04

Моделирование пристеночной плазмы токамака EAST кодом SOLPS-ITER3.2.0 на расширенной сетке с учетом дрейфов

© Н.В. Штырхунов[1], И.Ю. Сениченков[1], Е.Г. Кавеева[1], В.А. Рожанский[1], R. Ding[2], H. Si[2], G. Xu[2], J. Guo[2]

[1] Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия
[2] Институт физики плазмы Китайской академии наук, Хэфей, КНР
E-mail: E.Kaveeva@spbstu.ru

Поступило в Редакцию 15 октября 2024 г.
В окончательной редакции 20 ноября 2024 г.
Принято к публикации 20 ноября 2024 г.

Приводятся результаты моделирования токамака EAST новой версией кода SOLPS-ITER3.2.0, специально разработанной для описания процессов переноса в пристеночной плазме токамака вплоть до стенки камеры с учетом формы (геометрии) последней. Впервые на неструктурированной сетке, включающей треугольные ячейки вблизи стенок камеры, сделан расчет с учетом дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях и диамагнитного дрейфа в неоднородном магнитном поле. Вычислено распределение электрического потенциала. Проведено сравнение расчета с экспериментом, с расчетом на более узкой структурированной сетке и с расчетом без дрейфов.

Ключевые слова: SOLPS-ITER, EAST, широкая сетка, дрейфы.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.07.60065.20150

Описание взаимодействия ионов и нейтральных атомов с первой стенкой является актуальной задачей в физике управляемого термоядерного синтеза [1]. Распыление стенки камеры влияет на срок ее жизни и загрязнение плазмы примесями. Потоки атомов на стенки камеры могут использоваться в диагностических целях.

Для описания плазмы дивертора и обдирочного слоя (SOL) широко используются гидродинамические коды. Наиболее популярным и проверенным сравнением с экспериментом является код SOLPS-ITER [2]. Стандартная область моделирования SOLPS-ITER включает слой плазмы шириной несколько сантиметров в обдирочном слое, ограниченный поверхностью постоянного полоидального потока, не совпадающей со стенкой камеры. Для гидродинамического описания нейтральных частиц используется та же расчетная область, что и для плазмы. Если подключен код EIRENE для расчета распределения нейтральных частиц методом Монте-Карло, то область расчета для нейтральных частиц может быть расширена до стенки камеры. Недавно была разработана версия SOLPS-ITER3.2.0 [3], которая позволяет построить сетку и расширить расчетную область решения плазменных уравнений до первой стенки. Для такого расширения потребовалось изменение структуры данных в коде, введение треугольных ячеек в сетку, на которой ищется решение, появление коротких магнитных трубок с низкой плотностью плазмы вблизи стенок — все это привело к дополнительным численным трудностям. Первые примеры моделирования с помощью новой версии кода для токамака EAST описаны в работе [4]. В ней удалось получить решения с учетом дрейфов на стандартной сетке, не доходившей до стенок камеры, и решение без учета дрейфов на расширенной сетке вплоть до стенок камеры. В настоящей работе представлено первое моделирование, в котором использована сетка до стенки камеры и учтены все дрейфовые потоки. Для этого была преобразована сетка и улучшены граничные условия, в частности интерполяция дрейфовых потоков.

Расчет соответствует омической L-моде токамака EAST в конфигурации с двумя X-точками, с активной нижней X-точкой и расстоянием между сепаратрисами 1.8 cm. Градиентный дрейф ионов направлен вниз.

Были заданы следующие аномальные транспортные коэффициенты: $D_{AN} = 0.8\,\mathrm{m^2/s}$, $\chi_{AN,i} = \chi_{AN,e} = 1.0\,\mathrm{m^2/s}$, $V_{AN} = 2\,\mathrm{m/s}$. На границе расчетной области внутри сепаратрисы взяты концентрация $n_e = 1.15 \cdot 10^{19}\,\mathrm{m^{-3}}$ и температуры $T_e = T_i = 250\,\mathrm{eV}$, соответствующие эксперименту. Напуск газа со стенки камеры 10^{21} atoms/s. Атомы в расчете описываются в улучшенном гидродинамическом приближении [5], доступном в версии SOLPS-ITER3.2.0 и недоступном в стандартном SOLPS-ITER. В этом приближении существенно улучшена модель обмена энергией атомов со стенкой. В работе представлены три расчета кодом SOLPS-ITER3.2.0. Первый расчет сделан без учета дрейфов. В двух других были включены дрейфовые слагаемые на старой структурированной (узкой) и новой неструктурированной (широкой) сетках. Расчет на старой отличается от расчета, представленного в работе [4] как „DDN wide att“, включением улучшенной гидродинамической модели для атомов. Для сохранения параметров у пластин, соответствующих эксперименту, потребовалось несколько изменить параметры откачки и уменьшить коэффициент аномальной диффузии (в [4] $D_{AN} = 1.0\,\mathrm{m^2/s}$). В модели-

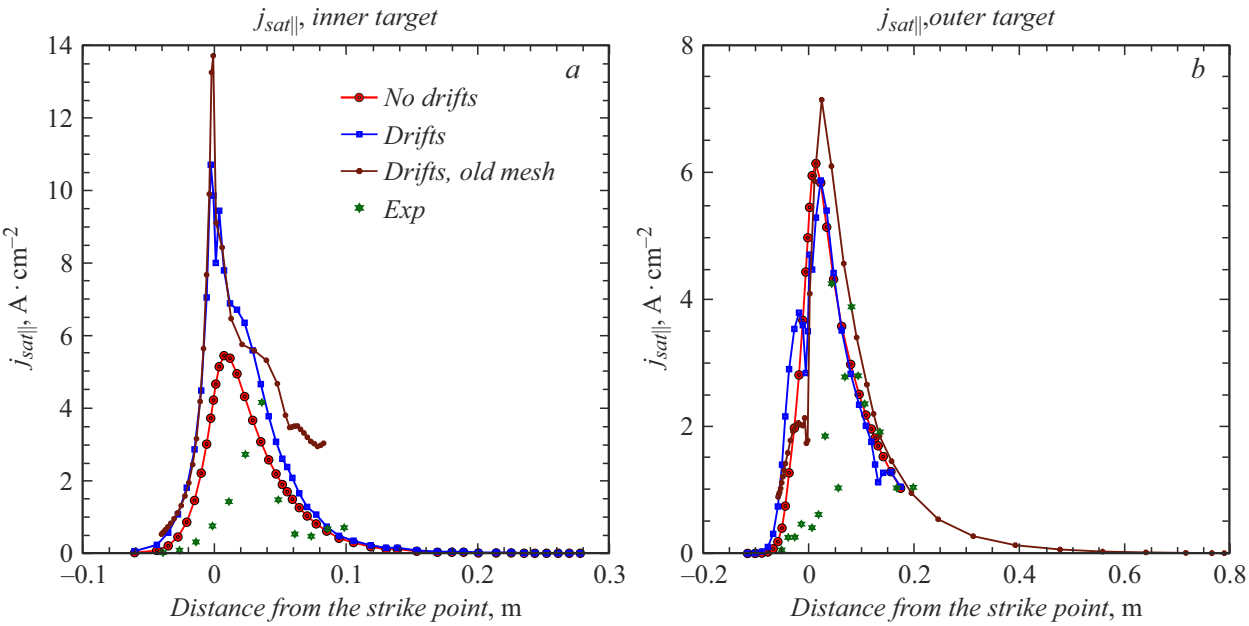

Рис. 1. Ионный ток насыщения на пластинах дивертора в расчетах без дрейфов на неструктурированной сетке, с дрейфами на неструктурированной сетке, с дрейфами на структурированной сетке и зондовые измерения в эксперименте в зависимости от расстояния до точки пересечения с сепаратрисой пластины. Положительным значениям на оси абсцисс соответствует область снаружи сепаратрисы.

ровании была включена обратная связь, позволяющая подобрать откачку так, чтобы давление атомов в дивертор обеспечивало уровень рециклинга, который в свою очередь обеспечит температуру электронов на внешней пластине, соответствующую экспериментальной, в максимуме 32 eV. Поэтому температуры на внешней пластине для всех трех расчетов совпадают. Ток насыщения на внутренней и внешней пластинах дивертора показан на рис. 1, *a* и *b*. В то время как у внешней пластины все три расчета дают похожий результат, у внутренней пластины обнаруживаются существенные отличия. Это также видно на рис. 2, где показаны распределения концентрации электронов для четырех расчетов (четвертый расчет представлен в работе [4] как „DDN wide att 3.0.8“). При включении дрейфов на широкой сетке концентрация у внутреннего дивертора увеличивается, как и в работе [4]. Начинается формирование области высокой концентрации во внутреннем диверторе, известное в моделировании и в эксперименте [6] (high field side high density). Однако область высокой концентрации электронов на узкой сетке с дрейфами выражена существенно сильнее, чем на широкой. Эти же результаты иллюстрируются таблицей, где приведено количество ионов в объеме внутреннего и внешнего диверторов ниже *X*-точки, включая соответствующую часть области между сепаратрисами под *X*-точкой. Видно, что количество частиц во внутреннем диверторе при включении дрейфов на широкой сетке увеличивается на 60%. Еще больше оно возрастает при переходе к узкой сетке. В то же время число частиц во внешнем диверторе меняется между расчетами несущественно при условии одинаковых температур на внешней пластине.

Искусственное сужение расчетной области в моделировании эквивалентно установке в эксперименте отражателей, которые сделали бы дивертор более закрытым. Эксперименты с такими отражателями на токамаке TCV показали, что их установка облегчает переход к режиму отрыва [7]. Атомы, появляющиеся в процессе рециклинга, дольше не покидают дивертор, участвуют в его охлаждении и с большей вероятностью снова ионизуются в диверторе, если установлены отражатели. Кроме того, происходит рециклинг и на самих отражателях. Области с холодной плазмой оказываются более плотными в силу сохранения давления вдоль магнитных трубок. Охлаждение внутреннего дивертора приводит также к возрастанию в нем электрического сопротивления и увеличению электрического поля, связанного с термоэлектрическим током. При этом усиливаются дрейфовые потоки, которые увеличивают концентрацию во внутреннем диверторе. Интересно сравнить результаты моделирования с расчетом кодом SOLPS-ITER3.0.8, приведенным в работе [4] и показанным на рис. 2, *d*, где граница расчетной области для плазмы совпадает с узкой сеткой (рис. 2, *c*), а область моделирования атомов кодом EIRENE широкая. В этом расчете область с повышенной концентрацией у́же, чем на рис. 2, *c*, но шире, чем на рис. 2, *b*.

В заключение отметим, что в работе впервые были получены результаты моделирования численным кодом SOLPS-ITER3.2.0 на расширенной неструктурированной

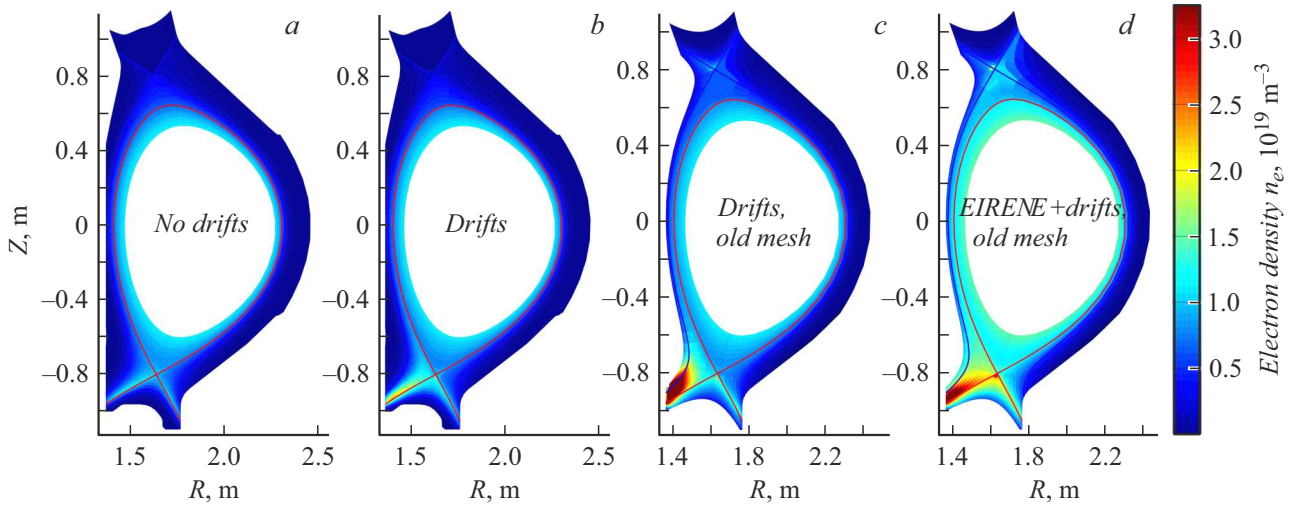

Рис. 2. Распределение концентрации электронов для расчетов на широкой сетке без дрейфов (*a*), на широкой сетке с дрейфами (*b*), на старой сетке с дрейфами (*c*) и на старой сетке с дрейфами с кодом EIRENE для моделирования атомов (*d*).

Распределение количества ионов между дивертарами

Дивертор	Расчет			
	Широкая сетка без дрейфов	Широкая сетка с дрейфами	Узкая сетка с дрейфами	SOLPS-ITER3.0.8 с дрейфами и EIRENE
Внутренний	$2.57 \cdot 10^{18}$	$4.16 \cdot 10^{18}$	$7.92 \cdot 10^{18}$	$7.95 \cdot 10^{18}$
Внешний	$2.41 \cdot 10^{18}$	$2.87 \cdot 10^{18}$	$3.21 \cdot 10^{18}$	$4.61 \cdot 10^{18}$
Сумма	$4.97 \cdot 10^{18}$	$7.03 \cdot 10^{18}$	$11.13 \cdot 10^{18}$	$12.56 \cdot 10^{18}$

сетке с учетом дрейфов, достигнуто согласие с экспериментом на токамаке EAST в L-моде. Было показано, что учет дрейфов оказывает существенное влияние на параметры в дивертарной области и различие концентраций плазмы у пластин, в то время как профили в экваториальной плоскости остаются практически неизменными. В дальнейшем планируется провести моделирование с кинетическим описанием нейтральных частиц вместо гидродинамического.

Благодарности

Вычисления произведены в Суперкомпьютерном центре „Политехнический“ СПбПУ.

Финансирование работы

Работа поддержана РНФ (23-42-00020) и Национальным фондом естественных наук КНР (грант 12261131496).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] R.A. Pitts, X. Bonnin, F. Escourbiac, H. Frerichs, J.P. Gunn, T. Hirai, A.S. Kukushkin, E. Kaveeva, M.A. Miller, D. Moulton, V. Rozhansky, Nucl. Mater. Energy, **20**, 100696 (2019). DOI: 10.1016/j.nme.2019.100696

[2] S. Wiesen, D. Reiter, V. Kotov, M. Baelmans, W. Dekeyser, A.S. Kukushkin, S.W. Lisgo, R.A. Pitts, V. Rozhansky, G. Saibene, I. Veselova, J. Nucl. Mater., **463**, 480 (2015). DOI: 10.1016/j.jnucmat.2014.10.012

[3] W. Dekeyser, P. Boerner, S. Voskoboynikov, V.A. Rozhanksy, I. Senichenkov, L. Kaveeva, I. Veselova, E. Vekshina, X. Bonnin, R.A. Pitts, M. Baelmans, Nucl. Mater. Energy, **27**, 100999 (2021). DOI: 10.1016/j.nme.2021.100999

[4] I. Senichenkov, E. Kaveeva, V. Rozhansky, N. Shtyrkhunov, K. Dolgova, R. Ding, H. Si, G. Xu, Contribut. Plasma Phys., **64**, e202300136 (2024). DOI: 10.1002/ctpp.202300136

[5] W.V. Uytven, W. Dekeyser, M. Blommaert, S. Carli, M. Baelmans, Nucl. Fusion, **62**, 086023 (2022). DOI: 10.1088/1741-4326/ac72b4

[6] S. Potzel, M. Wischmeier, M. Bernert, R. Dux, F. Reimold, A. Scarabosio, S. Brezinsek, M. Clever, A. Huber, A. Meigs, J. Nucl. Mater., **463**, 541 (2015). DOI: 10.1016/j.jnucmat.2014.12.008

[7] O. Février, H. Reimerdes, C. Theiler, D. Brida, C. Colandrea, H. De Oliveira, B.P. Duval, D. Galassi, S. Gorno, S. Henderson, Nucl. Mater. Energy, **27**, 100977 (2021). DOI: 10.1016/j.nme.2021.100977