

04

Роль электрического поля в формировании режима отрыва плазмы токамака

© И.Ю. Сениченков¹, Е.Г. Кавеева¹, В.А. Рожанский¹,
Е.А. Сытова¹⁻⁴, И.Ю. Веселова¹, С.П. Воскобойников¹,
D.P. Coster²

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

² Max-Planck Institut für Plasmaphysik, EURATOM Association,
Garching, Germany

³ Ghent University,
Ghent, Belgium

⁴ Aix-Marseille Université,
Marseille, France

E-mail: I.Senichenkov@spbstu.ru

Поступило в Редакцию 17 октября 2017 г.

С помощью численного кода SOLPS-ITER с самосогласованным учетом дрейфов и токов выполнено моделирование перехода плазмы токамака ASDEX Upgrade с углеродным дивертором в режим отрыва при увеличении плотности в разряде. Исследована роль дрейфов в скрещенных полях в перераспределении плазмы в обдирочном слое (Scrape-off Layer, SOL) и в области удержания внутри сепаратрисы. Предложено объяснение формирования повышенной плотности в SOL со стороны сильного магнитного поля и уменьшения полного тока через пластины при переходе в режим отрыва. Указано на возможность изменения глобального удержания плазмы в токамаке при переходе к полному режиму отрыва, когда холодная область расширяется до X-точки и достигает замкнутых магнитных поверхностей.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.06.45769.17085

Согласно современным представлениям о механизмах переноса частиц и тепла в пристеночной плазме токамака, работа дивертора будущих термоядерных установок возможна только в режиме отрыва плазмы от диверторных пластин [1,2]. В этом режиме 80% мощности, поступающей из зоны термоядерной реакции за счет теплопроводности

и конвекции, переизлучается из плазмы вблизи диверторных пластин, что позволяет заэкранировать пластины от тепловых потоков и удовлетворить требованиям, предъявляемым к предельным тепловым нагрузкам на материал дивертора. В экспериментах продемонстрировано, что успешный переход в режим отрыва достигается при увеличении концентрации плазмы (например, за счет увеличения газонапуска) или при дополнительном напуске излучающей примеси (азот, неон, аргон), однако физические механизмы перехода в режим отрыва до конца не выяснены. Поэтому в настоящее время режим отрыва активно изучается теоретически и экспериментально (см., например, [3–7]), особый интерес представляет изучение переноса примесей [8]. И если качественно картина перехода в той или иной степени ясна (см., например, [9]), то провести соответствующие расчеты и получить полное согласие с экспериментом пока не удалось.

Настоящая работа посвящена моделированию процесса перехода в режим отрыва при увеличении плотности в плазме токамака ASDEX Upgrade с углеродными диверторными пластинами (до перехода на полностью вольфрамовую стенку). Численное моделирование проводилось с помощью кода SOLPS-ITER [10], в котором решаются гидродинамические уравнения переноса частиц, импульса и энергии [11] с самосогласованным учетом электрического поля, электрических и магнитных дрейфов и токов. Цель работы — впервые исследовать их роль в перераспределении потоков плазмы и формировании режима отрыва.

В качестве базового сценария для моделирования был выбран разряд № 17151 [12] — „стандартный“ регулярно воспроизводимый разряд на токамаке ASDEX Upgrade, на примере которого тестировались ранние версии кода SOLPS-ITER. В этом разряде (в его квазистационарной фазе) поступление дейтерия из центральной плазмы токамака за счет инжекции пучка нейтральных частиц NBI (neutral beam injection) компенсировалось откачкой (газонапуск был выключен), в балансе углерода откачка компенсировала распыление пластин. Мощность $P \approx 3 \text{ MW}$ моделировалась заданием значений температур на внутренней границе расчетной области. Аномальные коэффициенты переноса подбирались так, чтобы профили плотности плазмы, а также электронной и ионной температур в экваториальной плоскости и на диверторных пластинах совпадали с экспериментальными.

Переход в режим отрыва моделировался увеличением плотности n_e на внутренней границе расчетной области и соответствующим умень-

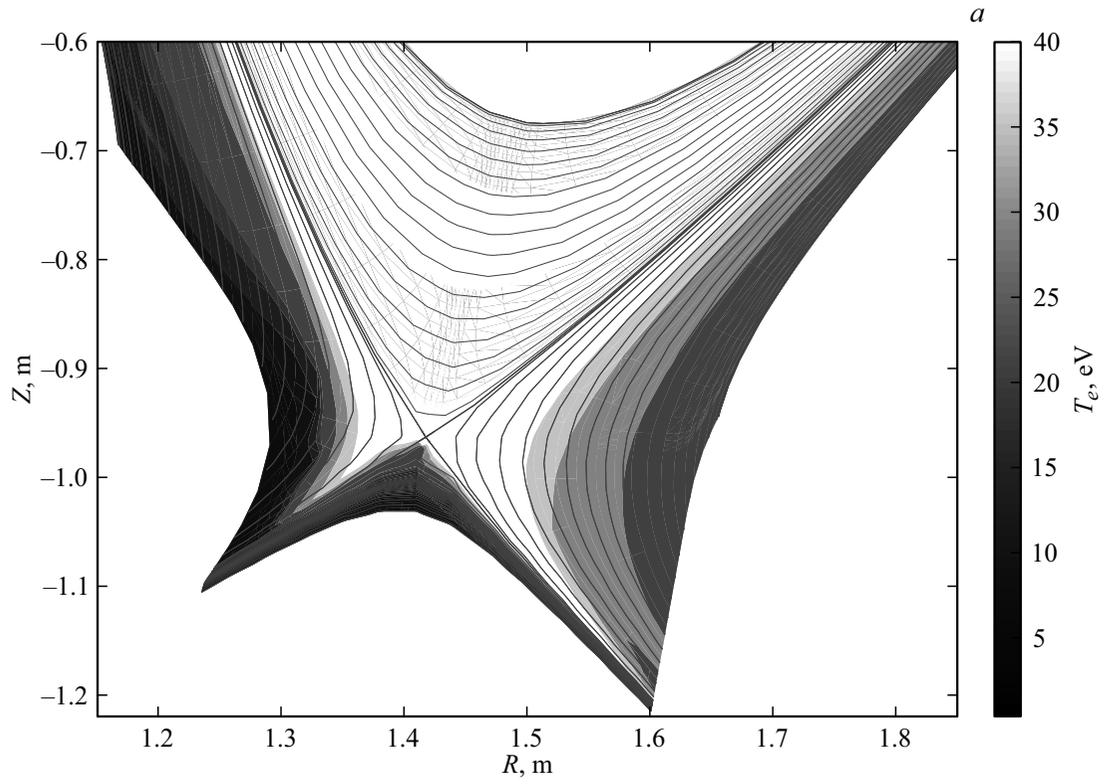


Рис. 1. Расчетное распределение температуры электронов при различной плотности. $\langle n_i \rangle = 4.0 \cdot 10^{19}$ (a) и $12.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (b).

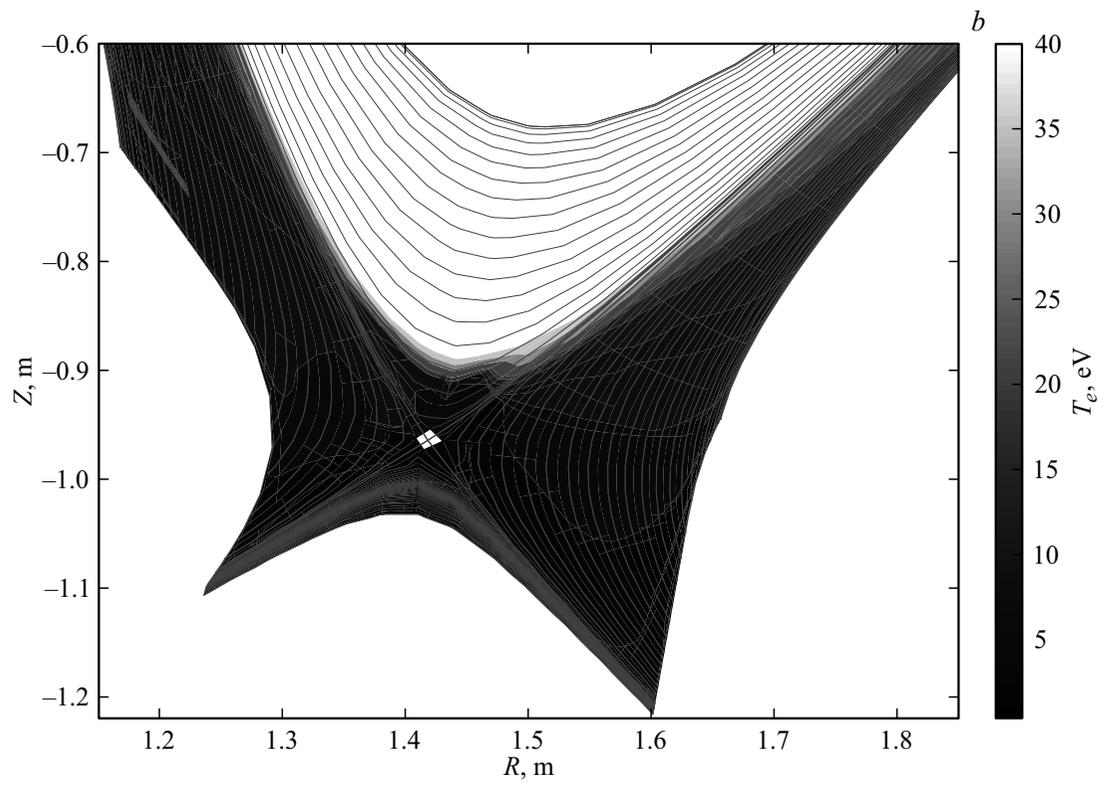


Рис. 1 (продолжение).

шением температур электронов T_e и ионов T_i так, чтобы сохранялось произведение $n_e(T_e + T_i)$. При этом потоки энергии, связанные с аномальной теплопроводностью $n_e(\chi_{e\perp}^{(AN)}\nabla_{\perp}T_e + \chi_{i\perp}^{(AN)}\nabla_{\perp}T_i)$ и с переносом частиц за счет аномальной диффузии $\frac{5}{2}T_e D_{\perp}^{(AN)}\nabla_{\perp}n_e$ — главных вкладов в мощность, выходящую из области удержания, оставались близкими к исходным. Здесь $\chi_{e\perp}^{(AN)}$, $\chi_{i\perp}^{(AN)}$, $D_{\perp}^{(AN)}$ — поперечные (относительно магнитного поля) аномальные коэффициенты переноса. Все остальные параметры моделирования оставались неизменными. Рассмотрены три сценария с усредненными по магнитной поверхности значениями плотности основных ионов (дейтерия) n_i на внутренней границе расчетной области с основной плазмой: $\langle n_i \rangle = 4.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (базовый сценарий), $\langle n_i \rangle = 8.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ и $\langle n_i \rangle = 12.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Здесь $\langle \dots \rangle$ обозначают усреднение по магнитной поверхности; подразумевается, что отличие n_e от n_i за счет наличия примеси незначительно. Строго говоря, это не вполне соответствует реальному эксперименту, в котором увеличение плотности достигается за счет включения/увеличения газонапуска, однако выбранные значения плотности вполне достижимы в эксперименте.

В базовом расчете ($\langle n_i \rangle = 4.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) внутренний дивертор находился в режиме отрыва, в то время как внешний нет. В двух остальных расчетах (при увеличенной плотности) внешний дивертор также переходил в режим отрыва. Это иллюстрируется по наиболее характерному признаку перехода в режим отрыва — профилю электронной температуры (рис. 1). В режиме отрыва она падает до значений порядка 1 eV, так что объемная рекомбинация начинает преобладать над рекомбинацией на пластине. В соответствии с этим уменьшаются потоки частиц на пластину, несмотря на увеличение плотности электронов (так называемый эффект переворота, roll-over), и это также воспроизводится в моделировании.

Расчеты показывают, что в режиме отрыва может возникать сильное полоидальное электрическое поле, обусловленное перепадом потенциала, существенно большим чем T_e/e . Необходимость возникновения такого поля может быть выведена из анализа продольной (относительно магнитного поля) проекции уравнения баланса сил для электронов

$$j_{\parallel}/\sigma_{\parallel} = E_{\parallel} + \nabla_{\parallel}(n_e T_e)/en_e + 0.71\nabla_{\parallel}T_e/e, \quad (1)$$

где E_{\parallel} — продольное электрическое поле, σ_{\parallel} — спитцеровская продольная проводимость.

Продольный ток j_{\parallel} складывается из термотока, обусловленного разностью температур плазмы у внешней и внутренней диверторных пластин, и тока Пфирша–Шлютера, замыкающего дивергентную часть поперечных относительно магнитного поля токов, в основном, диамагнитного тока. Здесь мы подразумеваем, что ток Пфирша–Шлютера может замыкаться частично или полностью через диверторные пластины, а не только через плазму.

Рассмотрим ситуацию с горячей плазмой у внешней пластины и холодной (находящейся в режиме отрыва) у внутренней. Около внешней пластины, где T_e велика, велика и спитцеровская проводимость плазмы σ_{\parallel} , так что выражение в правой части (1) как целое мало по сравнению с каждым из трех входящих в него слагаемых. Другими словами, электрическая сила практически компенсирует градиент давления и термосилу, а потенциал остается порядка T_e/e . В холодной же плазме, возникающей у находящейся в режиме отрыва внутренней пластины, где $T_e \approx 1$ eV, и спитцеровская проводимость резко уменьшается, продольный баланс сил для электронов упрощается до простого закона Ома

$$j_{\parallel}/\sigma_{\parallel} \approx E_{\parallel}. \quad (2)$$

Действительно, в холодной плазме величина в левой части уравнения (1) становится немалой, потому что проводимость уменьшается, а плотность тока нет, так как главный вклад в нее вносит текущий с горячей внешней пластины термоэлектрический ток. Температура же в холодной области невелика, так что градиент давления и термосила в правой части (1) оказываются малыми, и протекание большого тока обеспечивается электрическим полем. На рис. 2 показано, что при движении из горячей плазмы выше X -точки к холодной плазме у диверторной пластины осуществляется переход от полного уравнения баланса сил (1) к закону Ома (2).

Сильное электрическое поле возникает и в области PR (private region) под X -точкой, где также необходимо обеспечить протекание тока к пластинам через холодную плазму, только здесь главный вклад в плотность тока вносит ток Пфирша–Шлютера, замыкающий ток градиентного дрейфа, проникающий сюда из области удержания и из горячего обдирочного слоя (scrape-off layer, SOL) у внешней пластины.

Детальный анализ расчетов показывает, что сильному электрическому полю соответствует максимум потенциала, расположенный на границе холодной и горячей плазмы, как в SOL, так и в PR, чтобы обеспечить сильное поле внутри всей холодной области (рис. 3).

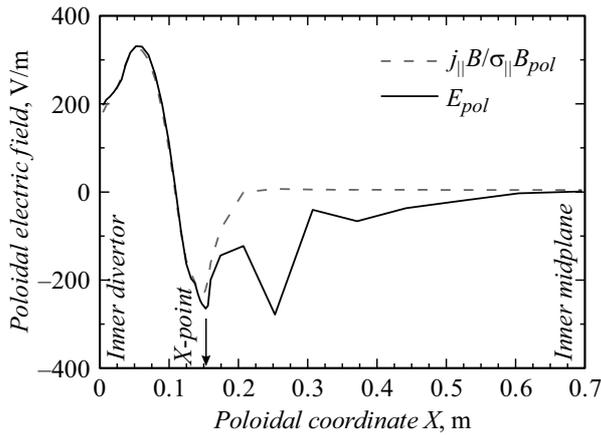


Рис. 2. Полоидальное электрическое поле $E_{pol} = VE_{\parallel}/B_{pol}$ и соответствующая левая часть уравнения (2), построенные вдоль полоидальной координаты от внутренней пластины до экваториальной плоскости на внутреннем обводе. B_{pol} — полоидальное магнитное поле в токамаке, B — модуль полного магнитного поля.

Электрический дрейф заряженных частиц направлен вокруг максимума вдоль эквипотенциальных поверхностей. Когда максимум потенциала расположен вблизи X -точки, дрейфовые потоки направлены из SOL у внешней пластины через PR и далее в SOL у внутренней пластины, что вызывает увеличение концентрации плазмы в SOL с внутренней стороны. Такое увеличение концентрации также наблюдается в эксперименте и известно как high field side high density.

При переходе в более выраженный режим отрыва (в нашем моделировании при увеличении плотности в разряде) размер холодной области увеличивается, и указанная выше граница, а вместе с ней и положение максимума потенциала сдвигаются к X -точке (рис. 1, 3). При полном отрыве холодная зона становится настолько большой, что нейтральные атомы проникают внутрь сепаратрисы в область удержания, вызывая значительное ее охлаждение. Этот эффект виден в моделировании и наблюдается в эксперименте.

В то же время при переходе внешней пластины к полному режиму отрыва температуры плазмы у обеих пластин выравниваются и термоток уменьшается, вследствие чего уменьшаются полный продольный

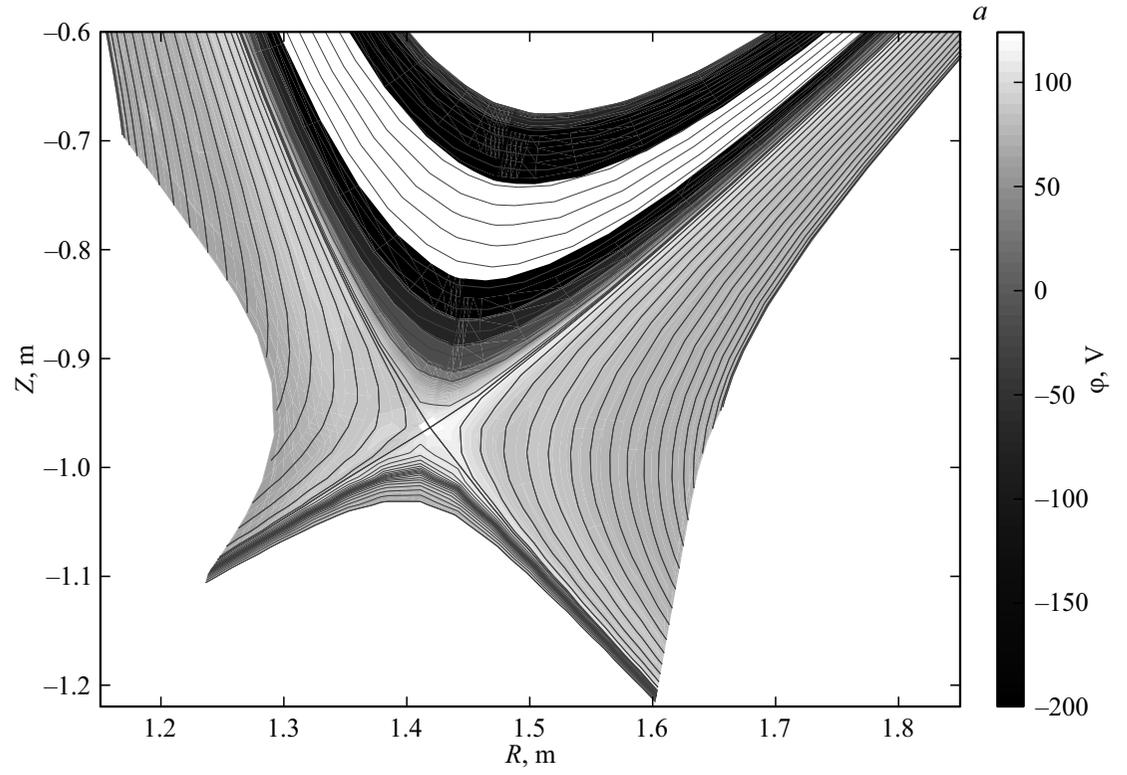


Рис. 3. Расчетное распределение электрического потенциала при различной плотности. $\langle n_i \rangle = 4.0 \cdot 10^{19}$ (a) и $12.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (b).

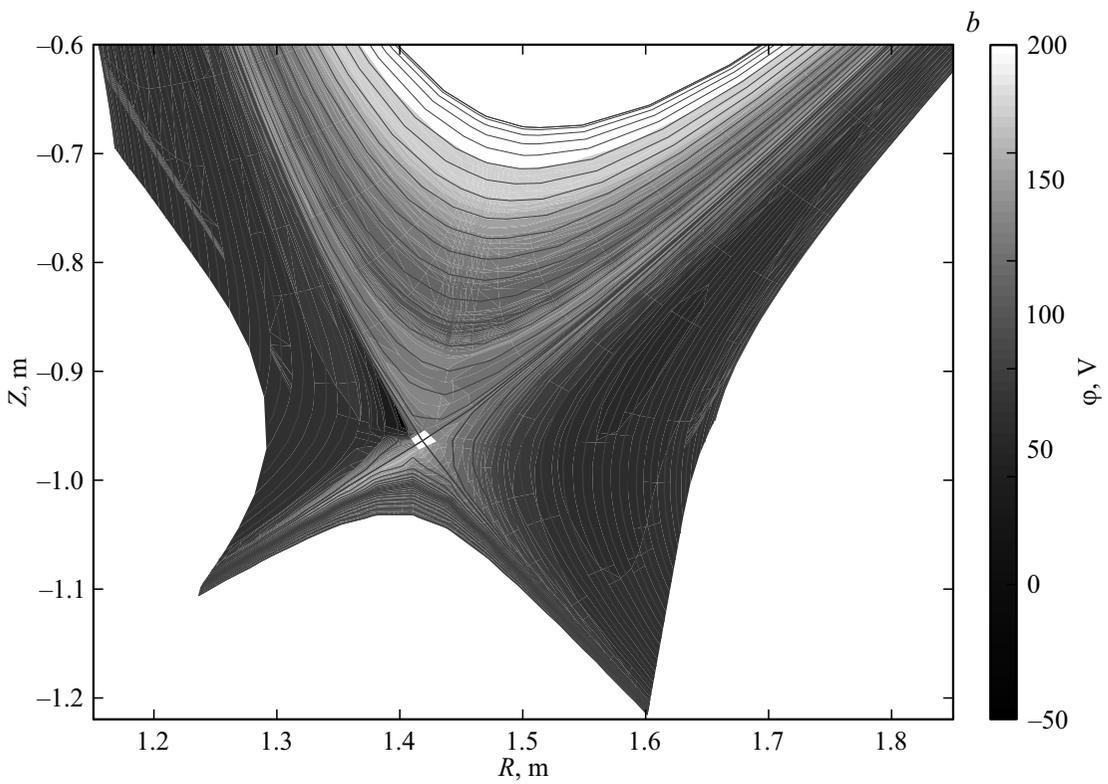


Рис. 3 (продолжение).

ток и соответственно электрическое поле в SOL у внутреннего дивертора. Это приводит к исчезновению повышенной плотности в SOL со стороны сильного магнитного поля у пластины при переходе к полному режиму отрыва. Уменьшение продольного тока приводит и к снижению полного тока, текущего на пластину; аналогичное уменьшение полного тока наблюдается также в эксперименте и даже иногда рассматривается как признак перехода к полному режиму отрыва [5].

Отметим, что уменьшение электрического поля в SOL не обязательно влечет за собой уменьшение электрического поля в PR, т.е. максимум потенциала ниже X -точки может сохраняться.

Вихревой дрейфовый поток вокруг расположенного у X -точки максимума потенциала затрагивает также плазму на замкнутых магнитных поверхностях и может вносить значительный вклад в интегральный поток частиц через сепаратрису.

Вообще, наличие холодного пятна с температурой несколько eV над X -точкой значительно меняет перенос в области удержания. В этой области возникает существенный по величине источник ионизации, и ионы, родившиеся здесь в результате ионизации, уносятся продольными потоками по магнитной поверхности, а также выносятся за сепаратрису за счет диффузии и электрического дрейфа. Структура продольных потоков значительно меняется по сравнению с таковой для неохлажденных поверхностей, меняются вязкие силы и вязкие радиальные токи, что может изменить величину радиального электрического поля, ширину вращения и уровня турбулентности. Таким образом, переход внешней пластины в режим полного отрыва может повлиять на глобальное удержание плазмы в токамаке.

Работа выполнена в Санкт-Петербургском политехническом университете Петра Великого при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-12-01020). Численные расчеты выполнены в Суперкомпьютерном Центре „Политехнический“ Санкт-Петербургского государственного политехнического университета Петра Великого.

Список литературы

- [1] *Pitts R.A., Carpentier S., Escourbiac F., Hirai T., Komarov V., Kukushkin A.S., Lisgo S., Loarte A., Merola M., Mitteau R., Raffray A.R., Shimada M., Stangeby P.C.* // *J. Nucl. Mater.* (2011). V. 415. S957–S964.

- [2] Raffray A.R., Nygren R., Whyte D.G., Abdel-Khalik S., Doerner R., Escourbiac F., Evans T., Goldston R.J., Hoelzer D.T., Konishi S., Lorenzetto P., Merola M., Neu R., Norajitra P., Pitts R.A., Rieth M., Roedi M., Roglien T., Suzuki S., Tillack M.S., Wong C. // *Fusion Eng. Des.* 2010. V. 85. P. 93–108.
- [3] Potzel S., Wischmeier M., Bernert M., Dux R., Müller H.W., Scarabosio A. and the ASDEX Upgrade Team // *Nucl. Fusion.* 2014. V. 54. P. 013001.
- [4] Reimold F., Wischmeier M., Bernert M., Potzel S., Kallenbach A., Müller H.W., Sieglin B., Stroth U. and the ASDEX Upgrade Team // *Nucl. Fusion.* 2015. V. 55. P. 033004.
- [5] 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. and the ASDEX Upgrade Team // *Nucl. Fusion.* 2015. V. 55. P. 053026.
- [6] F. Reimold, Wischmeier M., Potzel S., Guimarães L., Reiter D., Bernert M., Dunne M., Lunt T., the ASDEX Upgrade team, the EUROfusion MST1 team // *Nucl. Mater. Energy.* 2017. V. 12. P. 193–199.
- [7] Field A.R., Balboa I., Drewelow P., Flanagan J., Guillemaut C., Harrison J.R., Huber A., Huber V., Lipschultz B., Matthews G., Meigs A., Schmitz J., Stamp M., Walkden N. and JET contributors // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2017. V. 59. P. 095003.
- [8] Кавеева Е.Г., Бекхейт А.Х., Воскобойников С.П., Рожанский В.А., Костер Д., Боннин К., Шнейдер Р. // *Письма в ЖТФ.* 2003. Т. 29. В. 5. С. 87–94.
- [9] Krashennnikov S.I., Kukushkin A.S. // *J. Plasma Phys.* 2017. V. 83. P. 155830501.
- [10] Bonnín X., Dekeyser W., Pitts R., Coster D., Voskoboynikov S., Wiesen S. // *Plasma Fusion Res.* 2016. V. 11. P. 1403102.
- [11] Rozhansky V., Kaveeva E., Molchanov P., Veselova I., Voskoboynikov S., Coster D., Counsell G., Kirk A., Lisgo S., the ASDEX-Upgrade Team and the MAST Team // *Nucl. Fusion.* 2009. V. 49. P. 025007.
- [12] Chankin A.V., Coster D.P., Dux R., Fuchs Ch., Haas G., Herrmann A., Horton L.D., Kallenbach A., Kaufmann M., Konz Ch., Lackner K., Maggi C., Müller H.W., Neuhauser J., Pugno J., Reich M., Schneider W. // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2006. V. 48. P. 839–868.