———— ТОКАМАКИ ——

УДК 533.9

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ПЕРЕНОСА В ДИВЕРТОРНОЙ ОБЛАСТИ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ИНЖЕКТИРУЕМОЙ ПРИМЕСИ И ПЕРЕХОД В РЕЖИМ ДЕТАЧМЕНТА

© 2020 г. А. А. Пшенов^{а, b, *}, А. С. Кукушкин^{а, b}, С. И. Крашенинников^с

^а Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия ^b Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ (Московский инженерно-физический институт), Москва, Россия ^c Калифорнийский институт в Сан-Диего, Гилман драйв 9500, Ла Хойя, Калифорния 92093-0411, США *e-mail: pshenov.andrey@gmail.com Поступила в редакцию 01.12.2019 г. После доработки 19.12.2019 г.

Принята к публикации 19.12.2019 г.

Концепция диссипативного дивертора, направленная на решение проблем удаления мощности и частиц, приходящих в пристеночный слой токамака из области удержания, предполагает достижение высокого уровеня потерь мощности на излучение примеси в диверторном объеме. В данной работе проанализировано влияние поперечного переноса тепла и частиц внутри дивертора на мощность излучения инжектируемых примесей азота и неона. Исследование проведено при помощи двумерного транспортного кода SOLPS4.3 в упрощенной геометрии токамака с "вытянутыми" ветвями дивертора, что должно способствовать увеличению потерь на излучение из диверторного объема. Простые аналитические модели предсказывают существенный рост потерь на излучение примесей с низким зарядом ядра при увеличении коэффициента поперечного переноса тепла. Однако численные расчеты показывают, что при использовании полного числа частии рабочего газа в пристеночном слое в качестве меры плотности пристеночной плазмы, изменение поперечного переноса не оказывает заметного влияния на излучение примеси из диверторной области. Подобный предсказанному аналитическими моделями эффект наблюдается только при использовании электронной плотности на сепаратрисе в качестве параметра, характеризующего среднюю плотность пристеночной плазмы. и он связан с влиянием поперечного переноса в диверторе на параметры плазмы на сепаратрисе. Кроме того, установлено, что в широком интервале плотностей пристеночной плазмы могут одновременно существовать два различных устойчивых равновесия, характеризующихся различным распределением примеси между внутренним и внешним диверторами. Спонтанные переходы между двумя устойчивыми ветвями решения могут приводить к скачкообразному переходу в режим детачмента или выходу из него.

Ключевые слова: дивертор, детачмент, аномальный перенос, излучение примеси, бифуркации **DOI:** 10.31857/S0367292120060074

1. ВВЕДЕНИЕ

Режим детачмента (или частичного детачмента, охватывающего небольшую часть приемной пластины вблизи точки контакта с сепаратрисой) [1, 2] рассматривается в качестве основного режима работы дивертора ITER и будущих токамаков-реакторов [3]. Достижение режима детачмента требует высокой плотности плазмы и высокой мощности потерь на излучение примеси из ди-

верторного объема Q_{rad}^{div} [4, 5], которая может быть выражена следующим образом:

$$Q_{rad}^{div} = \int_{V_{div}} \sum_{Z} L_{imp}^{Z}(n_e, T_e) n_e n_{imp}^{Z} dV.$$
(1)

Здесь V_{div} — объем дивертора, L^Z_{imp} — удельная мощность потерь на излучение примесного иона в зарядовом состоянии Z, T_e — электронная температура плазмы, n_e и n^Z_{imp} — плотности, соответственно, электронов и примесных ионов в зарядовом состоянии Z.

Если обращенные к плазме элементы (ОПЭ) дивертора и первой стенки токамака сделаны из углерода, то основным источником примеси на периферии является их распыление, сложно поддающееся контролю. В токамаках с металлическими ОПЭ (таких как ASDEX-Upgrade, JET, ITER и т.д.) потери на излучение примесей, поступающих в пристеночный слой в результате

эрозии, относительно невелики. Поэтому для достижения режима детачмента в токамаках с металлическими ОПЭ необходимо инжектировать в диверторную область примеси с низким зарядом ядра Z, такие как азот и неон. Если с их помощью не удается добиться требуемого уровня переизлучения, приходится инжектировать примеси с средним Z, такие как аргон, ксенон и криптон, эффективно излучающие в области пьедестала [6, 7]. В результате, в токамаках с металлическими ОПЭ количество примеси в пристеночной области становится контролируемым параметром. Оптимизация режима работы дивертора с целью увеличения радиационных потерь в диверторном объеме позволяет уменьшить эффективный заряд Z_{eff} и "разбавление топлива" в области удержания. Однако несмотря на контроль над источником примеси в токамаке с металлическими ОПЭ, ее распределение, а следовательно, и локализация области наиболее интенсивных потерь на излучение, определяется сложными процессами переноса в пристеночном слое [8]. Поэтому для максимизации Q_{rad}^{div} необходимо изучить влияние различных компонентов транспортной задачи, таких как дрейфы, термосила, аномальный поперечный перенос и т.п., на распределение примеси

в пристеночной области токамака. Данная работа, в частности, посвящена влиянию аномального

поперечного переноса на Q_{rad}^{div} .

Простые модели (например, [9]) предсказывают увеличение потерь на излучение из области холодной диверторной плазмы, где продольная теплопроводность относительно мала, с усилением поперечного переноса тепла. При этом, в отличие от поперечного переноса в пристеночном слое основной камеры, который активно изучается как экспериментально, так и на теоретическом уровне [10-13], процессы переноса в диверторном объеме остаются на сегодняшний день практически неизученными. В то же время есть все основания полагать, что турбулентный перенос внутри диверторного объема может существенно отличаться от переноса в пристеночном слое основной камеры за счет сильного магнитного шира вблизи Х-точки и сильной разницы в параметрах плазмы, особенно выраженной при работе дивертора в режиме детачмента. Например, если один из диверторов находится в режиме детачмента, а второй – нет, то возможно развитие токово-конвективной неустойчивости (ТКН) [14], что может в свою очередь привести к усилению поперечного переноса внутри диверторного объема по отношению к пристеночному слою основной камеры.

Для того чтобы разобраться, какое влияние может оказать усиление/ослабление поперечного переноса в диверторе по сравнению с пристеночным слоем основной камеры, в данной работе проведено параметрическое исследование с использованием транспортного кода SOLPS4.3 [15]. В будущем планируется внедрение в код разумной физической модели, описывающей изменение аномального поперечного переноса в соответствии со скейлингами, полученными при изучении развития ТКН в диверторной области токамака. Первые попытки построения таких скейлингов представлены в работе [16], однако на данный момент эта работа не закончена. Поэтому настоящее исследование ограничивается простой моделью с произвольным увеличением/уменьшением коэффициентов поперечного переноса в диверторной области по сравнению с пристеночным слоем основной камеры в 2 раза. Такое исследование необходимо, чтобы определить основные закономерности влияния поперечного переноса в диверторе на решение задачи переноса в пристеночном слое, прежде чем вводить сложную модель, в которой коэффициенты поперечного переноса будут сложным образом зависеть от локальных/глобальных параметров пристеночной плазмы.

2. ΠΟСΤΑΗΟΒΚΑ ΡΑСЧΕΤΑ

Программный пакет SOLPS4.3 состоит из двумерного МГД-кода В2 [17], решающего транспортные уравнения для основной плазмы и всех зарядовых состояний примесных ионов, связанного посредством источников и стоков с Монте-Карло (MK) кодом EIRENE [18], решающим задачу переноса нейтралов в трехмерной геометрии, в том числе для скоростей. В отличие от более продвинутой версии программного пакета SOLPS-ITER [19], описание плазменной компоненты существенно упрощено. Введены дополнительные предположения о квазинейтральности плазмы и амбиполярности плазменного потока, позволяющие исключить уравнение движения для электронной компоненты. Кроме того, предполагается, что аномальный поперечный перенос превосходит классический, а следовательно, поперечный перенос может быть описан уравнением диффузии. Поперечные производные в тензоре вязкости полагаются равными нулю. Наконец, предполагается, что обмен энергией между ионами происходит быстро, поэтому все ионные компоненты описываются одной температурой Т_i. С учетом этих предположений получаем систему уравнений для N плазменных жидкостей (основная плазма и все зарядовые состояния примесных ионов рассматриваются как отдельные жидкости, в дальнейшем обозначаемые символом "а", где $1 \le a \le N$), которая решается на прямоугольной, ориентированной по направлению магнитного поля сетке (ось х направлена вдоль магнитной поверхности, а ось у ортогональна ей; система координат показана на рис. 1). Итоговая система уравнений выглядит следующим образом.

Уравнения непрерывности:

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} n_a \left(u_a + v_{x,a} \right) \right) + \\ + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} n_a v_{y,a} \right) = S_n^a.$$
(1)

Уравнения движения для ионов:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_{a} u_{\parallel,a}) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_{x}} \rho_{a} \left(u_{a} + v_{x,a} \right) u_{\parallel,a} - \frac{\sqrt{g}}{h_{x}^{2}} \eta_{x}^{a} \frac{\partial u_{\parallel,a}}{\partial x} \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_{y}} \rho_{a} v_{y,a} u_{\parallel,a} - \frac{\sqrt{g}}{h_{y}^{2}} \eta_{y}^{a} \frac{\partial u_{\parallel,a}}{\partial y} \right) = \frac{B_{\theta}}{B} \frac{1}{h_{x}} \left[-\frac{\partial p_{a}}{\partial x} - \frac{Z_{a} n_{a}}{n_{e}} \frac{\partial p_{e}}{\partial x} + (2) \right] + c_{e} \left(\frac{Z_{e}}{Z_{eff}} - 1 \right) Z_{a} n_{a} \frac{\partial T_{e}}{\partial x} + c_{i} \left(\frac{Z_{e}}{Z_{eff}} - 1 \right) Z_{a} n_{a} \frac{\partial T_{i}}{\partial x} + \sum_{b} F_{ab} + S_{mom}^{a}.$$

Уравнение баланса энергии для электронов

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e T_e\right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{5}{2} \frac{\sqrt{g}}{h_x} n_e u_e T_e - \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \kappa_x^e \frac{\partial T_e}{\partial x}\right) + \\ + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{5}{2} \frac{\sqrt{g}}{h_y} n_e u_e T_e - \frac{\sqrt{g}}{h_y^2} \kappa_y^e \frac{\partial T_e}{\partial y}\right) =$$

$$= \frac{u_e}{h_x} \frac{\partial p_e}{\partial x} + \frac{v_e}{h_y} \frac{\partial p_e}{\partial y} - k \left(T_e - T_i\right) + S_E^e.$$
(3)

Уравнение баланса энергии для ионов

+

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_i T_i + \sum_a \frac{1}{2} \rho_a u_{\parallel,a}^2 \right) + \\ + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\sqrt{g}}{h_x} \left(\sum_a \frac{5}{2} n_a \left(u_a + v_{x,a} \right) T_i + \right. \\ \left. + \sum_a \frac{1}{2} \rho_a \left(u_a + v_{x,a} \right) u_{\parallel,a}^2 \right) - \\ \left. - \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \left(\kappa_x^i \frac{\partial T_i}{\partial x} + \sum_a \frac{1}{2} \eta_x^a \frac{\partial u_{\parallel,a}^2}{\partial x} \right) \right] +$$

$$\left. \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\sqrt{g}}{h_y} \left(\sum_a \frac{5}{2} n_a v_{y,a} T_i + \sum_a \frac{1}{2} \rho_a v_{y,a} u_{\parallel,a}^2 \right) - \right] \right]$$

$$\sqrt{g} \,\partial y \left[h_y \left(\sum_a 2^{i} d^{x} y_{,a} d^{x} + \sum_a 2^{i} d^{x} y_{,a} d^{x} \right]_{a} dy \right]$$

$$- \frac{\sqrt{g}}{h_y^2} \left(\kappa_y^i \frac{\partial T_i}{\partial y} + \sum_a \frac{1}{2} \eta_y^a \frac{\partial u_{\parallel,a}^2}{\partial y} \right) =$$

$$= -\frac{u_e}{h_x} \frac{\partial p_e}{\partial x} - \frac{v_e}{h_y} \frac{\partial p_e}{\partial y} + k \left(T_e - T_i \right) + S_E^i.$$

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 6 2020



Рис. 1. Геометрия диверторной конфигурации, использованной в данном исследовании. Дополнительно показаны: система координат, местонахождение газонапуска примеси и диверторная область, в которой подвергались изменению коэффициенты поперечного переноса.

Приняты обозначения

$$\begin{split} v_{x,a} &= -\frac{1}{h_x} \frac{D_\perp^a}{n_a} \frac{\partial n_a}{\partial x}, \quad v_{y,a} = -\frac{1}{h_y} \frac{D_\perp^a}{n_a} \frac{\partial n_a}{\partial y}, \\ \rho_a &= m_a n_a, \quad n_e = \sum_a Z_a n_a, \quad p_a = n_a T_i, \quad p_e = n_e T_e, \\ u_a &= \left(\frac{B_\theta}{B}\right) u_{\parallel,a}, \quad u_e = \sum_a Z_a \frac{n_a}{n_e} (u_a + v_{x,a}), \\ v_e &= \sum_a Z_a \frac{n_a}{n_e} v_{y,a}, \quad Z_{eff} = \left(\sum_a Z_a^2 n_a\right) / \left(\sum_a Z_a n_a\right). \end{split}$$

Уравнения непрерывности

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} n_a \left(u_a + v_{x,a} \right) \right) + \\ + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} n_a v_{y,a} \right) = S_n^a.$$
(5)

Уравнения движения для ионов

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{a}u_{\parallel,a}) + \frac{1}{\sqrt{g}}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\sqrt{g}}{h_{x}}\rho_{a}\left(u_{a}+v_{x,a}\right)u_{\parallel,a}-\right.\\\left.-\frac{\sqrt{g}}{h_{x}^{2}}\eta_{x}^{a}\frac{\partial u_{\parallel,a}}{\partial x}\right) + \frac{1}{\sqrt{g}}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\sqrt{g}}{h_{y}}\rho_{a}v_{y,a}u_{\parallel,a}-\right.\\\left.-\frac{\sqrt{g}}{h_{y}^{2}}\eta_{y}^{a}\frac{\partial u_{\parallel,a}}{\partial y}\right) = \frac{B_{\theta}}{B}\frac{1}{h_{x}}\left[-\frac{\partial p_{a}}{\partial x}-\frac{Z_{a}n_{a}}{n_{e}}\frac{\partial p_{e}}{\partial x}+\right.$$
$$\left.+c_{e}\left(\frac{Z_{e}}{Z_{eff}}-1\right)Z_{a}n_{a}\frac{\partial T_{e}}{\partial x}+c_{i}\left(\frac{Z_{e}}{Z_{eff}}-1\right)Z_{a}n_{a}\frac{\partial T_{i}}{\partial x}\right]+\right.\\\left.+\sum_{b}F_{ab}+S_{mom}^{a}.$$

Уравнение баланса энергии для электронов

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e T_e\right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{5}{2} \frac{\sqrt{g}}{h_x} n_e u_e T_e - \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \kappa_x^e \frac{\partial T_e}{\partial x}\right) + \\ + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{5}{2} \frac{\sqrt{g}}{h_y} n_e u_e T_e - \frac{\sqrt{g}}{h_y^2} \kappa_y^e \frac{\partial T_e}{\partial y}\right) =$$

$$= \frac{u_e}{h_x} \frac{\partial p_e}{\partial x} + \frac{v_e}{h_y} \frac{\partial p_e}{\partial y} - k \left(T_e - T_i\right) + S_E^e.$$
(7)

Уравнение баланса энергии для ионов

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_i T_i + \sum_a \frac{1}{2} \rho_a u_{\parallel,a}^2 \right) + \\ + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\sqrt{g}}{h_x} \left(\sum_a \frac{5}{2} n_a \left(u_a + v_{x,a} \right) T_i + \right. \\ \left. + \sum_a \frac{1}{2} \rho_a \left(u_a + v_{x,a} \right) u_{\parallel,a}^2 \right) - \\ \left. - \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \left(\kappa_x^i \frac{\partial T_i}{\partial x} + \sum_a \frac{1}{2} \eta_x^a \frac{\partial u_{\parallel,a}^2}{\partial x} \right) \right] + \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\sqrt{g}}{h_y} \left(\sum_a \frac{5}{2} n_a v_{y,a} T_i + \sum_a \frac{1}{2} \rho_a v_{y,a} u_{\parallel,a}^2 \right) - \\ \left. - \frac{\sqrt{g}}{2} \left(\kappa_x^i \frac{\partial T_i}{\partial x} + \sum_a \frac{1}{2} \eta_x^a \frac{\partial u_{\parallel,a}^2}{\partial x} \right) \right] \right] =$$

$$\left. \left. + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\sqrt{g}}{h_y} \left(\sum_a \frac{5}{2} n_a v_{y,a} T_i + \sum_a \frac{1}{2} \rho_a v_{y,a} u_{\parallel,a}^2 \right) - \right. \right] \right] =$$

$$\begin{array}{c} h_{y}^{2} \left(\begin{array}{c} y & \partial y \end{array} \right) \stackrel{}{\underset{a}{\longrightarrow}} 2 \left(\begin{array}{c} y & \partial y \end{array} \right) \right] \\ = -\frac{u_{e}}{h_{x}} \frac{\partial p_{e}}{\partial x} - \frac{v_{e}}{h_{y}} \frac{\partial p_{e}}{\partial y} + k \left(T_{e} - T_{i} \right) + S_{E}^{i}. \end{array}$$

Использованы обозначения

$$\begin{split} v_{x,a} &= -\frac{1}{h_x} \frac{D_{\perp}^a}{n_a} \frac{\partial n_a}{\partial x}, \quad v_{y,a} = -\frac{1}{h_y} \frac{D_{\perp}^a}{n_a} \frac{\partial n_a}{\partial y}, \\ \rho_a &= m_a n_a, \quad n_e = \sum_a Z_a n_a, \quad p_a = n_a T_i, \quad p_e = n_e T_e, \\ u_a &= \left(\frac{B_{\theta}}{B}\right) u_{\parallel,a}, \quad u_e = \sum_a Z_a \frac{n_a}{n_e} (u_a + v_{x,a}), \\ v_e &= \sum_a Z_a \frac{n_a}{n_e} v_{y,a}, \quad Z_{eff} = \left(\sum_a Z_a^2 n_a\right) / \left(\sum_a Z_a n_a\right), \end{split}$$

 $g^{1/2}, h_x, h_y$ – метрические коэффициенты; B_{θ}, B – полоидальная компонента и модуль магнитного поля, соответственно; Z_a , m_a – заряд и масса ионов сорта $a; \eta_x^a, \eta_y^a$ – полоидальная и радиальная компоненты тензора вязкости для ионов сорта а. F_{ab} – сила трения, действующая на ионы сорта "а" в результате их взаимодействия с ионами сорта "b"; c_i, c_e – численные коэффициенты в выражении для термосилы, действующей на ионы и электроны; D_{\perp}^{a} – коэффициент аномальной поперечной диффузии частиц сорта a; $\kappa_x^{(e,i)}$, $\kappa_y^{(e,i)}$ – ко-эффициенты полоидальной и радиальной теплопроводности для ионов и электронов; k - коэффициент термализации. Наконец, S_n^a , S_{mom}^a и $S_{F}^{(e,i)}$ – объемные источники частиц, импульса и энергии, включающие вклад от нейтралов, моделируемых отдельно трехмерным МК кодом EIRENE [20]. Последний решает уравнение Больцмана для нейтральных атомов и молекул, с учетом нелинейных нейтрал-нейтральных столкновений [21]. С более подробным описанием физических моделей, использованных в различных версиях программного пакета SOLPS, можно ознакомиться в работе [22].

Система уравнений (2)–(5), дополненная граничным условиями (приведенными ниже по тексту), решается до достижения квазистационара. Стационарное решение не может быть реализовано ввиду связки плазменных уравнений с МК-нейтралами, приводящей к появлению статистического шума. Поэтому вводятся специальные критерии сходимости, т.е. решение считается сошедшимся, когда характерные времена изменения энергосодержания и количества частиц становятся достаточно большими (типичные целевые значения характерных времен ≥0.5 с). Полученные параметры диверторной плазмы (такие как пиковая тепловая нагрузка на диверторные пластины, мощность излучения примеси, плотность плазмы на сепаратрисе и т.д.) усредняются по временному интервалу в 2-5 мс, значительно превосходящему временной шаг решения задачи ~5 мкс.

Моделирование проводилось для специальной диверторной конфигурации с вытянутыми диверторными ветвями (представлена на рис. 1), в которой влияние излучения примеси более выражено за счет большего диверторного объема. При построении модели бралось магнитное равновесие токамака ASDEX-Upgrade, но геометрия первой стенки была изменена: диверторные ветви вытянуты, а стенки камеры максимально приближены к границе расчетной сетки, чтобы минимизировать влияние нефизических эффектов, связанных с перемещением нейтралов из дивертора в основную камеру в обход расчетной области. При моделировании использовалось приближение "замкнутой системы", т.е. на поверхности ОПЭ предписан 100% рециклинг (равенство потоков частиц, достигающих поверхности и возвращающихся с нее в плазму). Аналогично, на границе с центральной областью задается равенство потока нейтралов в область удержания и потока плазмы, возвращающегося из нее в расчетную область. В приближении "замкнутой системы" естественно принять в качестве параметра, характеризующего плотность пристеночной плазмы, полное число частиц рабочего газа

(ионов, нейтралов и молекул) N_D^{edge} ; примени-мость такого подхода была показана, в частности,

в работе [23]. Более близкие к эксперименту параметры, характеризующие плотность пристеночной плазмы, такие как электронная плотность на сепаратрисе n_e^{sep} или давление нейтралов в междиверторном пространстве p_n могут быть привлечены в дальнейшем для сравнения результатов моделирования с экспериментом или аналитическими моделями.

На границе с центральной областью задан фиксированный поток тепла *Р*_{SOL}. Поступающая мощность делится поровну между электронами и ионами. На приемных пластинах выполняется критерий Бома (скорость плазмы достигает скорости звука), а тепловые протоки через приповерхностный слой связаны с соответствующими потоками частиц через коэффициенты теплопередачи $\gamma_i = 3.5$ (для ионов) и $\gamma_e = 5$ (для электронов). На прочих границах сетки (в междиверторном пространстве и основной камере) продольная скорость потока плазмы положена равной 0, а для плотности и температуры задан экспоненциальный спад с характерным пространственным масштабом в 3 см. Расчетная сетка достаточно широка, покрывает больше 10 характерных длин экспоненциального спада потока тепла в экваториальной плоскости λ_q. Это позволяет минимизировать влияние граничных условий в междиверторном пространстве и на первой стенке, выбор которых является в высокой степени произвольным.

В качестве инжектируемых примесей рассматривались неон и азот. Их содержание в пристеночном слое зафиксировано на уровне $N_{imp}^{edge} = 0.02 N_D^{edge}$, типичном для экспериментов по достижению режима детачмента с излучающими примесями на токамаке ASDEX-Upgrade [24]. Ввиду того что баланс частиц для примесей (в отличие от основной плазмы) не выполняется с достаточной точностью, ее количество в пристеночном слое поддерживается управляемым системой обратных связей газонапуском, осуществляемым в междиверторном пространстве.

В случае чистой дейтериевой плазмы мощность, приходящая в пристеночный слой из центральной плазмы, P_{SOL} , выбрана равной 4 МВт, а при инжекции примеси величина P_{SOL} увеличивалась до 8 МВт. Последнее значение типично для экспериментов по переходу плазмы с высокой вложенной мощностью в режим детачмента с помощью инжекции примеси на токамаке ASDEX-Upgrade [24]. Несмотря на то, что вложенная мощность в этих экспериментах превышает 16 МВт, в них помимо диверторного излучателя важна примесь со средним Z, излучающая из области пьедестала, в результате чего P_{SOL} оказывается ниже 10 МВт (см. рис. 9 в работе [24]). Вы-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 6 2020

бор значения P_{SOL} для чистой дейтериевой плазмы обусловлен стремлением обеспечить в обоих случаях примерно одинаковый уровень мощности, доступной для ионизации (в момент перехода в режим детачмента излучение примеси обеспечивает потери на уровне 50–60% P_{SOL}), являющийся принципиальным параметром для пристеночной плазмы [25].

Коэффициенты аномального поперечного переноса тепла и частиц одинаковы для основной плазмы и примеси, и их значения в пристеночном слое основной камеры выбраны равными $\kappa_{\perp}^{(e,i)} = 1 \text{ м}^2/\text{c}, D_{\perp} = 0.3 \text{ м}^2/\text{c}.$ В диверторной области (показана на рис. 1) величины $\kappa_{\perp}^{(e,i)}$ и D_{\perp} по отдельности увеличиваются/уменьшаются в два раза, имитируя тем самым отличие турбулентности диверторной плазмы и плазмы пристеночного слоя основной камеры.

В данном моделировании не учитывались дрейфы и токи, оказывающие существенное влияние на перенос в пристеночном слое и асимметрию тепловых потоков [26, 27]. Кроме того, программный пакет SOLPS4.3 использует старую (по сравнению с современной версией кода SOLPS-ITER), менее общую форму записи уравнения движения для примесных ионов, что технически может приводить к переоценке эффективности удержания примеси в диверторной области [28].

Для исследования перехода в режим детачмента были получены наборы решений с постепенно возрастающим N_D^{edge} . Вследствие тороидальной геометрии, баллонного характера переноса и дрейфов (впрочем, последние два фактора в данном моделировании не учитывались), P_{SOL} pacпределяется между диверторами неравномерно, примерно 2/3 поступает во внешний дивертор и только 1/3 во внутренний. Поэтому более нагруженный внешний дивертор переходит в режим детачмента при больших N_D^{edge} , и основное вни-мание сосредоточено именно на нем. Момент перехода в режим детачмента, а также его глубина могут быть увязаны со степенью отклонения экспериментально измеряемого ионного тока насыщения на зонды, расположенные на поверхности приемной пластины, от скейлинга, полученного из простой двухточечной модели [29], или с температурой плазмы в точке пересечения сепаратрисы с приемной пластиной [24]. Мы в свою очередь будем определять переход в режим детачмента как переход от роста потока плазмы на диверторные пластины к его уменьшению с ростом плотности пристеночной плазмы, такое определение оказывается наиболее простым с точки зрения экспериментальных наблюдений [30].

3. ЧИСТАЯ ДЕЙТЕРИЕВАЯ ПЛАЗМА

Прежле чем анализировать влияние поперечного переноса в диверторном объеме на излучение инжектируемой примеси, необходимо рассмотреть его влияние для случая чистой плазмы. В этом случае изменения коэффициентов поперечного переноса тепла и частиц не оказывают практически никакого влияния на зависимость потока плазмы на внешнюю диверторную пластину $\Gamma_{pl}^{div out}$ от N_D^{edge} , а следовательно, и на переход в режим детачмента (рис. 2а). Этого и следовало ожидать. В наших предыдущих работах была продемонстрирована ведущая роль энергобаланса в переходе в режим детачмента [25]. Поперечный перенос в случае чистой дейтериевой плазмы не оказывает практически никакого влияния на главные с точки зрения энергобаланса параметры: мощность, доступную для ионизации (равную в отсутствие излучающей примеси величине P_{SOL}), и "цену ионизации" дейтерия [31]. В то же время, поперечный перенос в диверторе оказывает существенное влияние на параметры плазмы на сепаратрисе. На рис. 26 показана зависимость средней электронной плотности на сепаратрисе n_e^{sep} от N_D^{edge} при различных предположениях о соотношении аномального поперечного переноса

тепла и частиц в пристеночном слое основной камеры и диверторной области. Различие в плотности плазмы на сепаратрисе становится особенно выраженным после того, как внутренний дивертор переходит в режим детачмента при $N_D^{edge} \approx 2 \times 10^{20}$.

Полученные результаты могут быть качественно объяснены при помощи локального критерия перехода в режим детачмента, впервые предложенного в работе [32] и проверенного при помощи численного моделирования в работах [23, 25]. Критерий гласит, что глубина детачмента в выбранной магнитно-силовой трубке определяется отношением давления плазмы в точке стагнации теплового потока, *p*_{up}, которое для наиболее нагруженных магнитно-силовых трубок примерно равно давлению плазмы на сепаратрисе *psep*, к потоку мощности, поступающему в область рециклинга, q_{recvcl}. В качестве примера подобной интерпретации рассмотрим случай с увеличением поперечного переноса внутри дивертора (светлоголубая кривая на рис. 2). Увеличение поперечного переноса тепла в диверторе приводит к уменьшению q_{recycl}, что в свою очередь ведет к уменьшению *p*_{sep}. В результате уменьшается плотность плазмы на сепаратрисе n_{sen}, что ввиду неиз-

менности $\kappa_{\perp}^{(e,i)}$ в пристеночном слое основной камеры приводит к ослаблению поперечного переноса в этой области, росту температуры плазмы на сепаратрисе и дальнейшему уменьшению n_{sep}



Рис. 2. Зависимости полного потока плазмы на поверхность внешней диверторной пластины (а) и средней плотности плазмы на сепаратрисе (б) от N_D^{edge} для чистой дейтериевой плазмы с $Q_{SOL} = 4$ МВт. На этом рисунке и на рисунках 3 и 4 значения величин *D* и к указаны в единицах м² /с.

по сравнению с базовым случаем, в котором $\kappa_{\perp}^{(e,i)}$ постоянны во всем пристеночном слое. Аналогичная логическая цепочка может быть построена и в случае ослабления поперечного переноса тепла в диверторе.

Уменьшение/увеличение аномального поперечного переноса частиц в диверторе приводит к увеличению/уменьшению плотности плазмы на наиболее нагруженных магнитно-силовых трубках, где локализован основной ионизационный источник, что приводит к увеличению/уменьшению поперечного переноса тепла в диверторе. Однако влияние поперечного переноса частиц оказывается значительно менее выраженным, нежели влияние поперечного переноса тепла.

4. ДЕЙТЕРИЕВАЯ ПЛАЗМА С ИНЖЕКЦИЕЙ ПРИМЕСИ

Разобравшись с влиянием поперечного переноса в диверторе на переход чистой плазмы в режим детачмента, перейдем к рассмотрению его влияния на Q_{rad}^{div} при инжекции излучающей примеси и проверим гипотезу об увеличении Q_{rad}^{div} с ростом $\kappa_{\perp}^{(e,i)}$, выдвинутую в работе [9]. На рис. 3 показана зависимость Q_{rad}^{div} от N_D^{edge} при различных предположениях о соотношении поперечного переноса тепла и частиц в диверторе и в основной камере для двух наиболее часто используемых диверторных излучателей — азота и неона. Как и ожидалось, в предельных случаях низкой и высокой плотности диверторной плазмы поперечный

перенос практически не влияет на Q_{rad}^{div} . Причина в том, что при низкой плотности равновесие во всем объеме дивертора определяется преимущественно продольным переносом (в силу того, что температура плазмы всюду достаточно высока, $T_{e,i} > 10$ эВ). В противоположном пределе глубокого детачмента потери на излучение ограничены мощностью, поступающей в пристеночный слой *P*_{SOL}; значительная часть примеси при этом накапливается в холодной области перед пластиной, откуда практически не излучает ввиду низкой электронной температуры [33]. Неожиданным оказалось, что даже в промежутке между двумя вышеозначенными пределами поперечный перенос оказывает слабое влияние на интегральные потери на излучение примеси из диверторного объема. Более того, из рис. 3 можно сделать вывод, что поперечная диффузия сказывается на Q_{rad}^{div} сильнее, нежели теплопроводность, а пред-

сказанный аналитической моделью рост потерь на излучение из диверторной области при увели-

чении $\kappa_{\perp}^{(e,i)}$ [9] не наблюдается. Увеличение радиационных потерь из диверторной области с уменьшением поперечного коэффициента диффузии, вероятнее всего, объясняется увеличением концентрации плазмы и примеси вблизи области ионизации, где образуется большая часть диверторной плазмы, и тем, что $Q_{rad}^{div} \propto n_e n_{imp}$. Впрочем, и этот эффект наблюдается лишь в узком интервале N^{edge} в котором внутренний ли-

ком интервале N_D^{edge} , в котором внутренний дивертор уже перешел в режим полного детачмента, а внешний — еще нет.

Стоит отметить, что пространственное распределение излучения, сильно зависящее от профиля n_e , существенно меняется в зависимости от наших предположений насчет соотношения поперечного переноса в диверторе и в основной камере. Тем не менее, интегральные потери на излучение при одинаковых значениях N_D^{edge} остают-



Рис. 3. Зависимости полной мощности потерь на излучение из диверторного объема на инжектируемой примеси неона (а) и азота (б) от N_D^{edge} для плазмы с примесью и $Q_{SOL} = 8$ МВт.

ся поразительно близкими как при напуске азота, так и при напуске неона, что приводит к отсутствию заметного влияния поперечного переноса на порог перехода в режим детачмента, определяемый в основном энергобалансом пристеночной плазмы.

С другой стороны, если взглянуть на те же самые результаты, используя плотность плазмы на сепаратрисе n_e^{sep} в качестве параметра, характеризующего плотность пристеночной плазмы, то может создаться ощущение, что поперечный перенос внутри дивертора оказывает заметное влияние на Q_{rad}^{div} . На рис. 4 показана зависимость Q_{rad}^{div} от n_e^{sep} для дейтериевой плазмы с инжекцией азота при трех различных значениях $\kappa_{\perp}^{(e,i)} = 0.5$, 1 и $2 \text{ м}^2/\text{с}$ (аналогичные зависимости при вариации D_{\perp} не показаны, чтобы не перегружать рисунок). Как видно из рис. 4, при инжекции азота, излучательная функция которого ближе (по сравнению



Рис. 4. Зависимость полной мощности потерь на излучение из диверторного объема на инжектируемой

примеси азота от n_e^{sep} для плазмы с примесью неона и $Q_{SOL} = 8 \text{ MBT}.$

с неоном) к физическим предположениям, использованным в работе [9], увеличение поперечной теплопроводности в диверторе приводит к росту Q_{rad}^{div} при фиксированной n_e^{sep} , как и следует из простой аналитики. Однако, как следует из предыдущего раздела, этот результат естественно трактовать скорее как изменение n_e^{sep} под влиянием поперечного переноса.

Наконец, из рис. 4 видно, что заданному значению n_e^{sep} могут отвечать множественные значения Q_{rad}^{div} , в то время как зависимость Q_{rad}^{div} от N_D^{edge} однозначна. Этот результат в очередной раз показывает, что N_D^{edge} и его наиболее близкий экспериментальный аналог – давление нейтралов в междиверторном пространстве p_n [34, 35] – более удобны для аналитического и численного описания поведения диверторной плазмы, нежели часто используемые для этих целей параметры плазмы на сепаратрисе. Впрочем, в случае инжекции неона (рис. 3а) и на функции $Q_{rad}^{div}(N_D^{edge})$ видны резкие скачки, смысл которых будет раскрыт в

5. БИФУРКАЦИИ РАВНОВЕСИЯ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ В ДИССИПАТИВНОМ ДИВЕРТОРЕ

следующем разделе.

Изначально представленное в данной работе исследование было ориентировано исключительно на изучение взаимосвязи между поперечным переносом в диверторном объеме и излучением примеси, однако в ходе работы был обнаружен



Рис. 5. Зависимости полного числа частиц неона во внутреннем диверторе (а) и пиковой тепловой нагрузки на внешнюю диверторную пластину (б) от N_D^{edge} , полученные при постепенном увеличении (прерывистая красная кривая) и уменьшении (сплошная синяя кривая) плотности в пристеночном слое, для плазмы с примесью и $Q_{SOL} = 8$ MBT.

интересный эффект, заслуживающий пристального внимания. На рис. За, иллюстрирующем зависимость $Q_{rad}^{div}(N_D^{edge})$ для дейтериевой плазмы с инжекцией неона, можно видеть резкие скачки в моменты перехода внутреннего (при N_D^{edge} \approx $pprox 2.5 imes 10^{20}$) и внешнего (при $N_D^{edge} pprox 4 imes 10^{20}$) диверторов в режим детачмента. Эти скачки никак не связаны с предположениями о соотношении поперечного переноса в диверторе и в основной камере и обусловлены, по-видимому, бифуркашионным характером стационарного решения. Действительно, если аккуратно проследить эволюцию стационарного решения вблизи скачка, то можно обнаружить две устойчивых ветви решения. Одна из этих ветвей (прерывистая красная кривая на рис. 5) может быть получена путем постепенного наращивания плотности пристеночной плазмы, начиная со значений, предшествую-



Рис. 6. Карта распределения полоидального потока плазмы в пристеночном слое перед (а) и после (б) скачкообразного перехода внутреннего дивертора в режим детачмента. Положительные значения означают, что плазма течет по направлению ко внешней диверторной пластине, отрицательные – ко внутренней.

щих скачку. Аналогичным образом можно получить вторую ветвь (сплошная синяя кривая на рис. 5), стартуя с высокой плотности и постепенно уменьшая ее.

Из рис. 5а отчетливо видно, что этим ветвям отвечает различная локализация примеси неона в пристеночном слое. При низких плотностях, пока оба ливертора далеки от перехода в режим детачмента, неон плохо удерживается внутри диверторного объема и локализован преимущественно в пристеночном слое основной камеры со стороны слабого магнитного поля. С повышением плотности и уменьшением температуры диверторной плазмы неон начинает накапливаться в диверторе, преимущественно во внутреннем, где эти условия достигаются раньше. Перераспределение неона и связанных с этим потерь на излучение приводит к скачкообразному переходу в режим детачмента или потере оного; это в свою очередь сопровождается примерно двукратным изменением пиковой тепловой нагрузки на внешнюю диверторную пластину (рис. 5б), что может создавать существенные проблемы для систем управления диверторной плазмой.

Накопление неона во внутреннем диверторе, по-видимому, связано с исчезновением обратного потока плазмы из внутреннего дивертора в пристеночный слой основной камеры (схема полоидальных потоков до и после скачка показаны на рис. 6). Существование обратного потока связано с тем, что при высокой плотности пристеночной плазмы, в так называемом режиме с сильным рециклингом, большая часть плазмы пристеночного слоя не приходит из центральной области, а образуется вблизи диверторной пластины в многократной петле ионизации-рекомбинации частиц рабочего газа [36]. В недавних работах было показано, что основным фактором, определяющим эффективность удержания примесей в диверторном объеме, является не столько термосила сама по себе, сколько локализация области преимущественной ионизации частиц примеси относительно точки стагнации полоидального потока [37]. Этот результат позволяет явным образом связать накопление неона во внутреннем диверторе с исчезновением обратного потока. Однако говорить о том, какое из явлений является причиной, а какое следствием, на основании набора стационарных решений можно лишь с большой осторожностью. Тем не менее, наиболее естественным кажется предположить, что наблюлаемая бифуркация является следствием положительной обратной связи между накоплением примеси и ослаблением обратного потока, выражающейся в том, что увеличение потерь на излучение в процессе накопления примеси приводит к уменьшению энергии, доступной для ионизации, что в свою очередь ведет к уменьшению ионизационного источника и ослаблению обратного потока. С другой стороны, нельзя исключать возможную роль радиационно-конденсационной неустойчивости [38] или ограничения проходимости нейтралов через междиверторное пространство (как показано в работе [23] на примере чистой водородной плазмы, затруднение обмена нейтралами между диверторами действительно может приводить к скачкообразному переходу в режим детачмента).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что поперечный перенос в диверторной области слабо влияет на интегральные по-

тери на излучение из дивертора Q_{rad}^{div} , связанные с инжекцией газообразных примесей с малым зарядом ядра, таких как азот и неон, которые остаются на неизменном уровне при фиксированном количестве частиц рабочего газа в пристеночной области, N_D^{edge} . В то же время, параметры плазмы на сепаратрисе заметно меняются при изменении поперечного переноса в диверторной области, особенно при плотностях, превышающих порог перехода внутреннего дивертора в режим детачмента. Поэтому при использовании плотности плазмы на сепаратрисе n_e^{sep} в качестве контрольного параметра, характеризующего плотность плазмы в пристеночном слое, изменения в $Q_{rad}^{div}(n_e^{sep})$ при различных предположениях о соотношении поперечного переноса в диверторе и основной камере более выражены и сходны с предсказаниями, основанными на аналитической модели, описанной в работе [9].

Кроме того, в ходе исследования обнаружен интересный эффект, наблюдающийся при инжекции примеси неона в конфигурации токамака с удлиненными диверторными ветвями. В этом случае наблюдается скачкообразный переход в режим детачмента, сопровождающийся аккумуляцией примеси в диверторной области. Этот переход носит бифуркационный характер и связан с

существованием в широком диапазоне N_D^{edge} двух устойчивых ветвей решения задачи переноса в пристеночном слое, отличающихся областью преимущественной локализации излучающей примеси. Причиной скачкообразного перехода, предположительно, является положительная обратная связь между увеличением радиационных потерь из дивертора и ослаблением обратного потока плазмы, вытягивающего примеси в пристеночный слой основной камеры. Изменение режима работы дивертора, обусловленное перескоком с одной ветви решения на другую, напоминает экспериментально наблюдаемый на токамаке DIII-D резкий переход в режим глубокого детачмента [39] и может приводить к двуopoři Hoppvoru 12 Sum HI W

кратному изменению пиковой тепловой нагрузки на внешнюю диверторную пластину.

Результаты работы были получены с использованием вычислительных ресурсов ОВК НИЦ "Курчатовский институт", http://computing.nrcki.ru/ и вычислительных ресурсов научного кластера исследовательской лаборатории "Взаимодействия плазмы с поверхностью и плазменных технологий" НИЯУ МИФИ. Работа частично поддержана грантом Российского научного фонда № 18-12-00329.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Matthews G.F.* // J. Nucl. Mater. 1995. V. 220–222. P. 104.
- Krasheninnikov S.I., Kukushkin A.S., Pshenov A.A. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23(5). 055602.
- Loarte A., Lipschultz B., Kukushkin A.S., Matthews G.F., Stangeby P.C., Asakura N., Counsell G.F., Federici G., Kallenbach A., Krieger K., Mahdavi A., Philipps V., Reiter D., Roth J., Strachan J., Whyte D., Doerner R., Eich T., Fundamenski W., Herrmann A., Fenstermacher M., Ghendrih P., Groth M., Kirschner A., Konoshima S., LaBombard B., Lang P., Leonard A.W., Monier-Garbet P., Neu R., Pacher H., Pegourie B., Pitts R.A., Takamura S., Terry J., Tsitrone E., ITPA Scrape-off Layer and Divertor Physics Topical Group. Progress in ITER Physics Basis, Chapter 4: Power and particle control // Nucl. Fusion. 2007. V. 47(6). P. S203.
- 4. Wischmeier M. // J. Nucl. Mater. 2015. V. 463. P. 22.
- Goldston R.J., Reinke M.L., Schwartz J.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59(5). 055015.
- Reimold F., Wischmeier M., Bernert M., Potzel S., Coster D., Bonnin X., Reiter D., Meisl G., Kallenbach A., Aho-Mantila L., Stroth U. // J. Nucl. Mater. 2015. V. 463. P. 128.
- Bernert M., Wischmeier M., Huber A., Reimold F, Lipschultz B., Lowry C., Brezinsek S., Dux R., Eich T., Kallenbach A., Lebschy A., Maggi C., McDermott R., Pütterich T., Wiesen S. // Nucl. Mater. Energy. 2017. V. 12. P. 111.
- Rozhansky V., Kaveeva E., Molchanov P., Veselova I., Voskoboynikov S., Coster D., Fable E., Puetterich T., Viezzer E., Kukushkin A.S., Kirk A. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55 (7). 073017.
- 9. Krasheninnikov S.I., Batishcheva A.A., Simakov A.N. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 2297.
- 10. *Carralero D., Artene S., Bernert M., Birkenmeier G.* On the role of filaments in perpendicular heat transport at the scrape-off layer. IOP Publishing, 2018.
- Nespoli F., Labit B., Furno I., Horacek J., Tsui C.K., Boedo J.A., Maurizio R., Reimerdes H., Theiler C., Ricci P., Halpern F.D., Sheikh U., Verhaegh K., Pitts R.A., Militello F. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57 (12). 126029.
- Tsui C.K., Boedo J.A., Halpern F.D., Loizu J., Nespoli F., Horacek J., Labit B., Morales J., Reimerdes H., Ricci P., Theiler C., Coda S., Duval B.P., Furno I. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24 (6). 062508.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 6 2020

- Sun H.J., Wolfrum E., Eich T., Kurzan B., Potzel S., Stroth U. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57 (12). 125011.
- Stepanenko A.A., Krasheninnikov S.I. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25(1). 012305.
- 15. Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., Pacher G.W., Reiter D. // Fusion Eng. Des. 2011. V. 86. P. 2865.
- Stepanenko A.A., Wang H.Q., Krasheninnikov S.I. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26(12). 122303.
- 17. *Braams B.J.* Computational studies in tokamak equilibrium and transport. PhD thesis. Rijksuniversiteit, Utrecht, Nederlands, 1986.
- Reiter D., Baelmans M., Börner P. // Fusion Sci. Technol. 2005. V. 47. P. 172.
- Wiesen S., Reiter D., Kotov V., Baelmans M., Dekeyser W., Kukushkin A.S., Lisgo S.W., Pitts R.A., Rozhansky V., Saibene G., Veselova I., Voskoboynikov S. // J. Nucl. Mater. 2015. V. 463. P. 480.
- Reiter D. The EIRENE Code User Manual Version: 11 / 2009. 2009.
- 21. *Reiter D., May C., Baelmans M., Börner P. // J. Nucl.* Mater. 1997. V. 241–243. P. 342.
- Schneider R., Bonnin X., Borrass K., Coster D.P., Kastelewicz H., Reiter D., Rozhansky V.A., Braams B.J. // Contrib. to Plasma Phys. 2006. V. 46. P. 3.
- Pshenov A.A., Kukushkin A.S., Krasheninnikov S.I. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24(7). 072508.
- Kallenbach A., Bernert M., Beurskens M., Casali L., Dunne M., Eich T., Giannone L., Herrmann A., Maraschek M., Potzel S., Reimold F., Rohde V., Schweinzer J., Viezzer E., Wischmeier M. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55 (5). 053026.
- 25. Pshenov A.A., Kukushkin A.S., Krasheninnikov S.I. // Nucl. Mater. Energy. 2017. V. 12. P. 948.
- Rozhansky V., Molchanov P., Veselova I., Voskoboynikov S., Kirk A., Coster D. // J. Nucl. Mater. 2013. V. 438. Suppl. P. S297.
- 27. Rozhansky V., Kaveeva E., Senichenkov I., Vekshina E. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60 (3). 035001.
- Rozhansky V., Sytova E., Senichenkov I., Veselova I., Voskoboynikov S., Coster D. // J. Nucl. Mater. 2015. V. 463. P. 477.
- Loarte A., Monk R.D., Martín-Solís J.R., Campbell D.J., Chankin A.V., Clement S., Davies S.J., Ehrenberg J., Erents S.K., Guo H.Y., Harbour P.J., Horton L.D., Ingesson L.C., Jäckel H., Lingertat J., Lowry C.G., Maggi C.F., Matthews G.F., McCormick K., O'Brien D.P., Reichle R., Saibene G., Smith R.J., Stamp M.F., Stork D., Vlases G.C. // Nucl. Fusion. 1998. V. 38. P. 331.
- Verhaegh K., Lipschultz B., Duval B.P., Février O., Theiler C., Wensing M., Bowman C., Gahle D.S., Harrison J.R., Labit B., Marini C., Maurizio R., de Oliveira H., Reimerdes H., Sheikh U.A., Tsui C.K.-W., Vianello N. // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 126038.
- Janev R.K., Post D.E., Langer W.D., Evans K., Heifetz D.B., Weisheit J.C. // J. Nucl. Mater. 1984. V. 121. P. 10.
- Krasheninnikov S.I., Rensink M., Rognlien T.D., Kukushkin A.S., Goetz J.A., LaBombard B., Lipschultz B., Terry J.L., Umansky M. // J. Nucl. Mater. 1999. V. 266. P. 251.

494

- Krasheninnikov S.I., Kukushkin A.S., Pshenov A.A., Smolyakov A.I., Zhang Y. // Nucl. Mater. Energy. 2017. V. 12. P. 1061.
- Kukushkin A.S., Pacher H.D., Pacher G.W., Janeschitz G., Coster D., Loarte A., Reiter D. // Nucl. Fusion. 2003. V. 43. P. 716.
- Kallenbach A., Bernert M., Dux R., Eich T., Henderson S.S., Pütterich T., Reimold F., Rohde V., Sun H.J. // Nucl. Mater. Energy. 2019. V. 18. P. 166.
- 36. *Kukushkin A.S., Pacher H.D.* // Contrib. to Plasma Phys. 2016. V. 56. P. 711.
- Senichenkov I.Y., Kaveeva E.G., Sytova E.A., Rozhansky V.A., Voskoboynikov S.P., Veselova I.V., Coster D.P., Bonnin X., Reimold F. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61(4). 045013.
- 38. Drake J.F. // Phys. Fluids. 1987. V. 30. P. 2429.
- 39. McLean A.G., Leonard A.W., Makowski M.A., Groth M., Allen S.L., Boedo J.A., Bray B.D., Briesemeister A.R., Carlstrom T.N., Eldon D., Fenstermacher M.E., Hill D.N., Lasnier C.J., Liu C., Osborne T.H., Petrie T.W., Soukhanovskii V.A., Stangeby P.C., Tsui C., Unterberg E.A., Watkins J.G. // J. Nucl. Mater. 2015. V. 463. P. 533.