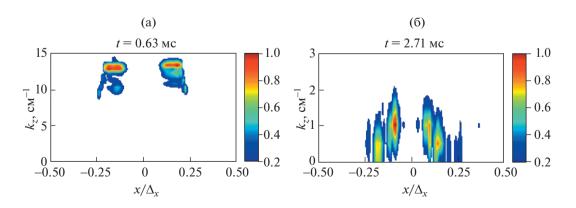


Рис. 5. (в цвете онлайн) Пространственные спектры осцилляций электронной температуры вблизи диверторной пластины, полученные в расчетные времена t = 0.63 мс (а) и t = 2.71 мс (б) для случая с $T_{e \text{ max}} = 25$ эВ.

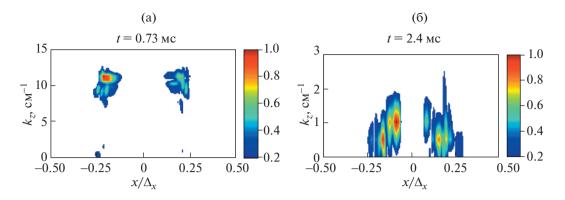


Рис. 6. То же, что на рис. 5, в расчетные времена t = 0.73 мс (а) и t = 2.4 мс (б) для случая с $T_{e \text{ max}} = 35$ эВ.

дается более слабым сателлитом с $f \approx 4$ к Γ ц. Расхождение между структурами частотных спектров для флуктуаций j_{\parallel} и T_e , а именно, разные число и частоты сильных мод, связаны с тем, что j_{\parallel} является нелинейной функцией от T_e и электростатического потенциала ϕ , в то время как возмущения потенциала имеют некоторую фазовую/частотную задержку по отношению к осцилляциям $\delta T_e(\mathbf{r},t)$.

Как и в случае с флуктуациями продольного тока в точке контакта плазмы с диверторной пластиной, амплитуды возмущений δT_e также малы по сравнению с фоновыми значениями. Стандартные отклонения δT_e , определенные в опорных точках 1-3, равны $\mathrm{D}[\delta T_e]=0.15,\ 0.46$ и 0.27 эВ, соответственно, в то время как средние значения электронной температуры, измеренные в тех же точках в объеме плазмы, составляют $\mathrm{E}[T_e]=17.14,\ 16.58$ и 15.75 эВ, соответственно. Как видно, амплитуды флуктуаций электронной температуры малы по сравнению с фоновыми значе-

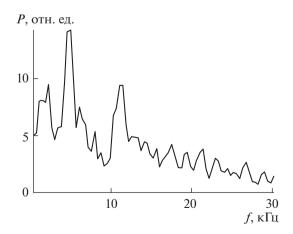


Рис. 7. Частотный спектр осцилляций продольного тока в ТКП для расчетного случая с $T_{e \text{ max}} = 25$ эВ.

ниям электронной температуры, $D[\delta T_e]/E[T_e] \sim 10^{-2}$. Это согласуется с ожиданием, что физический механизм, ответственный за развитие ТКН, сам по себе не способен поддержать большие вариации электронной температуры (и других параметров плазмы) во время турбулентности с $D[\delta T_e]$ порядка нескольких эВ [18].

Для случая более высокой электронной температуры в области вверх по потоку $T_{e \text{ max}} = 35 \text{ эВ}$, общая структура спектров возмущений j_{\parallel} и T_{e} остается той же, что и в предыдущем модельном

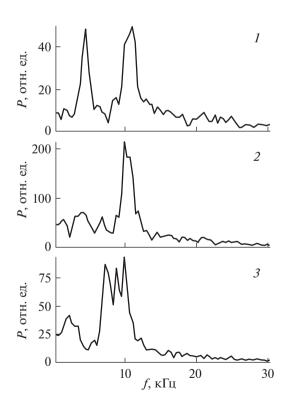


Рис. 8. Частотные спектры флуктуаций T_e в опорных точках I-3 в объеме плазмы (показаны на рис. 2) для расчетного случая с $T_{e \text{ max}} = 25$ эВ.

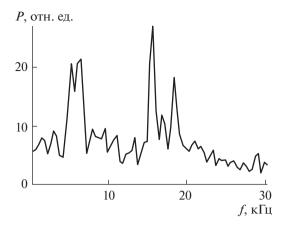


Рис. 9. То же, что на рис. 7, для случая с $T_{e \max} = 35$ эВ.

случае (рис. 9 и 10). Частотный спектр осцилляций δj_{\parallel} в точке контакта плазмы с диверторной пластиной (рис. 9) также демонстрирует существование нескольких сильных мод, однако их частоты больше и равны f = 6 и 18 кГц. Частоты флуктуаций электронной температуры (рис. 10) также смещаются в область более высоких частот, $f \sim 20 \ \text{к}$ Гц. Амплитуды возмущений продольного тока и электронной температуры, измеренные в соответствующих точках, т.е. в точке контакта плазмы с пластиной и в опорных точках 1-3, составляют, соответственно: $D[\delta j_{\parallel}] = 0.91 \text{ A/cm}^2$, $D[\delta T_e] = 0.16, 0.62, 0.38$ эВ. Можно видеть, что несмотря на рост значений этих величин по сравнению с предыдущим расчетным случаем, они попрежнему остаются малы по сравнению с фоновыми значениям параметров плазмы, $E[j_{\parallel}] =$ $= 21.75 \,\mathrm{A/cm^2}$ и $\mathrm{E}[T_e] \sim 20 \,\mathrm{эB}$, по тем же самым причинам, которые обсуждались нами выше.

В качестве общего вывода, который может быть сделан на основе результатов, показанных на рис. 7-10, можно указать, что частотные спектры флуктуаций ТКН в DIII-D-подобных условиях холодного дивертора приводят к турбулентности с частотами, лежащими в диапазоне $f \sim$ ~ 10 кГц, что удовлетворительно согласуется с частотами мод, наблюдаемыми в экспериментах (в особенности при условии, что физическая модель неустойчивости содержит лишь минимальный набор физических эффектов, необходимых для развития неустойчивости). Наибольшим расхождением между результатами расчетов и экспериментальными данными является малость амплитуд флуктуаций в точке контакта плазмы с пластиной дивертора по сравнению с фоновыми значениями осциллирующих параметров плазмы. Как было недавно предложено в работе [18] и затем продемонстрировано в [23], это расхождение может быть устранено при добавлении механизма продольной конвекции плазмы вдоль силовых

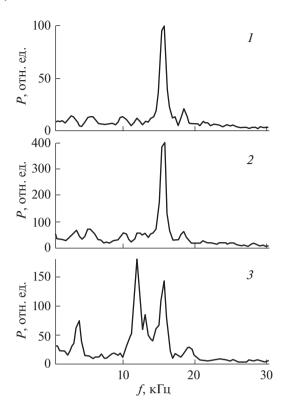


Рис. 10. То же, что на рис. 8, для случая $T_{e \max} = 35$ эВ.

линий магнитного поля. Этот механизм, отсутствующий в представленном моделировании, добавляет дополнительный канал, по которому флуктуации температуры и плотности плазмы могут давать вклад в амплитуду турбулентности. Другим важным физическим эффектом, отсутствующим в текущей модели ТКН, который также может усилить турбулентность [18], является перестановочный механизм переноса плазмы. Он может увеличить амплитуду флуктуаций плазмы в тех ее областях, где кривизна силовых линий магнитного поля неблагоприятна.

Таким образом, из моделирования динамики ТКН, продемонстрированного выше, можно заключить, что общая пространственная и частотная структуры турбулентных флуктуаций параметров диверторной плазмы разумно согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Это дает основание полагать, что токово-конвективная неустойчивость может быть возможным физическим механизмом, ответственным за флуктуации диверторной плазмы, недавно наблюдавшиеся в экспериментах на токамаке DIII-D.

5. ВЫВОДЫ

В представленной работе были проанализированы пространственная и временная структуры

токово-конвективной турбулентности в диверторной плазме токамака в DIII-D-подобных условиях отрыва диверторной плазмы. С использованием физической модели ТКН работы [18], было проведено моделирование динамики ТКН в двух расчетных случаях с параметрами плазмы, сходными с теми, что недавно измерялись в ряде экспериментов на DIII-D [19]. Моделирование токово-конвективной турбулентности обнаружило, что в спектре насыщенных флуктуаций j_{\parallel} вблизи точки контакта плазмы с приемной пластиной дивертора начинают преобладать крупномасштабные тороидальные моды. При этом частотные спектры осцилляций электронной температуры и продольного тока как в точке контакта плазмы со стенкой, так и в объеме плазмы показали сосуществование нескольких сильных мод с частотами порядка $f \sim 1-10$ кГц. Эти параметры турбулентности разумно согласуются с результатами экспериментальных наблюдений [19], что указывает на то, что токово-конвективная неустойчивость может быть вероятным механизмом, ответственным за формирование экспериментально наблюдавшихся на DIII-Dфлуктуаций.

Наибольшее расхождение между расчетными и экспериментальными данными, полученное в этой работе, заключается в малости амплитуд флуктуаций параметров плазмы по сравнению со стационарными значениями соответствующих величин. Как было недавно показано в работе [23], расхождение может быть устранено за счет добавления в физическую модель ТКН продольной конвекции плазмы. Этот эффект позволяет конвективным флуктуациям температуры и плотности плазмы давать вклад в величину турбулентных флуктуаций других параметров плазмы, увеличивая их амплитуду.

В будущем будет проведено более детальное сравнение результатов расчетов динамики ТКН и экспериментальных данных по турбулентности в токамаке DIII—D для лучшего понимания физических механизмов, связанных с отрывом плазмы дивертора. Эти усилия будут сосредоточены на включении новых физических эффектов, таких как учет кривизны силовых линий магнитного поля в модель ТКН и анализе их влияния на параметры турбулентности.

А.А. Степаненко благодарит Российский научный фонд (проект № 18-12-00329) за финансовую поддержку теоретической работы, выполненной и представленной в этой статье. Х.К. Ван выражает признательность за финансовую поддержку экспериментальных работ на токамаке DIII-D со стороны Министерства энергетики США в рамках гранта № DE-FC02-04ER54698. Авторы также хотели бы выразить благодарность проф. С.И. Крашенинникову за руководство текущей

работой над проблемой. ААС также хотел бы выразить признательность руководителю Лаборатории по взаимодействию плазмы с поверхностью и плазменным технологиям НИЯУ МИФИ, созданной в рамках мегагранта № 14.Y26.31.0008 Министерства науки и высшего образования РФ, за предоставление доступа к высокопроизводительному вычислительному кластеру.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Krasheninnikov S.I., Kukushkin A.S. // J. Plasma Phys. 2017. V. 83. P. 1.
- Soukhanovskii V.A., Maingi R., Gates D.A., Menard J.E., Paul S.F., Raman R., Roquemore A.L., Bell R.E., Bush C.E., Kaita R., Kugel H.W., LeBlanc B.P., Mueller D. and the NSTX Team // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. 095025.
- 3. Kukushkin A.S., Pacher H.D., Coster D.P., Pacher G.W., Reiter D. // J. Nucl. Mater. 2005. V. 337. P. 50.
- Pigarov A.Y., Krasheninnikov S.Y., Rognlien T.D., Hollmann E.M., Lasnier C.J., Unterberg E. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. 062514.
- Coster D.P., Bonnin X., Warrier M. // Phys. Scr. 2006.
 V. 124. P. 9.
- 6. Krasheninnikov S.I., Pigarov A.Y., Sigmar D.J. // Phys. Lett. A. 1996. V. 214. P. 285.
- Rozhansky V. // Contrib. Plasma Phys. 2014. V. 54 P. 508.
- Rozhansky V., Molchanov P., Veselova I., Voskoboynikov S., Kirk A., Coster D. // J. Nucl. Mater. 2013. V. 438. S297.
- 9. D'Ippolito D.A., Myra J.R., Zweben S.J. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. 060501.
- Rognlien T.D., Umansky M.V., Xu X.Q., Cohen R.H., LoDestro L.L. // J. Nucl. Mater. 2005. V. 337. P. 327.
- 11. Krasheninnikov S., Rensink M., Rognlien T., Kukushkin A., Goetz J., LaBombard B., Lipschultz B., Terry J., Umansky M. // J. Nucl. Mater. 1999. V. 266. P. 251.
- 12. Krasheninnikov S. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. P. 3741.
- 13. Hutchinson I. // Nucl. Fusion. 1994. V. 34. P. 1337.
- 14. *Cohen R.H., Ryutov D.D.* // Contrib. Plasma Phys. 1996. V. 36. P. 161.
- Smirnov R., Kukushkin A., Krasheninnikov S., Pigarov A.Y., Rognlien T. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. 012503.
- 16. *Krasheninnikov S.I., Smolyakov A.I.* // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. 092505.
- 17. Potzel S., Wischmeier M., Bernert M., Dux R., Müller H., Scarabosio A. and the ASDEX Upgrade Team // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. 013001.
- 18. *Stepanenko A.A.*, *Krasheninnikov S.I.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. 012305.
- 19. Boedo J., Rudakov D., Bykov I., Hollman E., McLean A., Lasnier C., Wang H., Casali L., Covele B., Leonard B. // 60th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, Portland, Oregon, USA, 2018. Bull. Am. Phys. Soc. 2018.

- Dudson B.D., Umansky M.V., Xu X.Q., Snyder P.B., Wilson H.R. // Comput. Phys. Commun. 2009. V. 180. P. 1467.
- 21. McLean A., Rognlien T., Canik J., Allen S., Leonard A.W., Stangeby P.C., Abrams T., Boedo J.A., Bykov I., Briesemeister A., Ding R., Elder J.D., Eldon D., Fenstermacher M., Groth M., Guo H., Guterl J., Hill D., Kolemen E., Lasnier C.J., Makowski M.A., Meyer W.H., Moser A., Osborne T.H., Petrie T.W., Porter G., Rudakov D.L., Samuell C., Sang C., Thomas D.M., Unter-
- berg E.A., Wang H., Watkins J.L. Preprint: 2016 IAEA Fusion Energy Conf. Kyoto, Japan. P. 17–22.
- 22. Hindmarsh A.C., Brown P.N., Grant K.E., Lee S.L., Serban R., Shumaker D.E., Woodward C.S.// ACM Trans. Math. Software. 2005. V. 31. P. 363.
- Stepanenko A., Wang H., Krasheninnikov S. // 60th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, Portland, Oregon, USA, 2018. Bull. Am. Phys. Soc. 2018.