

УДК 533.9

СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ В СИММЕТРИЧНОЙ ДВУХНУЛЕВОЙ ДИВЕРТОРНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

© 2019 г. А. С. Кукушкин^{a, b, *}^a Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия^b Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

*e-mail: ank755@gmail.com

Поступила в редакцию 24.11.2018 г.

После доработки 13.01.2019 г.

Принята к публикации 07.02.2019 г.

В результате численного моделирования обнаружена возможность существования вертикально асимметричных профилей параметров пристеночной плазмы при введении излучающей примеси в симметричной двухнулевой диверторной конфигурации. Предложен физический механизм такого нарушения симметрии, связанный с радиационно-конденсационной неустойчивостью. Этот эффект может уменьшить ожидаемое преимущество двухнулевой конфигурации в распределении тепловых нагрузок по большей площади поверхности, что важно для проектов термоядерного реактора.

DOI: 10.1134/S0367292119070072

1. ВВЕДЕНИЕ

Тепловые нагрузки на диверторные пластины представляют собой одну из наиболее серьезных проблем в конструкции термоядерного реактора-токамака [1]. Одним из подходов, дающих надежду на частичное решение этой проблемы, представляется использование двухнулевой диверторной конфигурации, которая удваивает количество диверторных пластин и, соответственно, площадь поверхности, могущей контактировать с плазмой. Подход не бесспорен, поскольку в этом случае внутренние (то есть, расположенные ближе к оси тора) диверторные пластины получают лишь небольшую часть теплового потока, который должен быть отведен от плазмы, так что выигрыш в эффективной площади контакта плазмы с поверхностью оказывается небольшим. Помимо этого, возрастает стоимость установки: дивертор – компонент дорогой. Тем не менее, симметричная двухнулевая конфигурация используется в проекте термоядерного источника нейтронов (ТИН) [2], и поэтому начаты работы по анализу такой схемы с использованием пакета программ SOLPS4.3 [3] для моделирования пристеночной плазмы в ТИН. Первые результаты [4], полученные для плазмы без примесей, показали, что достижение приемлемых тепловых нагрузок на диверторные пластины требует переизлучения в диверторах примерно 40% мощности, выносимой плазмой из центральной части разряда. В настоящей работе в качестве средства для обеспечения требуемого уровня излучения рассматривается

инжекция примеси неона. Расчетная модель описывается в разд. 2, и первые, довольно неожиданные, результаты обсуждаются в разд. 3. Разд. 4 содержит первые выводы, которые можно сделать на основании проведенного анализа.

2. РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Пакет программ SOLPS4.3 [3] интенсивно использовался в проекте ИТЭР в качестве основного инструмента для разработки и анализа конструкции дивертора [5]. Основная часть пакета состоит из программы В2 [6], которая решает систему двумерных уравнений типа гидродинамики, описывающих перенос заряженных частиц вдоль и поперек магнитных поверхностей, и блока Eirene [7], реализующего прямое моделирование переноса нейтралов, включенных в модель, методом Монте-Карло. Плазма может состоять из частиц разных сортов, при этом каждое зарядовое состояние каждого иона описывается как отдельная жидкость. Уравнения решаются на симметричной относительно средней плоскости сетке из четырехугольных ячеек, ориентированных вдоль магнитных поверхностей, рис. 1. Температуры электронов и ионов описываются отдельными уравнениями, при этом температура всех ионов считается одинаковой. На диверторных пластинах ставится обычное условие Бома, а на боковых поверхностях сетки, не являющихся границей с основной плазмой, задаются характерные длины спада для всех переменных. На гра-

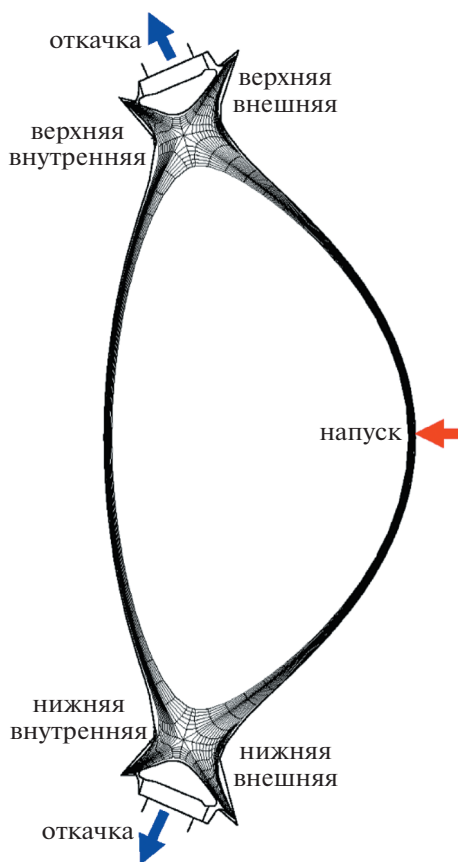


Рис. 1. Геометрическая схема расчетной модели. Показана сетка, на которой решаются уравнения для заряженных компонентов плазмы. Обозначены ветви дивертора и толстыми стрелками отмечены места откачки и напуска газа.

нице с основной плазмой задаются потоки энергии и частиц, а также условия нулевой продольной скорости для всех ионов. Коэффициенты переноса поперек магнитных поверхностей считаются однородными по пространству, а их величина подбирается таким образом, чтобы получить характерную ширину теплового потока вдоль сепаратрисы в дивертор [8], предсказываемую экспериментальным скейлингом [9], который дает примерно 1.5 мм для ТИН. Нейтралы моделируются в реалистичной геометрии ТИН [2], включающей “крышу” во внутренней области диверторов, введенную для улучшения условий откачки в диверторах [10]. Плазма состоит из ионов и атомов дейтерия D (представляющего как собственно D, так и T) и ионов и атомов Ne (а также молекул D_2). Атомные и молекулярные процессы, учитываемые в модели, включают в себя ступенчатую ионизацию электронами, перезарядку с ионами плазмы, упругие столкновения молекул D_2 с ионами D^+ и эффективную рекомбинацию D^+ через образование молекулярных ионов

(MAR) [11, 12], а также упругие нейтрал-нейтральные столкновения [13]. Предполагается отсутствие поглощения частиц (насыщенная поверхность) на всех материальных поверхностях, кроме тех, что моделируют окна откачки, рис. 1. Атомы и ионы, падающие на стенки, отражаются в виде атомов с вероятностью и энергией, рассчитываемыми по данным TRIM [14, 15]. Неотразившиеся частицы десорбируются в виде молекул D_2 или атомов Ne с температурой стенки. Баланс частиц в расчете поддерживается напуском газа — D_2 и Ne — в средней плоскости, рис. 1.

Основными параметрами, определяющими характеристики плазмы в такой системе, являются мощность, выходящая из центральной части разряда, P_{SOL} , количество частиц (ионов плюс нейтралов) D снаружи сепаратрисы, N_D , и количество введенной примеси N_{Ne} [16–18]. Мы будем рассматривать вариацию N_D , сохраняя $P_{SOL} = 30$ МВт и $N_{Ne} = 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Большой и малый радиусы плазмы равны, соответственно, 3.3 м и 1 м.

3. ВЕРТИКАЛЬНАЯ АСИММЕТРИЯ

В силу полной зеркальной симметрии проблемы можно было бы ожидать на верхних и нижних диверторных пластинах одинаковые нагрузки, постепенно уменьшающиеся с увеличением N_D и переходом в режим детачмента [4, 17]. Однако этого не происходит. На рис. 2 показаны профили тепловой нагрузки q на нижней и верхней внешних диверторных пластинах при различных значениях N_D (на внешние ветви диверторов приходится около 70% P_{SOL} , поэтому они представляют больший интерес для исследования). Видно, что при низкой плотности (малые N_D) нагрузка на верхние и нижние пластины примерно симметрична, рис. 2а. С увеличением N_D симметрия пропадает, рис. 2б,в. При максимальной плотности пиковые значения q на верхней и нижней пластинах сближаются, но профили по-прежнему различны.

Сравнивая рисунки 2б и 2в, можно видеть, что асимметрия меняет направление, и это делает ошибку в программе или несимметричность сетки довольно маловероятными кандидатами на роль причины наблюдаемой асимметрии. Чтобы идентифицировать физический процесс, ответственный за такой эффект, посмотрим на распределение радиационных потерь. В нижеследующей таблице 1 приведены интегралы этих потерь в нижнем и верхнем диверторах, а также интегралы от плотности частиц в них, для всех четырех рассматриваемых вариантов. Видно, что асимметрия q коррелирует с перераспределением источника излучения между диверторами, которое, в свою очередь, коррелирует с перераспределением плотности примеси и рабочего газа. Такая

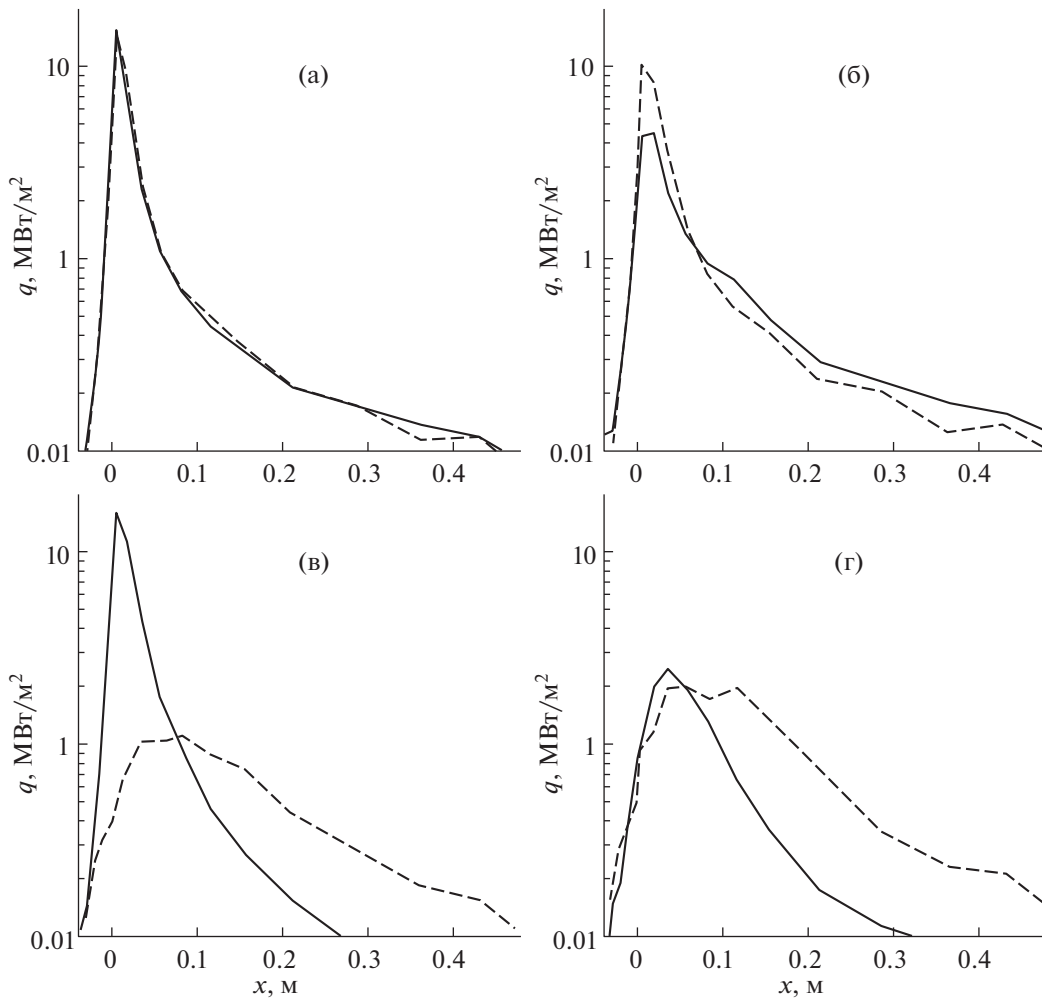


Рис. 2. Профили тепловой нагрузки на внешние диверторные пластины (сплошные линии – нижняя, штриховые – верхняя) для значений N_D : 2.7×10^{20} (а), 3.4×10^{20} (б), 6.6×10^{20} (в) и 1.35×10^{21} (г).

связь напоминает вызываемую примесями радиационно-конденсационную неустойчивость, которая рассматривалась в [19–21] применительно к анализу явления MARFE.

Качественно возникновение асимметрии в симметричной задаче можно теперь описать следующим образом. Рассмотрим магнитно-силовую трубку, соединяющую две диверторные пластины, где перераспределение параметров плазмы вдоль трубки происходит быстрее, чем обмен частицами с окружающей плазмой. Предположим, что излучение на примесях сосредоточено симметричным образом в зонах вблизи диверторных пластин, где для простоты будем считать $T_e = T_i = T$. Пусть релаксация ионов примеси по зарядовым состояниям происходит быстрее, чем транспорт ионов между локациями со значительно различающимися параметрами плазмы, а время высвечивания возбужденных состояний ионов примеси мало по сравнению с характер-

ным временем взаимодействия их с электронами (корональное приближение [18]). Тогда мощность излучения можно записать в виде

$$Q_{rad} \sim n_e n_Z L_R(T) \sim p_e p_Z L_R(T)/T^2, \quad (1)$$

где излучательная способность плазмы L_R зависит только от T .

В равновесии давления ионов примеси и электронов (p_Z, p_e) вдоль трубки примерно постоянны. Следовательно, если L_R возрастает с ростом температуры в зонах излучения медленнее, чем T^2 , то $dQ_{rad}/dt < 0$, и такое равновесие становится неустойчивым. Действительно, пусть равновесие симметрично и в одной из зон излучения возникает возмущение, локально увеличивающее T . Поскольку давление постоянно, это ведет к уменьшению n_e и n_Z , а также Q_{rad} . Температура в зоне излучения увеличивается, и возмущение растет. На другом конце трубки плотность возрастает за счет частиц, уходящих из нагреваю-

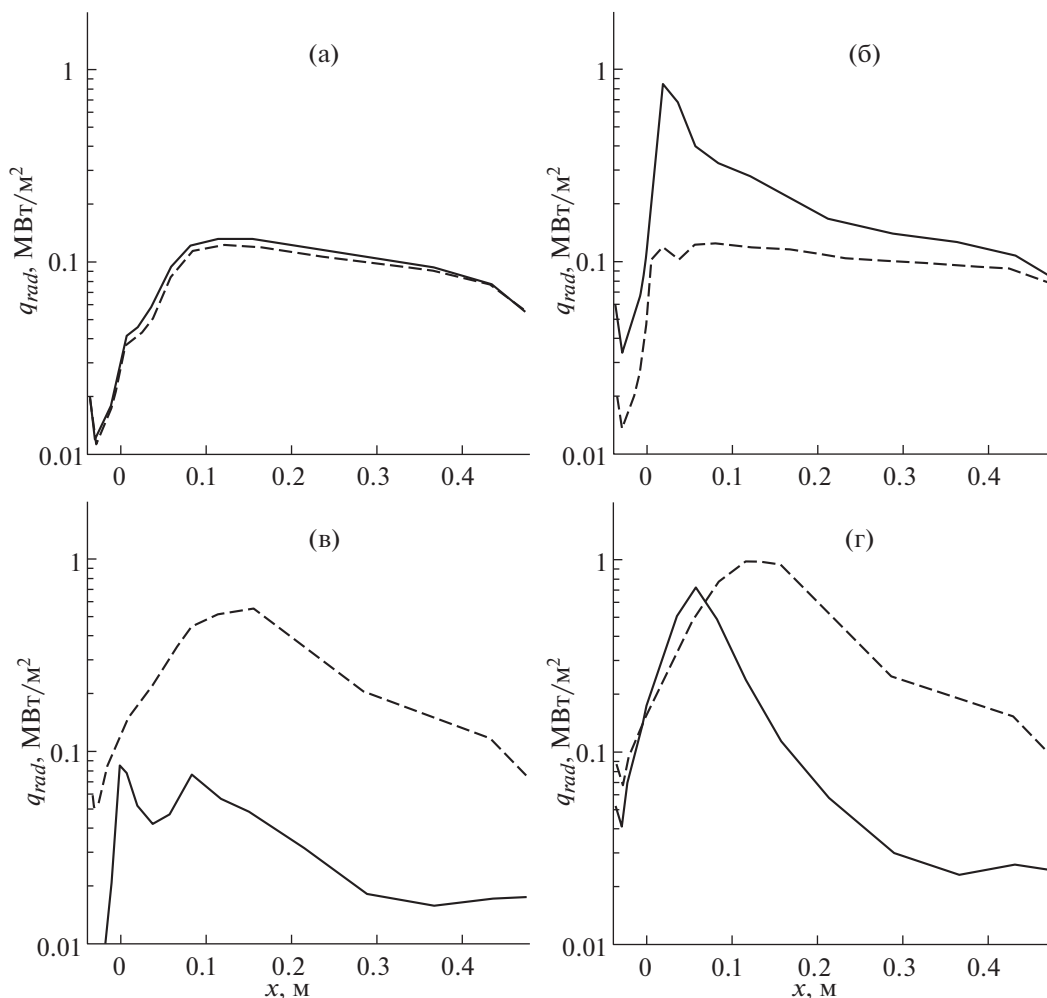


Рис. 3. Профили радиационной нагрузки на внешние диверторные пластины. Обозначения те же, что и на рис. 2.

шейся зоны, и та же картина неустойчивости развивается в обратном направлении. Усиление охлаждения одного из диверторов за счет излучения искажает профиль температуры во всей трубке, увеличивая долю P_{SOL} , поступающую в этот дивертор — см. распределение Q_{pl} в таблице. Такая картина выглядит разумно и согласуется с данными по перераспределению плотности между верхним и нижним диверторами, также приведенными в таблице.

Хотя при дальнейшем увеличении плотности пиковые значения тепловой нагрузки на диверторные пластины становятся более симметричными, это не означает восстановление вертикальной симметрии. Как видно из таблицы, различие в содержании неона между нижним и верхним диверторами продолжает увеличиваться, и в вариантах (в) и (г) (расчеты 161 и 169) плазма в более горячем диверторе становится практически чистой, где вклад излучения на Ne в баланс энергии пренебрежимо мал, в то время как в другом диверторе неон доминирует. Это согласуется с эво-

люцией профилей тепловой нагрузки в излучении q_{rad} на двух диверторных пластинах при увеличении N_D , показанной на рис. 3. При возрастании плотности зона излучения в холодном диверторе удаляется от пластины и профиль q_{rad} расширяется.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Тепловые нагрузки на диверторные пластины в симметричной двухнулевой диверторной конфигурации не обязательно распределяются равномерно между верхним и нижним диверторами. Они могут быть сильно асимметричными, тем самым уменьшая ожидаемое преимущество такой конфигурации в распределении нагрузки по большей площади. Это можно объяснить радиационно-конденсационной неустойчивостью, рассмотренной ранее в литературе применительно к образованию MARFE. Такой эффект может существенно ограничить рабочее окно параметров контроля термоядерного реактора, используя

Таблица 1. Мощность Q_{pl} , приходящая с плазмой в верхний (u) и нижний (l) внешние диверторы, и интегралы полной мощности излучения Q_{rad} , мощности излучения на неоне Q_{rad_Ne} и плотности частиц по объему этих диверторов

Величина	единицы	Значения			
		164	163	161	169
Расчет №					
N_D	10^{20}	2.7	3.4	6.6	13.5
Q_{pl_u}	МВт	10.9	11.3	8.9	12.8
Q_{pl_l}	МВт	10.7	9.0	11.1	6.9
Q_{rad_u}	МВт	1.6	1.65	5.55	8.6
Q_{rad_l}	МВт	1.6	3.85	0.55	2.15
$Q_{rad_Ne_u}$	МВт	1.55	1.55	3.95	6.4
$Q_{rad_Ne_l}$	МВт	1.55	3.7	0.3	0.2
N_{Ne_u}	10^{18}	1.2	0.9	2.65	3.0
N_{Ne_l}	10^{18}	1.2	1.2	0.1	0.05
N_{D_u}	10^{20}	0.2	0.5	3.1	3.9
N_{D_l}	10^{20}	0.15	0.4	0.75	37

ющего двухнулевою диверторную конфигурацию, снижая привлекательность последней.

Заметим, что дрейфы и токи в пристеночной плазме, не учитываемые здесь, могут также вызывать асимметрию верхнего и нижнего диверторов даже в чисто водородной плазме [22]. В плазме с введенными примесями эти эффекты должны играть роль триггера, направляющего асимметрию в одну сторону.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа финансирована Российским научным фондом через грант 18-12-00329 в НИЯУ МИФИ. Расчеты были выполнены с использованием вычислительных ресурсов ОВК НИЦ “Курчатовский институт”, <http://computing.nrcki.ru/>, а также вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета им. Петра Великого (www.scc.spb-stu.ru) и расчетного кластера лаборатории взаимодействия плазмы с поверхностью и плазменных технологий НИЯУ МИФИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pitts R.A., Kukushkin A., Loarte A., Martin A., Merola M., Kessel C.E., Komarov V., Shimada M. // Phys. Scr. 2009. V. T138. 014001.
2. Kuteev B.V., Shpansky Yu.S. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57 (7). 076039.
3. Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., Pacher G.W., Reiter D. // Fusion Eng. Des. 2011. V. 86 (12). P. 2865.
4. Kukushkin A.S., Sergeev V.Y., Kuteev B.V. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 907 (1). 012012.
5. Pitts R.A., Bonnin X., Chmielewski P., Escourbiac F., Frerichs H., Gunn J. P., Hirai T., Kukushkin A.S., Kaveeva E., Miller M.A., Moulton D., Tamain P., Rozhansky V., Seninchenkov I., Sytova E., Schmitz O., Stangeby P.C., Temmerman G. De, Veselova I., Wiesen S., Zagorski R. // 23rd PSI Conf., Princeton, USA, 2018. P. R5.
6. Braams B.J. A multi-fluid code for simulation of the edge plasma in tokamaks. NET Rep. EUR-FU/XII-80/87/68. 1987.
7. Reiter D., Baelmans M., Börner P. // Fusion Sci. Technol. Taylor & Francis. 2005. V. 47. P. 172.
8. Kukushkin A.S., Pacher H.D., Pacher G.W., Kotov V., Pitts R.A., Reiter D. // J. Nucl. Mater. 2013. V. 438. Suppl. P. S203.
9. Eich T., Leonard A.W., Pitts R.A., Fundamenski W., Goldston R.J., Gray T.K., Herrmann A., Kirk A., Kallenbach A., Kardaun O., Kukushkin A.S., Labombard B., Maingi R., Makowski M.A., Scarabosio A., Sieglin B., Terry J., Thornton A. // Nucl. Fusion. 2013. V. 53 (9). 093031.
10. Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., Reiter D., Coster D.P., Pacher G.W. // J. Nucl. Mater. 2007. V. 363–365. P. 308.
11. Krasheninnikov S.I., Pigarov A.Yu., Knoll D.A., Labombard B., Lipschultz B., Sigmar D.J., Soboleva T.K., Terry J.L., Wising F. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4 (5). P. 1638.
12. Kukushkin A.S., Krasheninnikov S.I., Pshenov A.A., Reiter D. // Nucl. Mater. Energy. Elsevier Ltd. 2017. V. 12. P. 984.
13. Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., Reiter D., Coster D., Pacher G.W. // Nucl. Fusion. 2005. V. 45 (7). P. 608.
14. Eckstein W. Computer Simulation of Ion-Solid Interactions. Berlin-Heidelberg, Germany: Springer-Verlag, 1991. V. 10.
15. Reiter D., Eckstein W., Giesen G., Belitz H.J. Juel-2605: Database for recycling and penetration of neutral helium atoms in the boundary of a fusion plasma. Jülich, Germany, 1992.
16. Krasheninnikov S.I., Kukushkin A.S., Lee Wonjae, Pshenov A.A., Smirnov R.D., Smolyakov A.I., Stepanenko A.A., Zhang Yanzeng // Nucl. Fusion. 2017. V. 57 (10). 102010.
17. Pshenov A.A., Kukushkin A.S., Krasheninnikov S.I. // Nucl. Mater. Energy. Elsevier Ltd. 2017. V. 12. P. 948.
18. Krasheninnikov S.I., Kukushkin A.S. // J. Plasma Phys. 2017. Vol. 83(05). 155830501.
19. Lipschultz B., LaBombard B., Marmor E.S., Pickrell M.M., Terry J.L., Watterson R., Wolfe S.M. // Nucl. Fusion. 1984. V. 24 (8). P. 977.
20. Neuhauser J., Schneider W., Wunderlich R. // Nucl. Fusion. 1986. V. 26 (12). P. 1679.
21. Drake J.F. // Phys. Fluids. 1987. V. 30 (8). P. 2429.
22. Rozhansky V., Molchanov P., Veselova I., Voskoboynikov S., Kirk A., Coster D. // Nucl. Fusion. 2012. V. 52 (10). 103017.