

НЕДАВНИЙ ПРОГРЕСС В НЕКОТОРЫХ ВОПРОСАХ ФИЗИКИ ДИВЕРТОРА В РЕЖИМЕ ДЕТАЧМЕНТА

© 2023 г. А. А. Степаненко^{a,*}, Е. Д. Маренков^a, А. А. Пшенов^{a,b}, **А. С. Кукушкин^{a,b}**

^a Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

^b НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: aastepanenko@mephi.ru

Поступила в редакцию 06.12.2022 г.

После доработки 03.03.2023 г.

Принята к публикации 25.03.2023 г.

Работа дивертора в режиме детачмента (“отрыва”) плазмы необходима для снижения нагрузок на пластины дивертора в токамаках ITER и DEMO до приемлемых величин. Обсуждаются результаты анализа ряда эффектов, оказывающих непосредственное влияние на операционное окно детачмента и его устойчивость: поперечный перенос тепла в диверторе, запираание излучения, развитие плазменных неустойчивостей, особенности устойчивости двухнулевого дивертора — полученные с использованием численного моделирования, в том числе при помощи транспортного кода SOLPS4.3 и турбулентного кода BOU+++. Рассмотрено функционирование дивертора с жидкометаллическими пластинами на примере лития. Обсуждаются вопросы верификации расчетной модели, используемой для моделирования детачмента.

Ключевые слова: токамак, дивертор, детачмент, перенос излучения, литий, турбулентность

DOI: 10.31857/S0367292122601539, **EDN:** WXXOEG

1. ВВЕДЕНИЕ

Создание термоядерной электростанции невозможно в отсутствие технического решения, позволяющего справляться с огромными тепловыми потоками, поступающими из центральной области, где протекает термоядерная реакция, на периферию и, в конечном счете, на поверхность обращенных к плазме элементов дивертора (приемных пластин). Ни один известный материал не способен выдерживать подобные нагрузки, в силу чего возникает необходимость работы в специфических режимах.

Наиболее многообещающе на данный момент выглядит работа в так называемом режиме детачмента (“отрыва” плазмы дивертора от приемных пластин) [1, 2], в котором, благодаря взаимодополняющим процессам переизлучения тепла примесными ионами и объемной рекомбинации основной плазмы, тепло, поступающее на периферию из центральной области плазменного шнура, рассеивается по большой площади как приемных пластин, так и прочих обращенных к плазме компонентов первой стенки [2, 3]. Работа в режиме частичного детачмента рассматривается в качестве базового режима работы дивертора токамака ITER [4]. В связи с этим режим детачмента активно изучается практически на всех современных токамаках TCV [5], ASDEX-Upgrade [6],

DIII-D [7], JET [8]. Лучшее понимание физики детачмента необходимо для эффективного управления диверторной плазмой и решения проблемы пиковых тепловых нагрузок, а также для проектирования будущих токамаков-реакторов. Поэтому изучение процессов, определяющих характер перехода в режим детачмента, является одной из наиболее приоритетных задач, которые необходимо решить для успешной реализации проекта управляемого термоядерного синтеза.

В этом обзоре рассмотрен ряд полученных недавно новых теоретических результатов, касающихся прогресса в понимании физики процессов, определяющих детачмент. В разд. 2 и 3 обсуждается влияние переноса излучения и аномального поперечного переноса тепла и частиц на переход диверторной плазмы в режим детачмента. Результаты анализа параметров детачмента в диверторе с жидкометаллическими литиевыми пластинами представлены в разд. 4. Устойчивость детачмента в двухнулевой диверторной конфигурации рассмотрена в разд. 5. Механизмы развития турбулентности диверторной плазмы и их численные магнитогидродинамические модели обсуждаются в разд. 6. Вопросы верификации транспортного кода SOLPS4.3, используемого для анализа режима детачмента, рассматривают-

ся в разд. 7. Основные результаты и выводы по работе собраны в заключительном разд. 8.

2. ВЛИЯНИЕ ЗАПИРАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИВЕРТОРЕ НА ПЕРЕХОД В РЕЖИМ ДЕТАЧМЕНТА

Переход в режим детачмента подразумевает низкую температуру ~ 1 эВ и высокую плотность $\sim 10^{21}$ м $^{-3}$ диверторной плазмы, а также большую долю потерь на излучение из диверторного объема. При высокой вложенной мощности обеспечение необходимого уровня потерь на излучение достигается при помощи напуска примеси. Транспортные коды, используемые для интерпретации экспериментальных измерений и исследования различных аспектов физики детачмента, как правило, используют предположение полной прозрачности пристеночной плазмы для линейчатого излучения как примесей, так и водорода. Для примесей это предположение выполняется, если речь не идет о специфических сценариях, таких как работа с жидкометаллическим дивертором или плавление твердотельных материалов во время переходных процессов. Для изотопов водорода ситуация иная. По мере приближения к режиму детачмента, диверторная плазма постепенно становится непрозрачной для водородных линий серии Лаймана, и перенос излучения начинает оказывать существенное влияние на баланс энергии и частиц в диверторном объеме [9].

Тем не менее, самосогласованное описание переноса излучения и его влияния на атомные процессы в диверторе ранее использовалось только в специфической версии кода SOLPS4.3, применявшейся исключительно для описания токамаков с углеродной первой стенкой [10, 11]. В этих работах было продемонстрировано, что учет запирания излучения оказывает сильное влияние на профили параметров плазмы в диверторной области. При одинаковом давлении нейтралов в диверторе максимальная электронная плотность в диверторе при учете запирания излучения возрастает примерно вдвое. В то же время результаты этих исследований показали, что учет запирания излучения оказывает слабое влияние на пиковую тепловую нагрузку на диверторные пластины и практически не сказывается на пороге перехода в режим детачмента в токамаках с углеродной первой стенкой. Авторы этих работ объяснили полученный результат полной компенсацией роста ионизации, стимулированной поглощением фотонов, увеличением рекомбинации вследствие роста плотности плазмы в диверторном объеме [10]. Однако, как будет показано далее, эти выводы оказались специфичны именно для углеродной стенки.

Недавно был существенно усовершенствован модуль радиационно-столкновительной модели, используемый в коде EIRENE [12]: добавлен эффект Штарка при расчете формы профиля линии испускания/поглощения и разработан модуль учета отражения фотонов от поверхности обращенных к плазме материалов. Модуль использует модель двулучевой функции отражательной способности Кука–Торренса [13], в которой шероховатая поверхность представляется в виде совокупности микрограней, ориентированных случайным образом, каждая из которых отражает падающие фотоны зеркально. В качестве источника параметров отражения от различных металлических поверхностей используется база данных кода RAYSECT [14]. Алгоритм учета отражения реализован при помощи метода Монте-Карло, а корректность воспроизведения функции отражательной способности Кука–Торренса в рамках разработанного модуля проверена путем сравнения с точным аналитическим выражением.

Для исследования влияния запирания излучения рабочего газа в пристеночном слое токамака на процесс перехода диверторной плазмы в режим детачмента были проведены массовые расчеты в двумерном транспортном коде SOLPS4.3 с использованием радиационно-столкновительной модели и блока переноса излучения в геометрии, близкой к токамаку DIII-D [12], и в геометрии проектируемого токамака TRT [15]. Отметим, что данная версия кода содержит ряд упрощений по сравнению с более полной версией SOLPS-ITER [16], в частности, в ней отсутствуют дрейфы и токи, оказывающие существенное влияние на структуру потоков и параметры плазмы в пристеночной области токамака.

На рис. 1 показана зависимость “цены ионизации” дейтерия от полного числа частиц рабочего газа в пристеночном слое токамака DIII-D при фиксированной мощности потерь на излучение примеси без учета запирания излучения (красная кривая), в предположении, что излучение в серии Лайман-альфа полностью заперто (зеленая кривая) и при самосогласованном расчете с учетом переноса излучения и его влияния на атомные процессы в пристеночной области (синяя кривая). Видно, что в оптически прозрачной плазме с ростом плотности пристеночной плазмы, по мере перехода в режим детачмента, “цена ионизации” возрастает до ~ 30 эВ, в то время как с учетом запирания излучения она снижается до ~ 15 эВ. Снижение “цены ионизации”, вызванное запиранием излучения, приводит к существенному осложнению перехода в режим детачмента. При фиксированных потерях на излучение примеси в токамаке масштаба DIII-D-давление плазмы на сепаратрисе, необходимое для достижения детачмента во внешнем диверторе, возрастает более чем на 30% [12].

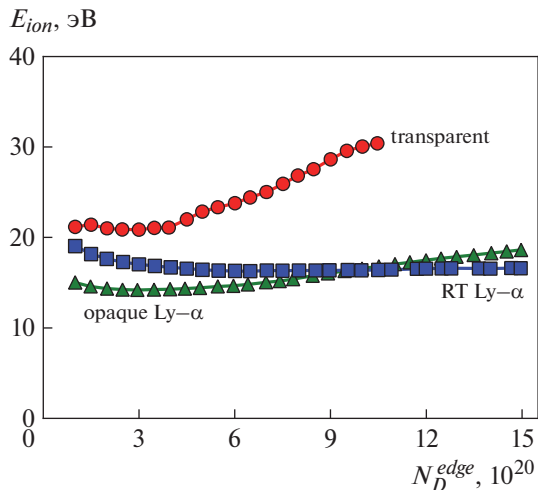


Рис. 1. Зависимость “цены ионизации” E_{ion} дейтерия в токамаке масштаба DIII-D от полного числа частиц рабочего газа при 1) фиксированной мощности потерь на излучение примеси без учета записывания излучения (transparent, красная кривая, кружки), 2) в предположении, что излучение в серии Лайман-альфа полностью заперто (opaque Ly- α , зеленая кривая, треугольники) и 3) при самосогласованном расчете с учетом переноса излучения и его влияния на атомные процессы в пристеночной области (RT Ly- α , синяя кривая, квадраты).

Присутствие существенного количества излучающей примеси в пристеночном слое “сглаживает” эффект записывания излучения рабочего газа ввиду уменьшения его вклада в энергобаланс пристеночного слоя. Однако эффективность этого “сглаживания” зависит от того, является ли излучающая примесь продуктом эрозии первой стенки (типичный пример — токамаки с углеродной первой стенкой), или контролируется извне (токамаки с металлической первой стенкой). В работе [12] продемонстрировано, что в токамаке с углеродной первой стенкой, где источник излучающей примеси жестко связан с потоком частиц на поверхность обращенных к плазме элементов первой стенки посредством физического и химического распыления, уменьшение радиационных потерь, связанное с записыванием линии Лайман-альфа, полностью компенсируется увеличением потерь на излучение углерода. Это объясняет продемонстрированное в работах В. Котова и др. слабое влияние переноса излучения на операционные параметры углеродного дивертора ITER (см., например, [10]).

Современная концепция цельнометаллической внутренней поверхности ITER и DEMO предполагает слабое распыление диверторных пластин. Необходимый уровень переизлучения при этом поддерживается инжектируемой примесью (обычно используются азот или неон), содер-

жание которой в пристеночном слое контролируется системой обратных связей. В работе [15] на примере проекта токамака TRT показано, что в этом случае записывание излучения оказывает существенное влияние на операционные параметры дивертора. В частности, достижение перехода в режим детачмента требует либо большей (примерно на 20%) плотности плазмы на сепаратрисе, либо увеличения количества излучающей примеси в диверторе по сравнению с пределом оптически прозрачной плазмы. На рис. 2 приведены профили электронной плотности вблизи поверхности внешней диверторной пластины токамака TRT и полной тепловой нагрузки (q_{pk}) на нее с учетом (красная кривая) и без учета (синяя кривая) записывания излучения при давлении нейтралов в диверторе $p_n \sim 5$ Па, которое отвечает снижению тепловой нагрузки на внешнюю диверторную пластину до приемлемого уровня $q_{pk} \leq 10$ МВт/м². Из рис. 2 видно, что в отличие от углеродного дивертора ИТЭР, где учет записывания излучения при заданном p_n практически не сказывался на q_{pk} , в цельнометаллическом диверторе TRT учет записывания излучения приводит к увеличению q_{pk} примерно на 30%. Полученные результаты говорят о том, что в современных токамаках с цельнометаллической первой стенкой необходимо учитывать влияние записывания линии Лайман-альфа на энергобаланс пристеночной плазмы.

Еще более существенным оказывается влияние записывания излучения на спектральные диагностики. В работе [15] показано, что, несмотря на то, что пристеночная плазма токамака TRT практически прозрачна для излучения Н-альфа и более высоких линий серии Бальмера, использующихся для диагностики пристеночной плазмы [17], увеличение заселенности возбужденных уровней дейтерия, связанное с записыванием спектральных линий серии Лаймана, оказывает существенное влияние на их интенсивность. В частности, на рис. 3 показана зависимость отношения интегрального по объему дивертора TRT сигнала линии водорода Н-альфа, рассчитанного с учетом и без учета записывания излучения в линиях серии Лаймана, от средней плотности плазмы на сепаратрисе. Видно, что с учетом записывания излучения диагностический сигнал Н-альфа может возрасти в 4–8 раз в зависимости от режима работы дивертора. Более того, сигналы линий серии Бальмера возрастают неравномерно, и их отношения также могут изменяться в разы по сравнению с пределом прозрачной плазмы, что не позволит применять спектральную диагностику без поправок на записывание излучения в установках с высокой вложенной мощностью, подобных TRT или ITER [15].

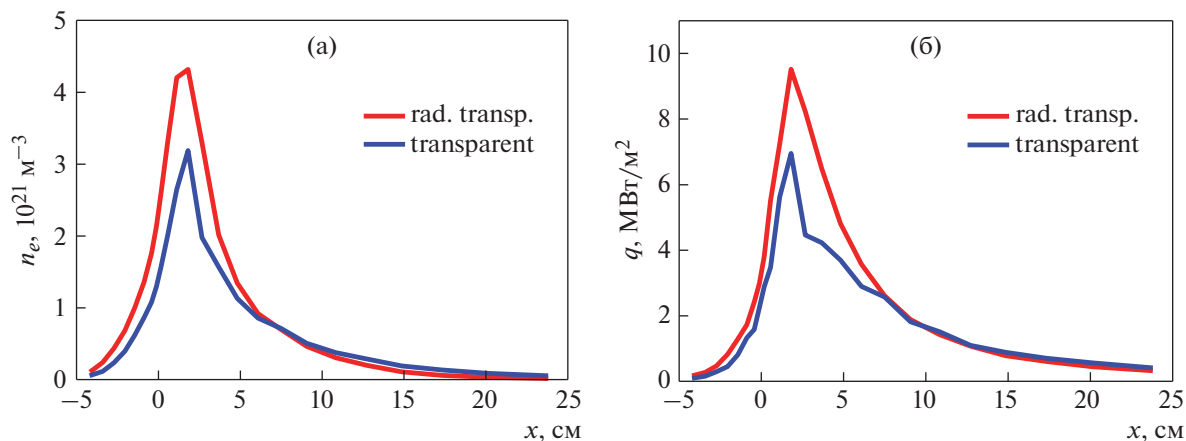


Рис. 2. Профиль электронной плотности (а) вдоль внешней приемной пластины токамака TRT и полной тепловой нагрузки (б) на нее с учетом (красная кривая) и без учета (синяя кривая) запыливания излучения при давлении нейтралов в диверторе $p_n \sim 5$ Па.

Хотя эта проблема известна давно и первые попытки учета запыливания излучения при анализе данных оптических диагностик были предприняты на Alcator C-MOD [18] и JET [19] в конце 1990-х, в данный момент на постоянной основе такие поправки не применяются ни на каких установках, и исследования в этом направлении практически не ведутся. Исключением является работа [20], в которой было показано, что без учета запыливания излучения оптическая диагностика токамака JET с металлической первой стенкой, завышает ионизационный источник дейтерия в диверторе

примерно в 5 раз. В то же время учет запыливания позволяет восстановить баланс ионизации, рекомбинации и потока плазмы на пластины с удовлетворительной точностью. Таким образом, работы [15] и [20] убедительно демонстрируют необходимость дальнейшего развития методов учета запыливания излучения при анализе экспериментальных данных.

3. ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ПЕРЕНОСА ТЕПЛА И ЧАСТИЦ НА ПЕРЕХОД ДИВЕРТОРНОЙ ПЛАЗМЫ В РЕЖИМ ДЕТАЧМЕНТА

Достижение режима детачмента требует высокой плотности плазмы и высокой мощности потерь на излучение примеси из диверторного объема [21, 22]. В токамаках с металлической первой стенкой (таких как ASDEX-Upgrade, JET, ITER) потери на излучение примесей, поступающих в пристеночный слой в результате эрозии, относительно невелики, поэтому для достижения режима детачмента необходимо инжектировать в диверторную область примеси с невысоким зарядом ядра Z , такие как азот, неон, или аргон. При этом необходимо сохранять баланс между увеличением радиационных потерь в диверторном объеме и увеличением эффективного заряда ионов плазмы Z_{eff} , а также усугублением “разбавления топлива” в области удержания.

Простые модели [23] предсказывают, что усиление поперечного переноса тепла в холодной диверторной плазме, где продольная теплопроводность относительно мала, должно приводить к увеличению потерь на излучение. В то же время есть основания предполагать, что турбулентный перенос внутри диверторного объема может существенно отличаться от переноса в пристеноч-

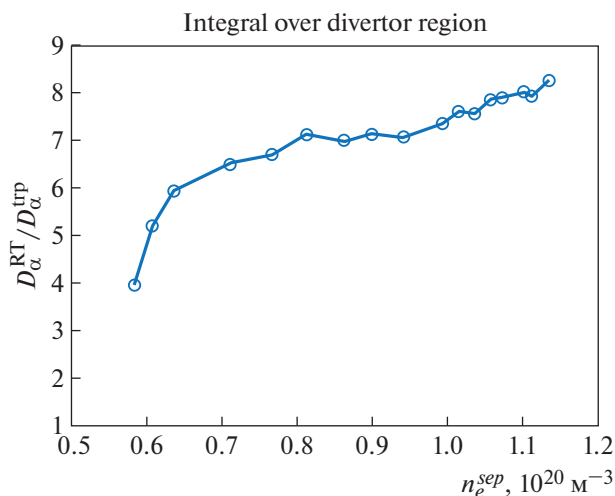


Рис. 3. Зависимость отношения интегрального по объему дивертора TRT сигнала линии атомарного водорода Н-альфа, рассчитанного с учетом (D_α^{RT}) и без учета (D_α^{trp}) запыливания излучения в линиях серии Лаймана от средней плотности плазмы на сепаратрисе [15].

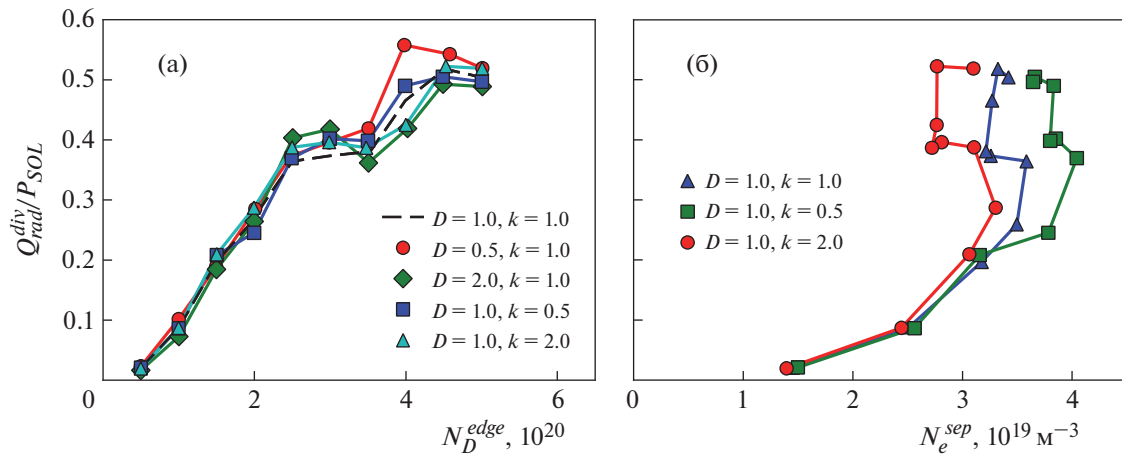


Рис. 4. Зависимость доли мощности переизлученной в диверторной области токамака на инжектируемой примеси азота от полного числа частиц рабочего газа (а) и средней плотности электронов на сепаратрисе (б) [25].

ном слое основной камеры за счет сильного магнитного шира вблизи Х-точки и большой 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) [24], 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 или ослабление поперечного переноса в диверторе по сравнению с пристеночным слоем основной камеры, был проведен ряд расчетов с помощью кода SOLPS4.3 [25].

Расчеты проводились для токамака, сходного по размерам с ASDEX-Upgrade (большой радиус $R = 1.5$ м, малый радиус $a = 0.6$ м), оборудованного дивертором с удлиненными “ногами” (divertor leg), в которой эффекты от изменения коэффициентов переноса в диверторной области должны проявляться более остро. В качестве излучающей примеси использовались наиболее востребованные на работающих токамаках легкие примеси — азот и неон. Плотности излучающей примеси достаточно велики и составляют $\sim 3\%$ от плотности электронов на сепаратрисе. Коэффициенты аномального поперечного переноса тепла и частиц одинаковы для основной плазмы и примеси, и их значения в пристеночном слое основной камеры (выше Х-точки) были выбраны равными $\kappa_{\perp}^{(e,i)} = 1 \text{ м}^2/\text{с}$, $D_{\perp} = 0.3 \text{ м}^2/\text{с}$. В диверторной области (ниже Х-точки) $\kappa_{\perp}^{(e,i)}$ и $D_{\perp}$ по отдельности увеличиваются/уменьшаются в два раза, имитируя различие турбулентности диверторной плазмы и плазмы пристеночного слоя основной камеры.

Стоит отметить, что результаты моделирования разрядов в плазме токамака ASDEX-Upgrade кодом SOLPS5.0 показали, что согласие с экспериментальными данными может быть достигнуто без радикального изменения коэффициентов переноса в диверторной области, по отношению к основной камере токамака [26]. Аналогичный подход был использован при моделировании разряда на установке TCV [27]. Поэтому в данном исследовании мы ограничились изменением коэффициентов поперечного переноса вдвое, полагая большую амплитуду изменения маловероятной.

Проведенные расчеты показали, что при использовании в качестве контрольного параметра полного числа частиц (как ионов, так и нейтронов) рабочего газа N_D^{edge} , что соответствует хорошо выполняющемуся в режимах с сильным рециклированием приближению “замкнутой системы”, изменение поперечной теплопроводности внутри диверторного объема практически не влияет на мощность потерь на излучение примеси. Изменение коэффициента аномальной диффузии поперек магнитного поля оказывает влияние на мощность излучения примесей вследствие увеличения или уменьшения локальной плотности плазмы и примеси, однако это достаточно слабая зависимость, рис. 4а. С другой стороны, изменение коэффициента аномальной теплопроводности приводит к существенному изменению плотности плазмы на сепаратрисе n_e^{sep} при том же значении N_D^{edge} . В частности, увеличение коэффициента аномальной теплопроводности приводит к уменьшению n_e^{sep} , и наоборот. Поэтому при использовании в качестве контрольного более привычного для экспериментаторов параметра — плотности плазмы на сепаратрисе — ситуация ме-

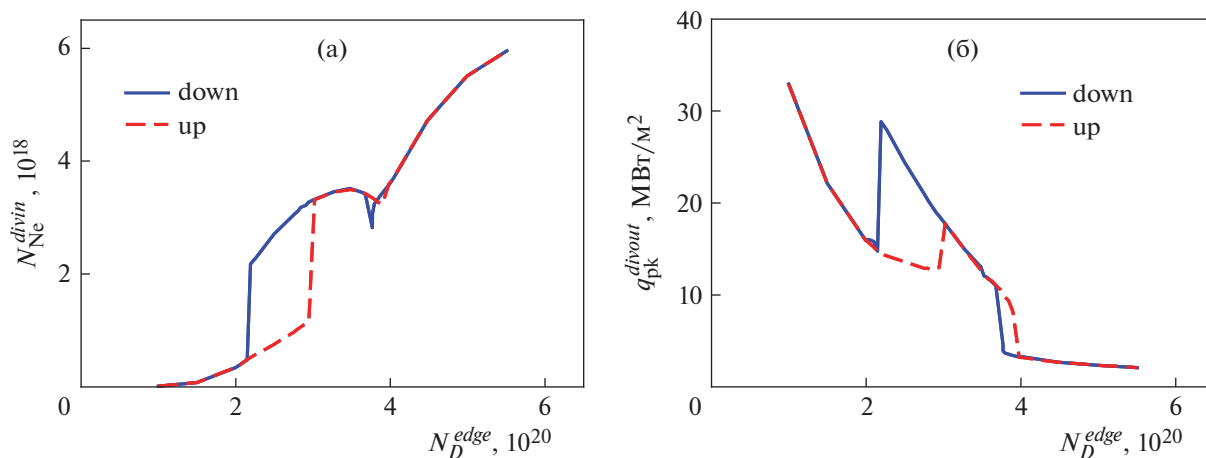


Рис. 5. Зависимости полного числа частиц неона во внутреннем диверторе (а) и пиковой тепловой нагрузки на внешнюю диверторную пластину (б) от N_D^{edge} , полученные при постепенном увеличении (прерывистая красная кривая) и уменьшении (сплошная синяя кривая) плотности в пристеночном слое для плазмы с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

няется, рис. 4б. Поперечная диффузия практически не оказывает влияния на потери на излучение примеси, в то время как увеличение или уменьшение поперечной теплопроводности приводит к заметному увеличению или, соответственно, уменьшению потерь на излучение примеси при одинаковом значении плотности плазмы на сепаратрисе. Полученный результат согласуется выводами, сделанными на основе простой качественной модели [23].

Кроме того, обнаружено, что при пропорциональном изменении количества рабочего газа и примеси неона в конфигурации с удлиненными диверторными ногами в широком интервале плотностей диверторной плазмы существуют два устойчивых равновесия, характеризующихся разным распределением неона. В частности, на рис. 4 видны скачкообразные изменения мощности радиационных потерь из диверторной области при $N_D^{edge} \approx 2.5 \times 10^{20}$ и 4.0×10^{20} , соответствующие спонтанному переходу с одной ветви решения на другую. В одном случае неон локализован на внешнем обводе тора и его излучение снижает нагрузку на внешний дивертор. Во втором — большая часть неона “сгребается” во внутренний дивертор, вследствие чего излучение примеси из внутреннего дивертора резко возрастает, а из внешнего падает. Траектории эволюции полного числа частиц неона во внутреннем диверторе и пиковой нагрузки на внешнюю диверторную пластину при медленном наращивании (“up”) и снижении (“down”) плотности плазмы показаны на рис. 5.

Из рис. 5 отчетливо видно, что этим ветвям отвечает различная локализация примеси неона в пристеночном слое. При низких плотностях, по-

ка оба дивертора 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 одного, что в свою очередь сопровождается примерно двукратным изменением пиковой тепловой нагрузки на внешнюю диверторную пластину, что может создавать существенные проблемы для систем управления диверторной плазмой.

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 [28]. Этот результат позволяет явным образом связать накопление неона во внутреннем диверторе с исчезновением обратного потока, наблюдаемым в наших расчетах. Таким образом, наиболее вероятным механизмом бифуркации является установление 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.

4. ДИВЕРТОР С ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ПЛАСТИНАМИ

Наряду с работой в режиме детачмента, еще одним перспективным вариантом защиты диверторных пластин от тепловых нагрузок является использование жидкометаллических пластин. С практической точки зрения, использование возобновляемых жидкометаллических покрытий пластин дивертора призвано как снизить тепловые нагрузки на сами пластины, так и уберечь их от последствий нестационарных процессов, то есть срывов и возбуждений сильных приграничных локализованных мод (Edge Localized modes) ELMs. В качестве таких покрытий предлагается использовать, в основном, Li, Sn или их сплав [29, 30]. В отличие от твердотельных, жидкометаллические пластины активно эродируют под воздействием плазмы. При этом эрозия определяется, в основном, испарением и термическим распылением, которые экспоненциально зависят от температуры мишени [31–33]. Эта зависимость создает обратную связь между скоростью эрозии мишени и потоками тепла и частиц из диверторной плазмы, которая отсутствует в случае классических твердотельных диверторных мишеней. Изучение таких режимов работы дивертора началось сравнительно недавно.

Поступление примеси в диверторную плазму вследствие эрозии жидкометаллических мишеней приводит к рассеиванию приходящей из плазмы мощности и, соответственно, снижению потока тепла на пластины дивертора, аналогично тому, как это происходит при детачменте. Принципиальным отличием этого эффекта экранирования от детачмента является именно сильная зависимость интенсивности эрозии от температуры мишени, которая приводит к некоторым качественно новым закономерностям. В частности, эксперименты на линейных плазменных симуляторах показывают, что имеет место эффект насыщения потока тепла, приходящего на мишень, с ростом потока энергии из основной плазмы [34, 35]. Этот эффект несложно объяснить, исходя из простых нульмерных моделей [36, 37].

Отметим также, что наличие примеси лития (Li) в пристеночной плазме может оказывать существенное влияние на протекание разряда в H-режиме и на активность ELMs. Так, эксперименты по инжекции гранул Li на токамаках DIII-D [38–40], а также EAST [41, 42] показали увеличение частоты ELMs (pacing) без существенной деградации времени удержания и градиента давления пьедестала. Работа в таком режиме, по сравнению с полностью подавленными ELMs, предпочтительнее, так как позволяет постепенно “сбрасывать” излишнюю энергию плазмы, не превышая допустимые нагрузки на

стенки. В то же время эксперименты на токамаке NSTX [43, 44] продемонстрировали, что кондиционирование стенки Li с помощью использования испарителя приводит к подавлению ELMs и улучшению удержания. К похожему эффекту привела инжекция лития Li в виде порошка в плазму токамака EAST [45]. По-видимому, такое воздействие Li связано с дестабилизацией или, наоборот, стабилизацией баллонной моды, которая может происходить, например, из-за изменения эффективного заряда плазмы или образования филаментов при абляции гранул лития Li. Однако какой-либо законченной теории этих эффектов, объясняющей экспериментальные наблюдения, на настоящий момент нет. В целом же, на основе упомянутых работ, можно ожидать, что наличие примеси лития Li оказывает скорее положительное влияние на разряд.

Эксперименты, проведенные на линейных плазменных симуляторах, показывают, что эрозия жидкометаллических мишеней под действием плазмы происходит в результате трех процессов: физического распыления, испарения и термического распыления. Хорошее согласие с экспериментами дается формулой [46]

$$J_{ero} = \left[Y_{coll} + \frac{Y_{ad}}{1 + A \exp(E_{eff}/T_s)} \right] \gamma \Gamma + J_{evap}(T_s). \quad (1)$$

Первое слагаемое описывает физическое распыление, второе – термическое распыление, третье – испарение. Поток распыления пропорционален потоку распыляющих ионов Γ . Физическое распыление определяется коэффициентом Y_{coll} . Слагаемое с термическим распылением может быть записано в разных формах; здесь выбран его вид, получающийся по теории адатомов [47, 48]. При этом Y_{ad} , A – подгоночные коэффициенты, E_{eff} – эффективная энергия активации, а T_s – температура поверхности мишени. Поток испарения J_{evap} зависит только от температуры поверхности мишени T_s .

Скорость испарения обычно известна достаточно хорошо, однако часть, связанная с распылением, сильно зависит от состояния материала. Например, соединение лития (Li) с дейтерием (D) и образование гидрида LiD может сильно снизить скорость физического и термического распыления [46]. В любом случае, насыщение материала водородом приводит к снижению коэффициента распыления за счет селективного распыления. Чтобы учесть эти факторы, в (1) введен дополнительный параметр γ . Заметим, что в отличие от большинства металлов, распыленные частицы Li – это на 70% ионы, которые в условиях дивертора немедленно возвращаются на пластину под действием магнитного поля. Поэтому для Li коэффициент Y_{coll} должен быть уменьшен

примерно в 3 раза по сравнению с физическим распылением без магнитного поля [46, 49].

Значительная часть распыленных атомов быстро ионизуется и также возвращается на пластину дивертора, фактически не попадая в плазму, — это процесс быстрой редепозиции (prompt redeposition). Для того, чтобы это учесть, поток эрозии (1) нужно умножить на $(1 - r_p)$, где r_p — коэффициент быстрой редепозиции. Величина этого коэффициента определяется, в основном, скоростью ионизации распыленных атомов, поэтому он зависит от электронной температуры T_e и электронной плотности n_e вблизи мишени. Наиболее часто для учета быстрой редепозиции используются простые формулы, предложенные Фуссманом [50] для случая распределения распыленных частиц по косинусу.

Простейшее описание экранирования мишени эродированным материалом дается “нульмерным” приближением [36, 51, 52], в котором уменьшение потока тепла на мишень пропорционально количеству эродированного материала

$$\Delta q = J_{ero} E_{sh} (1 - r_p). \quad (2)$$

“Энергия экранирования” E_{sh} представляет собой эффективные потери энергии за счет экранирования в расчете на одну эродированную частицу. Определение E_{sh} в (2) уже включает в себя энергию испарения. Энергия экранирования E_{sh} может быть определена экспериментально из измерений на линейных плазменных установках. Полученные таким образом ее значения для лития Li составляют около 5 эВ при характерных для дивертора параметрах плазмы (плотность 10^{14} см^{-3} , температура — несколько эВ) [53, 54]. К таким же величинам приводят оценки энергии экранирования исходя из потерь на излучение и ионизацию в плазме с заданными параметрами [55]. Однако напрямую использовать полученные на линейных установках значения энергии экранирования для дивертора токамака нельзя. В диверторной конфигурации экранирующий объем плазмы намного больше, чем в линейной установке: из-за низкой температуры плазмы, составляющей не более 10 эВ, в линейных установках излучает только нейтральный Li, в то время как в плазме токамака литий Li из дивертора попадает в пристеночную плазму с более высокой температурой, где излучают уже ионы Li. Кроме того, в линейной установке невозможна быстрая редепозиция, так как магнитное поле, как правило, направлено перпендикулярно к мишени. Нетрудно видеть, что значения E_{sh} из-за этих факторов в токамаке оказываются намного больше: порядка 0.1–1 кэВ для оценки экранирования мишеней дивертора [56].

Существует еще одна причина, из-за которой использование нульмерных оценок для E_{sh} дает неверные значения в более реалистичной 2D-геометрии [57]. Оценки потерь в нульмерном приближении неявно предполагают, что ионы Li, покинувшие объем, мгновенно восстанавливаются из-за рециклинга в том же объеме, с такими же n_e и T_e . В действительности, это не так: рециклирующие ионы Li возникают в областях с другими параметрами плазмы. Этот эффект приводит к завышению значений объемных потерь, полученных в нульмерном приближении, в 2–4 раза по сравнению с реалистичной геометрией. То же самое относится и к эффективной энергии экранирования [58].

Поэтому для анализа работы дивертора с жидкометаллическими пластинами необходимо использовать 2D транспортные коды. Модель (1) на настоящий момент используется в нескольких численных кодах, моделирующих пристеночную плазму дивертора. Соответствующие уравнения используются в коде TECXY [29, 30, 59]. Физическая модель плазмы, используемая в этом коде, включает уравнения гидродинамики для ионов (уравнения Брагинского), а нейтральные частицы рассматриваются, исходя из некоторых эмпирических предположений: им предписывается заданная форма распределения по координатам и скоростям вблизи пластин дивертора. В коде TECXY были проделаны расчеты дивертора с покрытиями пластин литием Li и оловом Sn для токамаков EU-DEMO и I-DTT [29, 30]. Эти расчеты показали, что как Li, так и Sn способны обеспечить приемлемый поток тепла на пластины дивертора, меньше 10 МВт/м², при мощности P_{sol} около 200 МВт. Вместе с тем, активная эрозия Li приводит к существенному загрязнению плазмы. Подавить эту эрозию можно путем напуска водорода или вспомогательной газовой примеси (аргон Ar, неон Ne), которая берет на себя часть диссипации энергии, по сути переводя дивертор в более глубокий детачмент.

Более подробная модель пристеночной плазмы реализована в упомянутом ранее коде SOLPS. Модификация SOLPS-ITER с учетом эффектов эрозии (1) была представлена в работе [60]. Правда, в этой версии нейтральная компонента эродированных частиц рассматривается в жидкостном приближении. Это предположение должно хорошо работать при больших мощностях, когда электронная температура T_e плазмы в диверторе около 10 эВ. При меньших мощностях, или когда дивертор близок к детачменту “на водороде”, при $T_e < 5$ эВ, предположение о мгновенной ионизации эродированных атомов может оказаться несоответствующим действительности. Расчеты, выполненные для токамака EU-DEMO с жидкометаллическим дивертором в этой версии

SOLPS-ITER [60], показали, что, несмотря на уменьшение потока тепла на мишень за счет экранирования, пиковые нагрузки составят порядка 30 МВт/м² для Li мишени и 44 МВт/м² для мишени из олова Sn, что превышает предусмотренный конструкцией дивертора предел 10 МВт/м². Кроме того, так же, как и в расчетах [29, 30], загрязнение плазмы эродированным материалом оказывается довольно высоким. Эти недостатки могут быть устранены добавлением вспомогательной газовой примеси (Ar, Ne).

Более полноценное рассмотрение термической эрозии реализовано в версии кода SOLPS4.3, представленной в работах [58, 61]. Эрозия описывается по-прежнему уравнением (1), но мгновенная ионизация эродированного материала не предполагается, а движение эродированных атомов в плазме рассчитываются в кинетическом приближении. С использованием модифицированной таким образом версии кода SOLPS4.3 были проведены расчеты для токамака T-15МД с литиевыми диверторными пластинами [58, 61] при различных мощностях, проходящих через сепаратрису, P_{SOL} , в диапазоне 6–24 МВт. В целом, процессы термической эрозии (термического распыления и испарения) существенно снижают пиковые нагрузки на пластины дивертора, которые не превосходят 15 МВт/м² за счет экранирования, рис. 6. Эффективность экранирования, однако, не одинакова для внутренней и внешней мишеней: внутренняя мишень экранируется сильнее. Даже для случаев с большой мощностью P_{SOL} скорость эрозии Li остается приемлемой для большинства конструкций мишени, порядка $10^{23} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Температура поверхности мишени, T_s , не превышает 1100 К. При этом при небольших $P_{\text{SOL}} < 6 \text{ МВт}$, температура поверхности меньше температуры плавления Li, $T_s < 450 \text{ К}$, поэтому для работы в режиме низкой мощности может понадобиться дополнительный нагрев мишени.

Вместе с тем, большое количество эродированного лития плохо удерживается в неглубоком диверторе T-15МД, и “разбавление” плазмы на сепаратрисе достигает 10% уже при самой низкой рассмотренной мощности 6 МВт, при которой еще не наблюдается эффекта экранирования.

Анализ течения эродированного Li показал, что поток лития между внутренним и внешним диверторами вдоль магнитного поля пренебрежимо мал. Весь эродированный Li быстро ионизируется и либо возвращается в зону эрозии с пластины, либо течет вверх вдоль магнитного поля. При этом поперечный перенос приводит к тому, что более 80% Li переосаждается на дальних концах той же мишени, с которой он эродировал [43]. Картина течения проиллюстрирована на рис. 7, где приведены значения параллельного потока Li для случая с сильным экранированием, соответ-

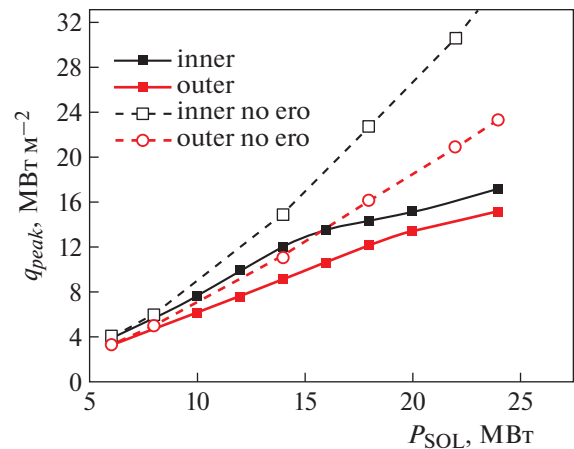


Рис. 6. Пиковая нагрузка на внутреннюю (inner) и внешнюю (outer) мишени дивертора T15-МД, покрытые Li, в зависимости от мощности, проходящей через сепаратрису, P_{SOL} . Пунктирные линии – учет только физического распыления Li, сплошные – учет полной эрозии, включая термическое распыление и испарение. Снижение нагрузки с включением полной эрозии свидетельствует об эффекте экранирования [58].

ствующим $P_{\text{SOL}} = 20 \text{ МВт}$. На том же рисунке показаны двухмерные распределения эффективно-го заряда и плотности излучения Li. Видно, что в целом Li и его излучение довольно хорошо локализованы в диверторе, однако из-за его большого количества даже относительно небольшая утечка из диверторного объема приводит к существенному разбавлению плазмы у сепаратрисы.

Отметим, что, в отличие от движения примеси, которое определяется балансом термосилы и силы трения, градиентом давления Li уже нельзя пренебречь, из-за его большого количества, см. [62], где с помощью кода UEDGE рассматривалось течение Li в токамаке FNSF (Fusion Science Facility). Литий Li при этом напускался в дивертор с постоянной скоростью. Авторы этой работы также отмечали плохое удержание Li в диверторе и похожую концентрацию на сепаратрисе, – около 10%.

На рис. 8 приведены профили температуры, плотности и потока тепла вдоль мишеней дивертора. Видно, что при небольших P_{SOL} (6 МВт) оба профиля n_e и T_e имеют один максимум, причем профиль T_e довольно широкий, так что T_e медленно убывает к краю мишени. Отметим относительно большие значения T_e , особенно во внешнем диверторе, указывающие на то, что детачмент в этом режиме нет. Профили n_e пикированы у страйк-пойнта. Увеличение P_{SOL} изменяет профили качественно. На всех профилях появляются вторые максимумы. Наличие максимумов T_e между страйк-пойнтами указывает на то, что диссипация из-за эродированного Li в этой области недостаточно сильна и дивертор по-прежнему не

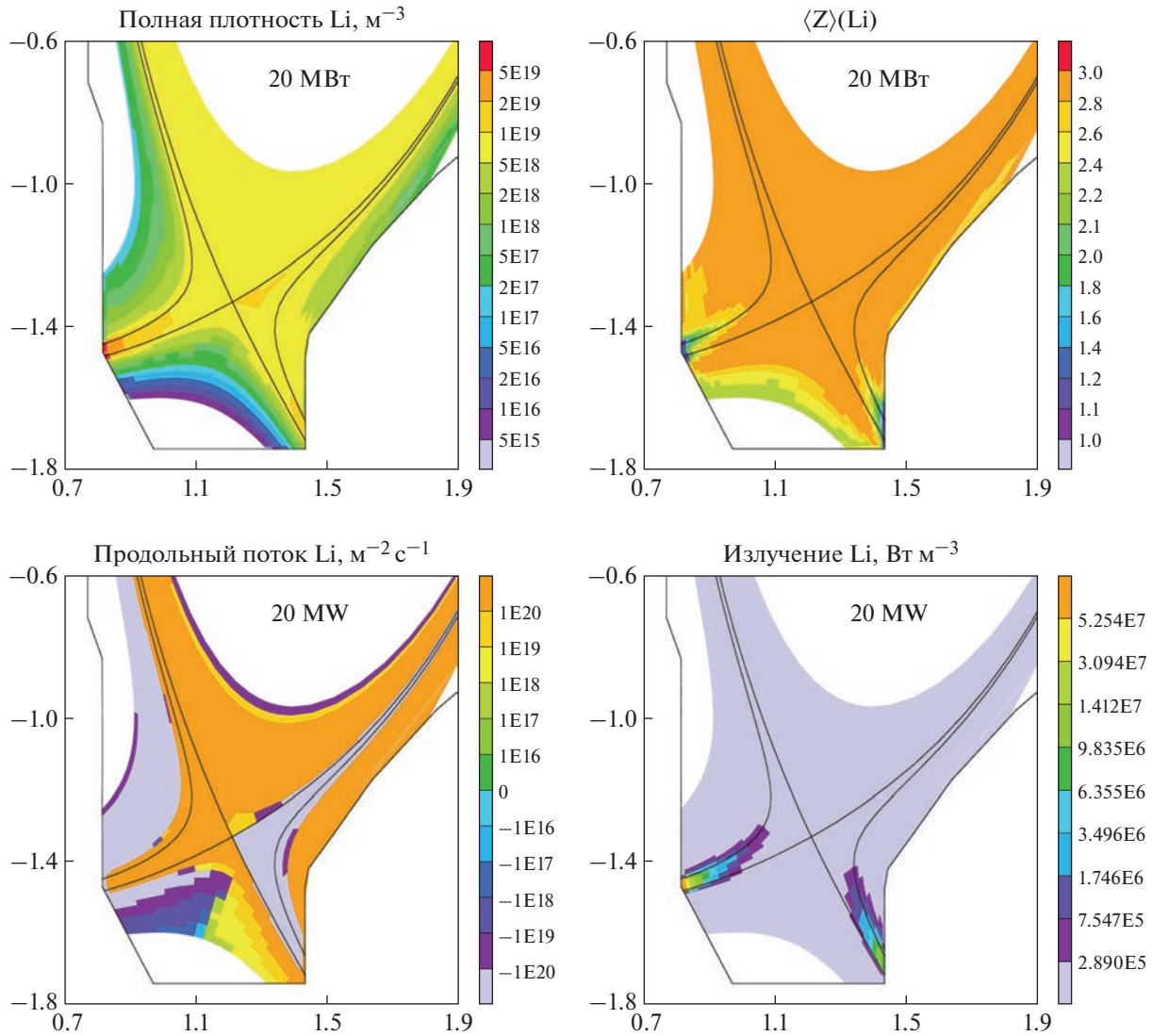


Рис. 7. Двухмерное распределение плотности ионов Li, эффективного заряда, потока и излучения в диверторе Т-15МД для мощности, проходящей через сепаратрису $P_{\text{SOL}} = 20$ МВт и полного количества водорода $N_{\text{tot}} = 10^{20}$. Положительные значения потока соответствуют течению по часовой стрелке (во внутреннем диверторе положительный поток соответствует течению от пластины, во внешнем — к пластине) [58].

перешел в режим детачмента. Поток тепла Q , при этом падает вблизи внешнего и внутреннего страйк-пойнта. Однако эрозия остается в этих областях высокой, обеспечивая существенное охлаждение и формирование максимума плотности Li. Наконец, по мере того как источник Li в дальнем SOL уменьшается, электронная температура плазмы T_e опять увеличивается.

5. УСТОЙЧИВОСТЬ ДЕТАЧМЕНТА В ДВУХНУЛЕВОМ ДИВЕРТОРЕ

Считается, что работа в симметричной двухнулевой магнитной конфигурации способствует снижению пиковой нагрузки на диверторные

пластины по сравнению со стандартной однонулевой конфигурацией за счет распределения проходящей на периферию мощности по четырем диверторным пластинам вместо двух [63]. Впрочем, существуют факторы, которые вне зависимости от степени симметрии двухнулевой магнитной конфигурации препятствуют равному распределению нагрузки между диверторами. В частности, баллонный характер переноса (большая доля мощности пересекает сепаратрису со стороны слабого поля) приводит к возникновению асимметрии между внутренними и внешними диверторами [64], а дрейфы в пристеночном слое — к асимметрии между нижними и верхними диверторами [65]. Более того, при исследовании осуществимости и устойчивости работы диверто-

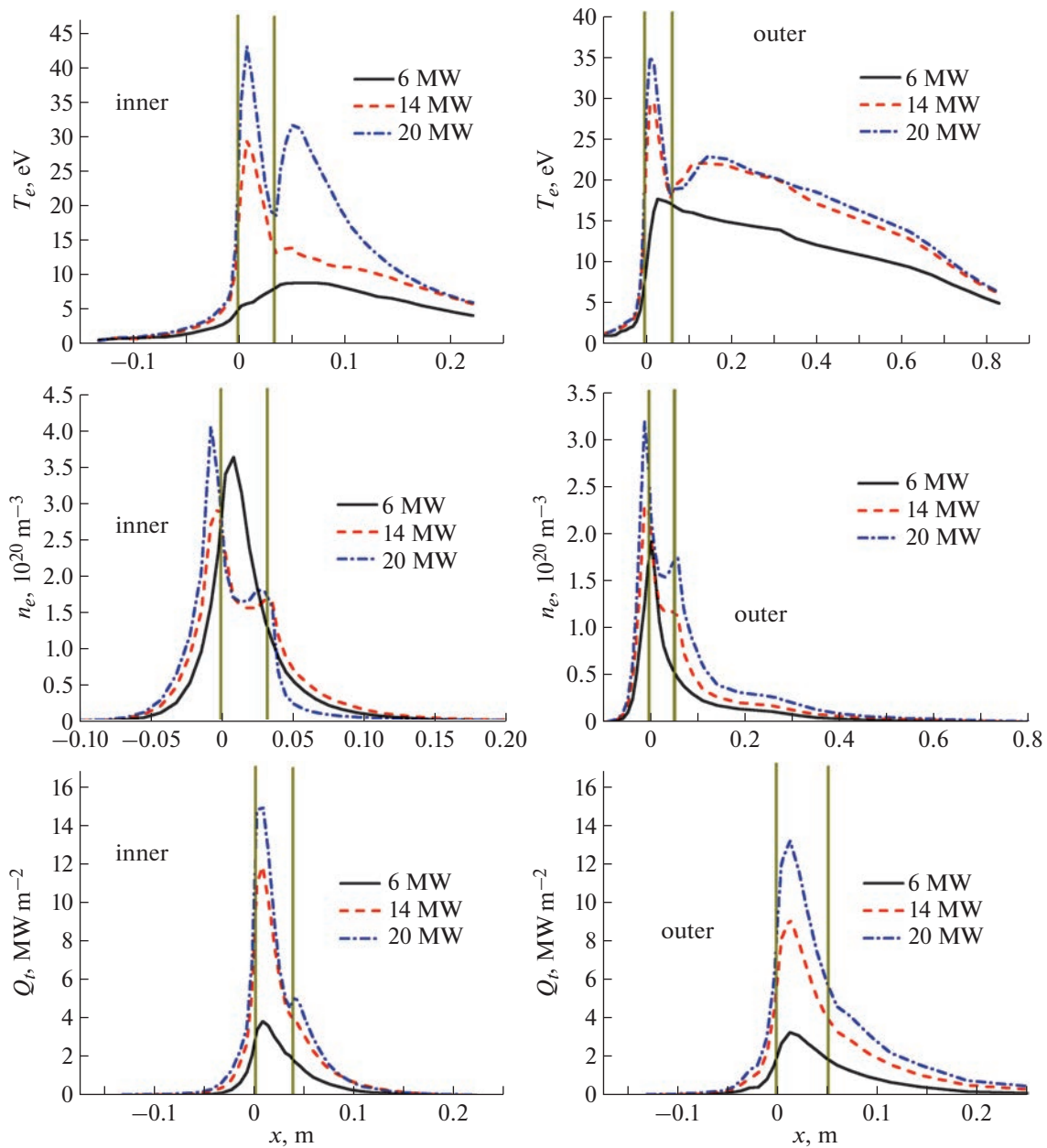


Рис. 8. Профили электронной температуры (T_e), плотности (n_e) и потока тепла (Q_t) вдоль внутренней (inner) и внешних (outer) мишеней для различных $P_{\text{SOL}} = 6, 14$ и 20 МВт. Вертикальные линии соответствуют двум сепаратрисам [58].

ра в проекте ДЕМО-ТИН [66] в режиме детачмента было установлено, что даже при отсутствии дрейфов в полностью симметричной магнитной двухнулевой конфигурации при инжекции излучающей примеси может развиваться существенная асимметрия между верхним и нижним диверторами [67, 68]. Данный эффект проиллюстрирован на рис. 9, из которого видно, что пиковая нагрузка на верхнюю и нижнюю приемные пластины и радиационные потери из соответствующих диверторов могут отличаться на порядок, не-

смотря на симметрию магнитной конфигурации и газонапуска примеси.

Появление асимметрии, по всей видимости, связано с развитием радиационно-конденсационной неустойчивости в диверторной плазме [69], в результате чего дополнительная примесь (газообразный неон) собирается преимущественно в одном из диверторов, а пиковая нагрузка на приемную пластину во втором значительно возрастает вследствие уменьшения потерь на излучение. Возникающая асимметрия тепловой нагруз-

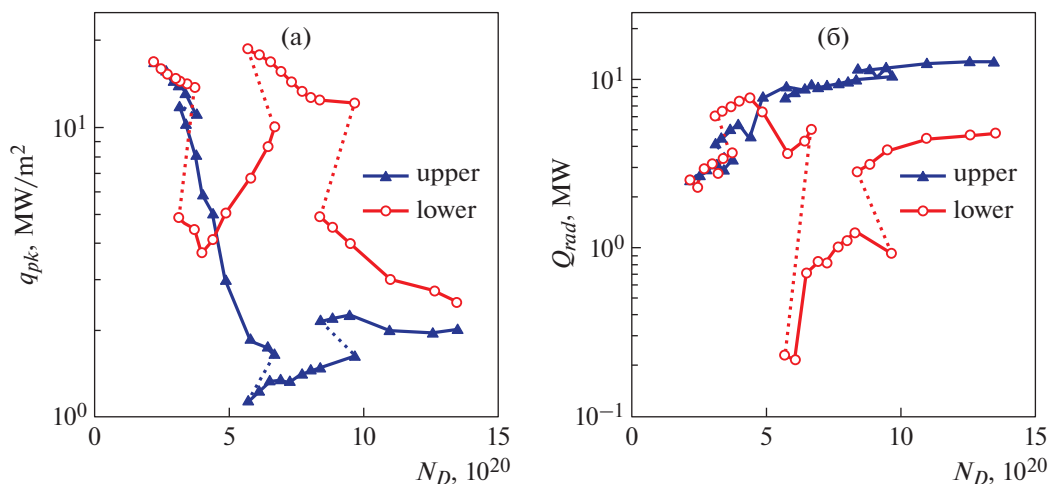


Рис. 9. Зависимость пиковой нагрузки q_{pk} на нижнюю (lower) и верхнюю (upper) приемные пластины (а) и потерь на излучение Q_{rad} из нижнего и верхнего диверторов (б) от полного числа частиц рабочего газа N_D для полностью симметричной двухнулевой конфигурации ДЕМО-ТИН [67].

ки может достигать соотношения 10 : 1 — т. е. фактически, диссипация мощности происходит только в одном диверторе, в то время как диверторная пластина во втором принимает весь поток энергии, поступающий в дивертор. Этот эффект ограничивает долю мощности, которая может быть переизлучена на примесях в двухнулевом диверторе, и сужает рабочее окно параметров, обеспечивающих приемлемые условия на диверторных пластинах.

Асимметрия между диверторами возникает спонтанно и может приводить к концентрации примеси как в верхнем диверторе (этот случай проиллюстрирован на рис. 9), так и в нижнем. Более того, в некотором диапазоне плотности пристеночной плазмы наблюдаются осцилляции между двумя состояниями (в таком режиме верхний и нижний диверторы эффективно работают попеременно), которые могут оказывать существенное влияние на операционные параметры дивертора. При малой плотности колебания в верхнем и нижнем диверторах находятся в противофазе, и усредненное по периоду колебаний решение близко к симметричному. С возрастанием плотности асимметрия усиливается, и колебания становятся асимметричными. Их амплитуда возрастает в “горячем” диверторе и уменьшается в “холодном”, где они прекращаются первыми. Диапазон плотности плазмы, в котором появляются эти колебания, расширяется или сужается при, соответственно, увеличении или уменьшении мощности, поступающей в пристеночную плазму. Стоит отметить, что подобные асимметричные решения и колебания наблюдаются и в однонулевом диверторе [25].

В подобных режимах происходит периодическое накопление частиц в одном из диверторов и их сброс, что вызывает возмущения в другом диверторе, находящиеся в противофазе. Установлено, что эти осцилляции могут быть связаны как с отсутствием, в определенных условиях, устойчивого равновесия плазмы, обеспечивающего баланс давления одновременно плазмы вдоль магнитного поля и нейтралов поперек, так и с особенностями накопления излучающей примеси (аналог радиационно-конденсационной неустойчивости). В пользу первого говорит то, что при сильной асимметрии распределения неона в осциллирующем горячем диверторе осцилляции практически не наблюдаются, что указывает на причастность топливных компонентов к раскачке колебаний. С другой стороны, при малом количестве неона не видно ни бифуркаций, ни осцилляций, что говорит в пользу раскачки на примеси.

Стоит помнить, что приведенные выше результаты относятся к абсолютно симметричной магнитной конфигурации без дрейфов и токов. В этом случае более нагруженный дивертор определяется спонтанным отклонением параметров от неустойчивого симметричного равновесия. В реальности наличие дрейфов и токов будет “задавать” асимметрию выбора дивертора, принимающего на себя большую долю мощности. Из этого, однако, еще не следует, что колебания [51] вообще не реализуемы. Напротив, похожая ситуация наблюдается и в принципиально несимметричном случае однонулевого дивертора как в численном моделировании [70], так и в эксперименте [71, 72]. Такие колебания могут вызывать модуляцию тепловых нагрузок на диверторные пласти-

ны с глубиной порядка 2 и частотой 20–100 Гц в реакторе с однонулевым дивертором (например, ITER) и порядка 3 с той же частотой в двухнулевым (например, ДЕМО-ТИН). Существование областей параметров пристеночной плазмы, в которых могут реализовываться подобные осциллирующие решения, следует учитывать при разработке конструкции дивертора и системы его управления.

6. ТУРБУЛЕНТНОСТЬ ДИВЕРТОРНОЙ ПЛАЗМЫ И ЕЕ ЧИСЛЕННЫЕ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Одним из процессов, от которого зависит режим работы дивертора токамака, является аномальный перенос вещества и энергии поперек силовых линий магнитного поля. В рамках расчетов в транспортном коде SOLPS его влияние на динамику плазмы учитывается введением эффективных коэффициентов переноса — диффузии, D_{an} , и температуропроводности, χ_{an} , априорно задаваемых для расчетов [73]. Подобный подход позволяет получить детальную картину влияния турбулентности на параметры пристеночной плазмы, в частности, на особенности перехода и характеристики режима детачмента. В то же время, турбулентность является принципиально нестационарным состоянием плазмы, вызываемым широким спектром плазменных неустойчивостей. При этом наряду с универсальными модами (дрейфовая, перестановочная, баллонная и другие типы неустойчивостей [2]), существуют эффекты, развивающиеся специфически в диверторной области токамака при определенных режимах детачмента как в объеме плазмы, так и на ее границе со стенкой.

Одним из таких механизмов является излучение плазмы и примесей и связанная с ним радиационно-конденсационная мода (radiation-condensation instability) [74]. В токамаке насыщение флуктуаций подобного типа приводит к образованию на периферии установки тороидально симметричных областей холодной, сильно излучающей плазмы, получивших название MARFE (multi-faceted asymmetric radiation from edge) [74–76]. Являясь аperiодическим возмущением при наличии в плазме примеси лишь одного сорта [77], в случае нескольких взаимодействующих друг с другом примесей мода сопровождается появлением волн конечной амплитуды, распространяющихся с почти звуковой скоростью [78]. Присутствие легкой примеси при этом стабилизирует флуктуации мощности излучения более тяжелой примеси [79]. Как уже было отмечено в предыдущем разд. 5, развитие радиационно-конденсационной моды может также приводить к спонтанному нарушению симметрии в отрыве плазмы

между внутренним и внешним диверторами (в однонулевой конфигурации токамака) или между верхним и нижним диверторами (в двухнулевой конфигурации установки) и возникновению недопустимых по величине осцилляций тепловой нагрузки на пластины дивертора [68, 69, 80].

В недавних экспериментах по инжекции легкой излучающей примеси для стабилизации пристеночных локализованных мод на токамаке EAST в плазме верхнего дивертора установки наблюдалось возникновение флуктуаций параметров среды при напуске бора [81]. Наблюдавшиеся возмущения были соотнесены авторами работы с развитием геодезических акустических мод. В рамках более детального анализа особенностей развития возмущений: наличия эквидистантных мод в спектре турбулентности (с частотой $\sim$ несколько кГц), порогового характера возбуждения осцилляций, концентрации флуктуаций в окрестности X-точки, независимости развития моды от режима детачмента плазмы — авторами [82] был предложен комбинированный механизм дрейфовой мод. В рамках линейного анализа устойчивости динамики плазмы удалось получить временные спектры неустойчивости, качественно/количественно соответствующие экспериментальным наблюдениям, а также объяснить пороговый характер возбуждения неустойчивости и независимость ее развития от условий детачмента.

Флуктуации мощности излучения плазмы во “внутренней ноге” дивертора были найдены также на токамаках ASDEX Upgrade (AUG) [83] и DIII-D [84]. В экспериментах на AUG в режиме отрыва плазмы, получившем название флуктуирующего детачмента, наблюдались сильные осцилляции мощности излучения плазмы в окрестности X-точки, с частотой преобладающей моды на уровне $f \sim 10$ кГц. Основной особенностью режима является асимметрия в отрыве плазмы между внутренним и внешним диверторами токамака, при которой плазма внутреннего дивертора отрывается от приемных пластин, а во внешнем диверторе остается в контакте со стенкой. При этом переход к полному детачменту сопровождался исчезновением флуктуаций. Наблюдения турбулентности на токамаке DIII-D в аналогичных условиях детачмента показали формирование осцилляций, характеризовавшихся преобладанием крупномасштабных в тороидальном направлении низкочастотных флуктуаций параметров плазмы (электронная температура, плотность тока), локализованных именно во внутренней ноге дивертора.

Для объяснения наблюдавшейся на AUG динамики диверторной плазмы был предложен механизм токово-конвективной неустойчивости

[85]. Основная движущая сила неустойчивости — сильное продольное электрическое поле — формируется самосогласованно за счет термоэлектрического эффекта (разность температур электронов между внешним и внутренним диверторами) при переходе установки в режим флуктуирующего детачмента. После достижения детачмента в обеих “ногах” дивертора флуктуации прекращаются (что согласуется с экспериментальной картиной турбулентности [83]). Аналитические оценки инкремента неустойчивости для AUG показали, что он находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Более детальный нелинейный численный анализ токово-конвективной турбулентности во внутреннем диверторе AUG [24] подтвердил правдоподобность механизма неустойчивости для плазмы токамака. В расчетах удалось воспроизвести частотный спектр флуктуаций, качественно и количественно согласующийся с данными экспериментальных наблюдений, хотя амплитуда флуктуаций температуры электронов была мала для поддержания наблюдавшихся в эксперименте осцилляций мощности излучения плазмы.

Более детальный анализ пространственных и временных характеристик токово-конвективной турбулентности был выполнен для токамака DIII-D [86–89]. Численное моделирование турбулентности в рамках трех различных моделей неустойчивости (базовой, содержащей лишь минимальный набор механизмов неустойчивости [84, 86, 87], расширенной для включения продольной конвекции плазмы [88] и конечной кривизны магнитного поля [89]) показало, что временные спектры флуктуаций во всех случаях содержат несколько сильных мод, частоты которых лежат в диапазоне частот 1–10 кГц, соответствующем экспериментальным наблюдениям (пример спектра представлен на рис. 10). В пространственных спектрах осцилляций происходит образование крупномасштабных тороидальных мод с характерными волновыми числами $n_r \sim 1, 2$, локализованных в поперечном направлении, что также сходно с экспериментом. Пример пространственных спектров флуктуаций плотности тока вблизи пластины дивертора, полученных в расчете турбулентности с учетом продольной конвекции плазмы, показан на рис. 11.

В то же время, несмотря на хорошее согласие пространственных и временных характеристик турбулентности, полученных в расчетах и эксперименте, моделирование показало, что токово-конвективная мода сама по себе не способна обеспечить уровень амплитуды флуктуаций параметров плазмы, наблюдавшийся в экспериментах (так, величина осцилляций температуры электронов достигала величины $\delta T_e \sim 0.1$ эВ, много мень-

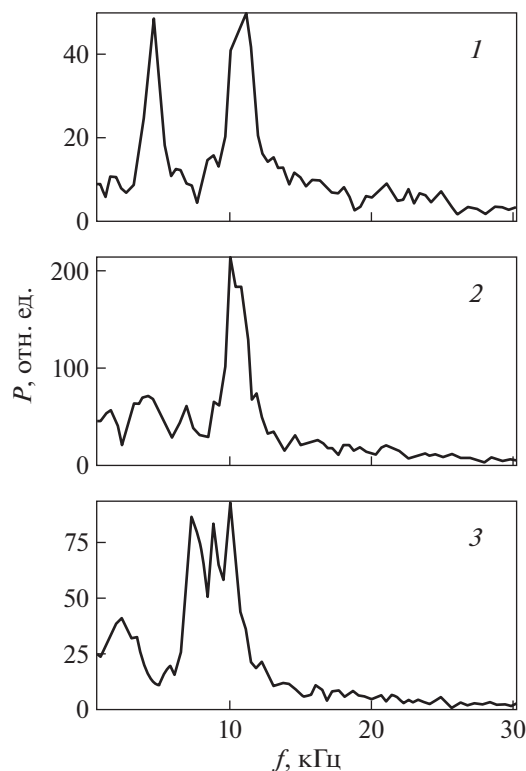


Рис. 10. Пример частотного спектра токово-конвективных флуктуаций температуры электронов в объеме плазмы [86].

шей средних значений температуры электронов), указывая на необходимость расширения модели динамики плазмы и включения дополнительных механизмов плазменных неустойчивостей (например, механизм желобковой моды [89]).

Механизм развития токово-конвективной неустойчивости может быть связан не только с поперечными неоднородностями распределения температуры плазмы, но и с наличием примесей, поступающих в плазму дивертора естественным образом (эрозия, испарение материала под действием интенсивных потоков энергии), либо вводимых искусственно (в результате напуска газа для ускорения перехода плазмы в режим детачмента) [90, 91]. Воздействие на динамику диверторной плазмы, аналогичное токово-конвективной моде, может оказывать также пфирш-шлютеровская неустойчивость [92], связанная с неоклассической компонентой продольного тока. В обоих случаях развитие турбулентности оказывается возможно в условиях слабо неоднородных профилей температуры электронов плазмы, причем в первом случае — в поперечном направлении, а во втором — в условиях холодной, полностью оторванной от пластин плазмы дивертора.

Механизм токово-конвективной неустойчивости не является единственным, предложенным

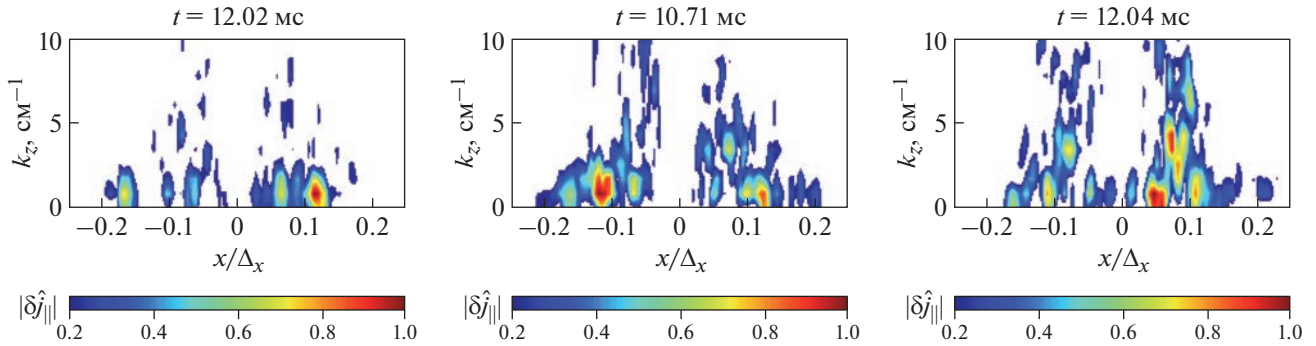


Рис. 11. Пространственные спектры флуктуаций тока δj_p на пластине дивертора в расчетах токово-конвективной турбулентности с варьировавшимся значением потока ионов на входе в дивертор, $\Gamma_m = (1.5, 2.0, 2.5) \times 10^{24} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (приведены слева направо) [88].

для объяснения экспериментальных наблюдений на AUG. В [93] возникновение флуктуаций плазмы внутреннего дивертора было связано со скачками фронта ионизации, при которых периодическое перемещение границы холодной диверторной плазмы описывалось как конкуренция двух процессов: поступлением в плазму дивертора большого количества нейтралов в результате рециклинга и экранированием их потока стенкой внутренней ноги дивертора при смещении фронта ионизации глубоко в область X-точки. Сам эффект скачка, заключающийся в резком перемещении фронта ионизации из области X-точки к пластинам дивертора и обратно, связан, как показывает анализ [23, 94, 95], с двумерным переносом тепла вдоль и поперек линий магнитного поля и высокой чувствительностью теплового баланса (включая потери на неупругие столкновения) к изменениям в величине поперечного потока тепла.

Наравне с процессами, стимулирующими флуктуации параметров диверторной плазмы и протекающими в объеме плазмы, влияние на динамику частиц могут оказывать процессы, связанные со взаимодействием плазмы с поверхностью твердых тел. Один из таких механизмов — инжекция в плазму пылевых частиц, эродируемых под действием интенсивных потоков частиц и тепла, приходящих на стенку реактора [96]. Расчеты показывают, что развитие осцилляций при этом сопровождается существенными, до 50%, осцилляциями величины теплового потока на пластины дивертора и определяется зарядовым числом материала пылинок. Для частиц с малыми значениями заряда Z основную роль в формировании флуктуаций излучения играют конкурентные процессы продольного транспорта примеси и поперечного переноса нейтралов в области рециклинга у пластин дивертора. Для примесей с большим Z важны эффекты температурного экранирования (вытягивания примеси в область

горячей плазмы под действием термосилы) и абляции, приводящие к формированию флуктуаций параметров плазмы в области X-точки токамака.

Еще одним механизмом, могущим приводить к формированию осцилляций параметров диверторной плазмы в результате контакта плазмы со стенкой, является взаимодействие между процессами десорбции газа из стенки и откликом прилегающей к стенке плазмы. Как показывает анализ динамики процесса в нульмерном [97] и одномерном [98] приближениях, в пристеночной плазме может развиваться медленная (с характерными частотами на уровне ≤ 1 Гц) неустойчивость, приводящая к неконтролируемому выходу газа из мишени, и, как результат, развитию MARFE [99, 100].

Рассмотренные процессы дают вклад в развитие флуктуаций плазмы внутри дивертора, оказывая в конечном счете влияние на распределение потоков частиц и энергии по объему плазмы и по поверхности пластин первой стенки. Для исследования динамики плазменных флуктуаций, развивающихся в диверторе токамака, в настоящее время активно развиваются методы компьютерного моделирования. За последние несколько десятилетий были разработаны различные коды, позволяющие моделировать динамику пристеночной плазмы токамака на основе магнитогидродинамических моделей среды, такие как GBS [101], GRILLIX [102], TOKAM3X [103], BOUT++ [104] и многие другие. Несмотря на обширный опыт успешного применения этих кодов для численного анализа переноса плазмы на периферии токамаков, анализу процессов аномального переноса плазмы непосредственно в диверторной области токамаков в литературе уделено существенно меньше внимания [2]. Так, код BOUT был впервые использован для исследования пространственно-временных характеристик турбу-

лентности диверторной плазмы токамака в работах [105, 106]. Динамика токово-конвективной турбулентности в токамаках ASDEX Upgrade и DIII-D в режиме флуктуирующего детачмента численно исследовалась в работах [24, 84, 86–89]. Код STORM (основанный на библиотеке BOUT++) применялся для изучения процессов аномального переноса плазмы в диверторной области токамака MAST [107–109]. В работе [109] трехмерные расчеты динамики плазмы на периферии токамака MAST использовались для восстановления усредненных профилей ионного тока насыщения на пластинах дивертора и сравнения с экспериментом.

Одной из наиболее важных задач анализа процессов переноса на периферии токамака является нахождение величины λ_q , характерной ширины профиля теплового потока на диверторных пластинах, определяющей значения пиковых тепловых нагрузок на стенку реактора. Формирование λ_q определяется комбинацией неоклассических и турбулентных переносов. При этом турбулентный вклад в величину λ_q должен определяться самосогласованно, на основе моделей аномального переноса частиц среды.

В работах [110–113] было выполнено моделирование турбулентной динамики пристеночной плазмы в коде BOUT++ для определения λ_q в ряде токамаков, таких как Alcator C-Mod, EAST и ITER. Приводя к значениям λ_q , согласующимся с эвристическим скейлингом Голдстона [114] (и, как следствие, экспериментальным скейлингом Айха [115]) для существующих установок [110, 111], моделирование переноса тепла на периферии плазменного шнура в токамаке-реакторе ITER [112, 113] продемонстрировало, что получаемая в расчетах величина λ_q оказывается заметно больше, чем значения ≤ 1 мм, предсказываемые скейлингом [114]. Подобное расхождение между расчетными и экстраполируемыми значениями λ_q особенно критично для крупных установок типа реактора ITER, где оцениваемые на основе скейлингов [114, 115] пиковые тепловые нагрузки на пластины дивертора могут быть несовместимы с технологическими требованиями, приводя к необходимости изменения операционного окна токамака.

Сходные выводы были получены в расчетах величины λ_q для токамаков Alcator C-Mod, NSTX, DIII-D и ITER с использованием кинетического кода XGC1 [116–118]. Для существующих токамаков было продемонстрировано, что ведущую роль в установлении λ_q играет неоклассический перенос ионов поперек магнитных силовых линий, при котором турбулентность электронной компоненты плазмы играет второстепенную роль в уширении профиля потока тепла на пластинах дивертора. Аномальный перенос плазмы при

этом обеспечивается переносом плазменных филаментов. В ITER характер переноса тепла поперек линий магнитного поля может измениться. Как показывают расчеты [116–118], ведущую роль в транспорте энергии, вместо ионов, начинает играть турбулентная динамика электронов, развивающаяся в результате насыщения слабостолкновительной моды на запертых частицах [118]. Это приводит к формированию в радиальном направлении плазменных стримеров и значительному, почти на порядок величины, большему значению λ_q , по сравнению со скейлингом Айха, что выгодно с точки зрения организации разряда токамака.

В то же время, несмотря на детальный анализ режима переноса диверторной плазмы и формирования масштаба λ_q , выполненный в работах [110–113, 116–118], турбулентная динамика плазмы в большинстве случаев рассматривается в приближении горячей диверторной плазмы, контактирующей с пластинами дивертора, при котором реициклинг и наличие существенного количества нейтралов почти не влияют на характер переноса плазмы в диверторе. В то же время, вопросы, связанные с влиянием взаимодействия плазмы с нейтрами и стенкой установки на механизмы развития и параметры турбулентности, локализованной специфически в диверторной области токамака, и их относительном влиянии в установлении величины λ_q , остаются по большей части открытыми.

7. ВЕРИФИКАЦИЯ КОДА SOLPS4.3

В философском плане, численное моделирование является “мостиком”, соединяющим теорию и эксперимент. Действительно, уравнения, описывающие поведение пристеночной плазмы в токамаке, слишком сложны (см., например, [73, 119]) чтобы решать их аналитически. Как правило, в теории используются упрощенные модели, в какой-то мере соответствующие этим уравнениям и позволяющие найти аналитическое решение и получить качественное понимание основных физических механизмов, определяющих режим работы дивертора. Исходные уравнения могут быть решены численно, но здесь всегда возникают вопросы аппроксимации, то есть, соответствия полученных численных решений аналитическим уравнениям. Сравнения результатов расчета с экспериментом (валидация модели), которому посвящена большая часть работ по моделированию пристеночной плазмы, здесь недостаточно. Если цель расчетов не числа, а понимание, то необходимо убедиться, что основные физические закономерности (например, законы сохранения или термодинамики) в них выполняются.

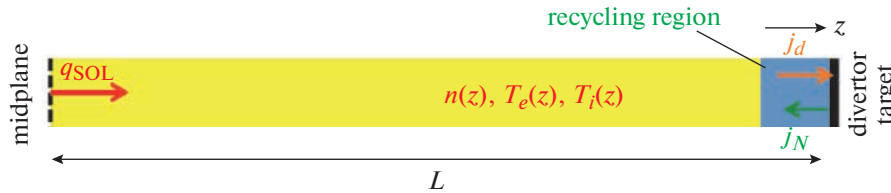


Рис. 12. Схема одномерной модели пристеночной плазмы ([122]).

Такого рода проверка для кода SOLPS4.3 [120] недавно проведена в работах [121, 122]. Этот код является основным инструментом в работах, представленных в настоящем обзоре, для моделирования макроскопических процессов переноса в пристеночной плазме, ответственных за установление режима детачмента. Оказалось возможным получение из общих физических соображений некоторых соотношений (законов подобия), которые воспроизводятся в численных расчетах в упрощенной квазиодномерной геометрии.

Действительно, рассмотрим упрощенную одномерную модель пристеночной плазмы. Рисунок 12, где мы рассматриваем перенос плазмы только вдоль магнитного поля, наклоненного под углом θ_B к плоскости диверторной пластины. Длина L на рис. 12 представляет собой “полоидальный” размер модели. Примем условие 100% рециклинга на пластине, так что поток плазмы на нее j_d равен обратному потоку нейтралов j_N (приближение “замкнутой системы”). Будем считать, что плазма поддерживается потоком тепла q_{SOL} , приходящим от “средней плоскости” (midplane на рис. 12). В такой постановке мы избегаем проблем с возможной нелокальностью поперечного переноса пристеночной плазмы, но сохраняем физику рециклинга плазмы на диверторной пластине, которая и определяет в значительной степени процессы, происходящие в пристеночной плазме.

В результате стационарные решения этой одномерной задачи для чисто водородной плазмы определяются семью размерными параметрами: “полоидальной” проекцией, q_{SOL} , теплового потока, входящего в слой вдоль магнитного поля; средней плотностью ядер водорода N ; длиной L ; зарядом электрона e ; атомной массой ядра водорода и электрона — M и m соответственно; постоянной Планка $\hbar$ (определяет структуру атома водорода); и скоростью света c (связана с испусканием фотонов).

Из этих семи размерных параметров можно собрать четыре группы, образующие четыре без-

размерных параметра [123]. Выберем группы, имеющие физический смысл

$$\begin{aligned} \Pi_q &= \frac{q_{SOL}}{NI\sqrt{I/M}}, & \Pi_{ion} &= R_B^2 NL\sqrt{M/m}, \\ \Pi_3 &= R_B^3 N, & \Pi_{step} &= \tau_{ll} R_B^2 N\sqrt{I/m}, \end{aligned} \quad (3)$$

где R_B — радиус Бора, I — потенциал ионизации атома водорода, M и m — массы протона и электрона, а τ_{ll} — время спонтанного распада первого возбужденного уровня атома водорода (в уравнении (3) вместо параметров e , $\hbar$ и c мы ввели более удобные параметры R_B , I и τ_{ll} .) Эти безразмерные параметры имеют простую физическую интерпретацию. Π_q — это просто нормализованный поток тепла, Π_{ion} описывает удержание нейтралов в нашей модели пристеночной плазмы, Π_3 появляется в трехчастичных взаимодействиях (то есть, электронно-ионная рекомбинация), а Π_{step} относится к ступенчатым процессам возбуждения водородных атомов.

В дополнение к вышеперечисленным размерным параметрам имеется некоторое количество безразмерных, также влияющих на решение нашей одномерной задачи. Например, угол θ_B , коэффициент отражения энергии, описывающий столкновения ионов и нейтралов с приемной пластиной R_E , коэффициент преобразования атомарных ионов и нейтралов в молекулы R_c и т.д.

Таким образом, пространственные распределения параметров плазмы и нейтралов в нашей модели, $p(z)$, могут быть записаны в следующем виде:

$$p(z) = \hat{p}(z/L, \Pi_q, \Pi_{ion}, \Pi_3, \Pi_{step}). \quad (4)$$

Для случая, когда ни трехчастичные, ни многоступенчатые процессы не важны, из уравнения (4) находим

$$p(z) = \hat{p}(z/L, \Pi_q, \Pi_{ion}) \equiv \hat{p}(z/L, q_{SOL}/N, NL). \quad (5)$$

Таким образом, в этом приближении решение зависит только от отношения q_{SOL}/N и произведения NL .

Для проверки выполнения этих соотношений подобия в SOLPS4.3 проведена серия расчетов в

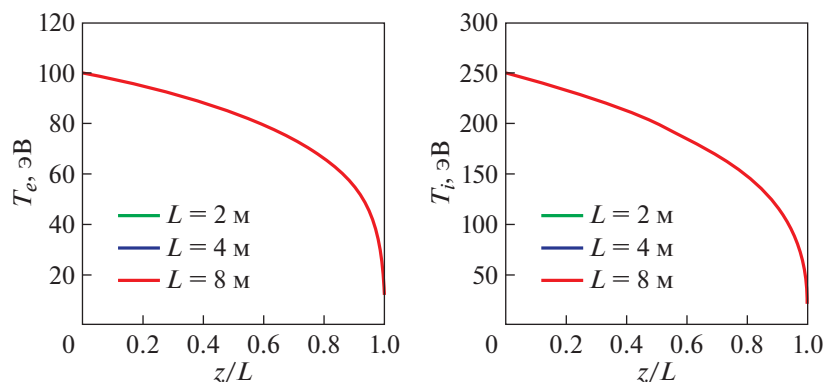


Рис. 13. Профили электронной (слева) и ионной (справа) температур для трех различных значений L , но для тех же значений параметров $\Pi_q = 27$ и $\Pi_{ion} = 30$ ([122]).

специальной квази-одномерной постановке. Расчеты проводятся на сетке, представляющей собой прямолинейный цилиндрический слой со всего одной радиальной ячейкой (не считая донорских ячеек по краям). На одном торце цилиндра задается входной поток тепла, равно распределенный между электронами и ионами, и нулевой поток частиц, а на другом ставятся обычные граничные условия, соответствующие наличию дебаевского слоя. На боковых стенках цилиндра ставятся условия нулевых радиальных потоков энергии, частиц и импульса, а также зеркального отражения для нейтралов, что и делает нашу задачу квазиодномерной. Для более полного соответствия с теоретической моделью, были выключены кинетические поправки (flux-limit factors) в коэффициентах продольного переноса энергии и импульса. Во всех расчетах были фиксированы параметры $\sin(\theta_B) = 0.1$, $R_E = 0.8$ и $R_C = 0$ (т.е., молекулы в модели отсутствуют).

Для проверки соотношения (5) были проведены серии расчетов с различной длиной L и одинаковым значением Π_q . В каждой серии варьировалась величина Π_{ion} . В этих расчетах плазма состоит только из ионов и атомов D, которые участвуют в реакциях только двух типов: перезарядке и ионизации электронным ударом (ступенчатая ионизация не включена) — то есть, модель соответствует условиям уравнения (5). Сравнение профилей электронной и ионной температур для одинаковых значений Π_q и Π_{ion} показано на рис. 13. Видно, что профили совпадают, что подтверждает выполнение соотношений (3).

Расчеты показывают наличие бифуркации, подобной найденной ранее в двумерной модели [96, 124], решений при вариации Π_q и Π_{ion} , что также подтверждает соответствие между результатами расчета и аналитической модели [122], а также применимость аналитической модели для

анализа решений двумерной задачи. Расчеты в одномерной модели показывают также хорошее согласие с аналитической моделью и результатами двумерных расчетов по влиянию параметров Π_{step} и Π_3 . На рис. 14 приведены результаты расчета в одномерной модели эффекта варьирования плотности при изменении последовательно Π_{step} (включение в модель ступенчатых процессов ионизации) и Π_3 (включение рекомбинации). Видно, что включение ступенчатых процессов снижает, как и следовало ожидать, цену ионизации E_{ion} и увеличивает поток ионов на приемную пластину j_d . Тем не менее, в случае отсутствия рекомбинации в объеме плазмы, при увеличении $N - j_d$ выходит на насыщение после умеренного снижения, вызванного небольшим возрастанием E_{ion} . Однако при включении объемной рекомбинации, которая усиливается с увеличением N , j_d начинает “заваливаться” и снижается на порядок при больших значениях N , что соответствует картине детачмента. Такое изменение характера решения находится в хорошем согласии как с результатами расчетов в двумерной модели [125, 126], так и с аналитической моделью, которая дает соотношение [122]

$$j_d = \frac{q_{SOL} - q_{imp}}{E_{ion}} - j_{rec} \equiv j_{ion} - j_{rec}, \quad (6)$$

где q_{imp} — потери энергии на излучении примесей (0 в нашем случае), а j_{rec} — объемные потери ионов за счет рекомбинации.

Таким образом, это исследование показывает, что результаты расчета кодом SOLPS4.3 в квази-одномерной постановке, соответствующей приближениям аналитической модели, (а) воспроизводят законы подобия, получаемые из этой модели, и (б) качественно соответствуют результатам, полученным как в двумерных расчетах, так и в аналитической модели. Это позволяет сделать

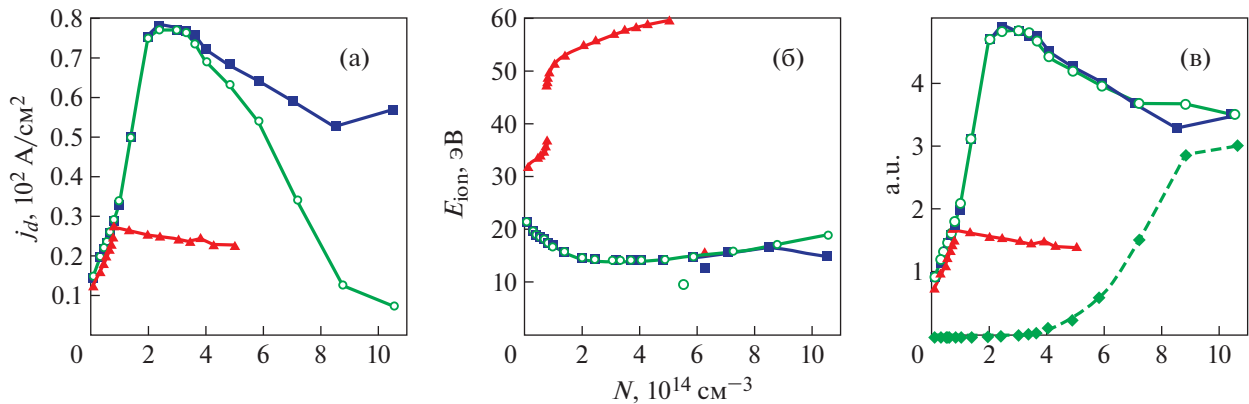


Рис. 14. Зависимость ионного тока на пластину j_d (а), цены ионизации E_{ion} (б), а также ионизационного источника ионов в плазме J_{ion} (сплошные линии) и рекомбинационного стока ионов J_{rec} (штриховая линия) в плазме (с) от параметра N для $q_{SOL} = 1.6 \text{ кВт/см}^2$, $L = 8 \text{ м}$. Красная линия: расчеты без ступенчатых процессов и рекомбинации; синяя: добавлены ступенчатые процессы возбуждения и ионизации атомов; зеленые: добавлена также рекомбинация плазмы в объеме ([122]).

выводы, что расчеты SOLPS4.3 не противоречат общим физическим соображениям и что применение одномерной аналитической модели для анализа моделирования детачмента этим кодом оправдано.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Важнейшей задачей для реализации идеи управляемого термоядерного синтеза в токамаке является оптимизация окна рабочих параметров дивертора, ограниченного с одной стороны максимально допустимыми нагрузками на приемные пластины, а с другой — влиянием пристеночной области на центральную плазму, в частности, пределом по плотности на сепаратрисе и загрязнением плазмы в области удержания ионами примеси. С точки зрения оптимизации окна рабочих параметров крайне желательно увеличение излучательных потерь на одну частицу примеси или рабочего газа, поступающую в пристеночный слой посредством инжекции или рециклинга на поверхности первой стенки.

Увеличение поперечного переноса плазмы в диверторной области, которое может возникать в результате развития турбулентности, увеличивает потери на излучение примеси при неизменных параметрах плазмы на сепаратрисе, тем самым расширяя окно рабочих параметров. С другой стороны, учет запираания излучения водорода в диверторной области снижает излучательные потери на частицу рабочего газа, поступающую в пристеночную плазму, по сравнению с пределом оптически прозрачной плазмы. Это приводит к сужению окна рабочих параметров дивертора, т.к. с учетом запираания излучения снижение пиковой нагрузки на приемные пластины до прием-

лемого уровня требует повышения плотности плазмы на сепаратрисе и/или увеличения количества излучающей примеси в пристеночной плазме, а следовательно, и в области удержания.

Более того, как в двухнулевой, так и в однонулевой магнитной конфигурации токамака следует ожидать осцилляций и бифуркаций, связанных с процессом рециклинга рабочего газа на диверторных пластинах и перераспределением излучающей примеси между диверторами. В однонулевой конфигурации эти осцилляции приводят к модуляции пиковой нагрузки на диверторные пластины с частотой порядка 20–100 Гц и глубиной модуляции ~ 2 , что осложнит контроль за режимом работы дивертора, особенно на больших установках типа ITER (т.к. с размером растет задержка отклика систем управления). В двухнулевой конфигурации осцилляции и бифуркации приводят к еще более драматическим последствиям, включая потерю симметрии между нижним и верхним диверторами. В результате асимметрия в пиковых нагрузках между ними может достигать величин ~ 2 –20. Потеря симметрии происходит даже в идеально симметричной двухнулевой магнитной конфигурации без учета дрейфов и токов, которые порождают асимметрию естественным образом, что существенно ограничивает окно рабочих параметров двухнулевого дивертора и ставит под вопрос целесообразность его применения.

Наряду с классической схемой реализации детачмента, в последнее время большое внимание уделяется разработке дивертора с жидкометаллическими мишенями, при этом в основном рассматриваются покрытия из лития Li, олова Sn или их сплава. Конструкция возобновляемых покрытий отрабатываются на линейных установках,

есть также эксперименты по установке литиевых модулей в токамаки. Наиболее перспективной конструкцией мишени с точки зрения “выживания” в условиях облучения плазмой, является капиллярно-пористая система (КПС), в которой литий Li дополнительно удерживается на поверхности сеткой тонких нитей. Однако полномасштабные испытания реального дивертора с такими покрытиями еще не проводились.

В нескольких научных группах были разработаны модификации 2D-кодов по моделированию пристеночной плазмы (TECXY, SOLPS-ITER, SOLPS 4.3), включающие процессы эрозии, важные для жидкометаллических покрытий: физическое распыление, термическое распыление и испарение. При этом наиболее полное описание, в котором эродированные нейтральные частицы рассматриваются в кинетическом приближении, реализовано в нашей группе в коде SOLPS 4.3. В целом, расчеты в упомянутых кодах для различных диверторов (T15-МД, EU-DEMO и др.) показывают, что дивертор с жидкометаллическими пластинами может работать в режиме экранирования плазмой, аналогичном детачменту. В таком режиме поток тепла, приходящий на пластины дивертора, снижается за счет излучения и потерь на ионизацию эродированного лития в плазме. Вместе с тем, практически все проведенные расчеты показали, что эрозия лития приводит к существенному загрязнению пристеночной плазмы. Для снижения эрозии предполагается использовать напуск дополнительной излучающей примеси (Ne, Ar), по аналогии с тем, как это делается в цельнометаллическом диверторе.

Детачмент, выступающий в качестве основного режима работы дивертора, является не единственным механизмом, влияющим на величину потоков тепла и частиц на приемные пластины установки. Наряду с процессами взаимодействия горячей плазмы с холодной плазмой дивертора, снижение продольных транспортных потоков возможно за счет их перераспределения поперек магнитных поверхностей в результате развития неустойчивостей и формирования турбулентных течений среды. Учет аномального компонента поперечного переноса плазмы принципиально важен при численном анализе режимов работы дивертора в транспортных кодах типа SOLPS, где используются априорные данные по коэффициентам турбулентного переноса частиц и энергии в установке, что делает необходимым анализ характеристик турбулентности плазмы, вызываемой различными типами неустойчивостей. Современный уровень понимания физики этих неустойчивостей и возможности по численному моделированию этих процессов позволяют получить более детальное и глубокое представление о механизмах, определяющих турбулентный транспорт диверторной плазмы. В то же время, оста-

ются открытыми вопросы, связанные с определением ведущих механизмов турбулентности диверторной плазмы, пространственными и временными характеристиками флуктуаций и их распределением по объему дивертора токамака при конкретных условиях детачмента плазмы. Этот обширный спектр вопросов требует своего самостоятельного исследования.

Исследования по верификации кода SOLPS4.3 показывают, что результаты расчета этим кодом в квазиодномерной постановке, соответствующей приближениям аналитической модели, (а) воспроизводят законы подобия, получаемые из этой модели, и (б) качественно соответствуют результатам, полученным как в двумерных расчетах, так и в аналитической модели. Это позволяет сделать выводы, что расчеты SOLPS4.3 не противоречат общим физическим соображениям и что применение одномерной аналитической модели для анализа моделирования детачмента этим кодом оправдано.

БЛАГОДАРНОСТИ

Посвящается памяти нашего учителя и коллеги Андрея Серафимовича Кукушкина, недавно безвременно ушедшего из жизни. Работа была выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда 18-12-00329 в НИЯУ МИФИ. Расчеты были проведены с использованием оборудования центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ “Курчатовский институт”, <http://ckp.nrcki.ru/>, и кластера лаборатории № 377 НИЯУ МИФИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Matthews G.F.* // J. Nucl. Mater. 1995. V. 220. P. 104. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(94\)00450-1](https://doi.org/10.1016/0022-3115(94)00450-1)
2. *Krashenninnikov S.I., Kukushkin A.S.* // J. Plasma Phys. 2017. V. 83. P. 155830501. <https://doi.org/10.1017/S0022377817000654>
3. *Krashenninnikov S.I., Kukushkin A.S., Pshenov A.A.* // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 055602. <https://doi.org/10.1063/1.4948273>
4. *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., LaBom-bard 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 Group* // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. P. S203. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S04>
5. *Theiler C., Lipschultz B., Harrison J., Labit B., Reimerdes H., Tsui C., Vijvers W.A.J., Boedo J.A., Duval B.P., Elmore S., Innocente P., Kruezi U., Lunt T., Maurizio R., Nespoli F., Sheikh U., Thornton A.J., van Limpt S.H.M.,*

- Verhaegh K., Vianello N., the TCV team, the EUROfusion MST1 team* // Nucl. Fusion. 2017. V. 57 P. 072008.
https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa5fb7
6. *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., the ASDEX Upgrade Team* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 053026.
https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/5/053026
 7. *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.
https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2015.01.066
 8. *Jaervinen A.E., Brezinsek S., Giroud C., Groth M., Guillemaut C., Belo P., Brix M., Corrigan G., Drewelow P., Harting D., Huber A., Lawson K.D., Lipschultz B., Maggi C.F., Matthews G.F., Meigs A.G., Moulton D., Stamp M.F., Wiesen S., JET Contributors* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2016. V. 58. P. 045011.
https://doi.org/10.1088/0741-3335/58/4/045011
 9. *Terry J.L., Lipschultz B., Pigarov A.Y., Krasheninnikov S.I., LaBombard B., Lumma D., Ohkawa H., Pappas D., Umansky M.* // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 1759.
https://doi.org/10.1063/1.872845
 10. *Kotov V., Reiter D., Kukushkin A.S., Pacher H.D., Börner P., Wiesen S.* // Contrib. to Plasma Phys. 2006. V. 46. P. 635.
https://doi.org/10.1002/ctpp.200610056
 11. *Kotov V., Reiter D., Pitts R.A., Jachmich S., Huber A., Coster D.P.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. V. 50. P. 105012.
https://doi.org/10.1088/0741-3335/50/10/105012
 12. *Pshenov A.A., Kukushkin A.S., Marenkov E.D., Krasheninnikov S.I.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 106025.
https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab3144
 13. *Cook R.L., Torrance K.E.* // ACM Siggraph Comp. Graph. 1981. V. 15. P. 307.
https://doi.org/10.1145/965161.806819
 14. *Carr M., Meakins A., Silburn S.A., Karhunen J., Bernert M., Bowman C., Callarelli A., Carvalho P., Giroud C., Harrison J.R., Henderson S.S., Huber A., Lipschultz B., Lunt T., Moulton D., Reimold F., ASDEX Upgrade Team, JET Contributors, MAST-Upgrade Team, EUROfusion MST1 Team* // Rev. Sci. Instr. 2019. V. 90. P. 043504.
https://doi.org/10.1063/1.5092781
 15. *Pshenov A.A., Kukushkin A.S., Marenkov E.D., Gorbunov A.E.* // Nucl. Mater. Energy. 2023. V. 34. P. 101342.
https://doi.org/10.1016/j.nme.2022.101342
 16. *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.
https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.10.012
 17. *Verhaegh K., Lipschultz B., Duval B.P., Fil A., Wensing M., Bowman C., Gahle D.S.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 125018.
https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab4f1e
 18. *Terry J.L., Lipschultz B., Bonnin X., Boswell C., Krasheninnikov S.I., Pigarov A.Y., LaBombard B., Pappas D.A., Scott H.A.* // J. Nucl. Mater. 1999. V. 266–269. P. 30.
https://doi.org/10.1016/S0022-3115(98)00812-5
 19. *Maggi C.F., Horton L.D., Corrigan G., Jäckel H.J., Loarte A., Monk R.D., Simonini R., Stamp M., Taroni A.* // J. Nucl. Mater. 1999. V. 266–269. P. 867.
https://doi.org/10.1016/S0022-3115(98)00845-9
 20. *Lomanowski B., Groth M., Coffey I., Karhunen J., Maggi C.F., Meigs A.G., Menmuir S., O'Mullane M., JET contributors* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 065006.
https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab7432
 21. *Goldston R.J., Reinke M.L., Schwartz J.A.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. P. 055015.
https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa5e6e
 22. *Wischmeier M., ASDEX Upgrade team, JET EFDA contributors* // J. Nucl. Mater. 2015. V. 463. P. 22.
https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.12.078
 23. *Krasheninnikov S.I., Batishcheva A.A., Simakov A.N.* // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. 6. P. 2297.
https://doi.org/10.1063/1.872903
 24. *Stepanenko A.A., Krasheninnikov S.I.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. 1. P. 012305.
https://doi.org/10.1063/1.5010932
 25. *Pshenov A.A., Kukushkin A.S., Krasheninnikov S.I.* // Plasma Phys. Reports. 2020. V. 46. P. 587.
https://doi.org/10.1134/S1063780X20060070
 26. *Reimold F., Wischmeier M., Potzel S., Guimaraes L., Reiter D., Bernert M., Dunne M., Lunt T. and the ASDEX Upgrade Team* // Nucl. Mater. Energy. 2017. Vol. 12. P. 193.
https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.01.010
 27. *Wensing M., Reimerdes H., Fevrier O., Colandrea C., Martinelli L., Verhaegh K., Bagnato F., Blanchard P., Vincent B., Perek A., Gorno S., de Oliveira H., Theiler C., Duval B.P., Tsui C.K., Baquero-Ruiz M., Wischmeier M., TCV Team and MST1 Team* // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 082508.
https://doi.org/10.1063/5.0056216
 28. *Senichenkov I.Y., Kaveeva E.G., Sytova E.A., Rozhansky V.A., Voskoboynikov S.P., Veselova I.Yu., Shtyrkhunov N.V., Coster D.P., Bonnin X., Reimold F. and the ASDEX Upgrade Team* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. Vol. 61. P. 045013.
https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab04d0
 29. *Pericoli Ridolfini V., Ambrosino R., Chmielewski P., Crisanti F., Poradziński M., Zagórski R.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 126008.
https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab3969
 30. *Pericoli Ridolfini V., Ambrosino R., Mastrostefano S., Chmielewski P., Poradziński M., Zagórski R.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 012507.
https://doi.org/10.1063/1.5055017
 31. *Doerner R.P., Baldwin M.J., Conn R.W., Grossman A.A., Luckhardt S.C., Seraydarian R., Tynan G.R., Whyte D.G.* // J. Nucl. Mater. 2001. V. 290–293. P. 166.
https://doi.org/10.1016/S0022-3115(00)00568-7
 32. *Allain J.P., Nieto M., Coventry M.D., Stubbers R., Ruzic D.N.* // Fusion Eng. Des. 2004. V. 72. P. 93.
https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2004.07.006
 33. *Morgan T.W., Rindt P., Van Eden G.G., Kvon V., Jaworksi M.A., Cardozo N.J.L.* // Plasma Phys. Control. Fu-

- sion. 2018. V. 60. P. 016022.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa86cd>
34. *Van Eden G.G., Morgan T.W., Aussems D.U.B., Van Den Berg M.A., Bystrov K., Van De Sanden M.C.M.* // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 116. P. 135002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.135002>
 35. *Van Eden G.G., Kvon V., Van De Sanden M.C.M., Morgan T.W.* // *Nat. Commun.* 2017. V. 8. P. 192.
<https://doi.org/10.1038/s41467-017-00288-y>
 36. *Skovorodin D.I., Pshenov A.A., Arakcheev A.S., Eksaeva E.A., Marenkov E.D., Krasheninnikov S.I.* // *Phys. Plasmas.* 2016. V. 23. P. 022501.
<https://doi.org/10.1063/1.4939537>
 37. *Marenkov E., Pshenov A.* // *Nucl. Fusion.* 2020. V. 60. P. 026011.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab5eb5>
 38. *Lunsford R., Bortolon A., Roquemore A.L., Mansfield D.K., Nagy A., Maingi R., Parks P.B., Jackson G., Gilson E., Chrobak C.P.* // *Fusion Eng. Des.* 2016. V. 112. P. 621.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2016.04.041>
 39. *Osborne T.H., Jackson G.L., Yan Z., Maingi R., Mansfield D.K., Grierson B.A., Chrobak C.P., McLean A.G., Allen S.L., Battaglia D.J., Briesemeister A.R., Fenstermacher M.E., McKee G.R., Snyder P.B. and the DIII-D Team* // *Nucl. Fusion* 2015. V. 55. P. 063018.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/6/063018>
 40. *Bortolon A., Maingi R., Mansfield D.K., Nagy A., Roquemore A.L., Baylor L.R., Commaux N., Jackson G.L., Gilson E.P., Lunsford R., Parks P.B., Chrystal C., Grierson B.A., Groebner R., Haskey S.R., Makowski M.J., Lasnier C.J., Nazikian R., Osborne T., Shiraki D., Van Zeeland M.A.* // *Nucl. Fusion.* 2016. V. 56. P. 056008.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/56/5/056008>
 41. *Sun Z., Lunsford R., Maingi R., Hu J.S., Mansfield D.K., Diallo A., Tritz K., Canik J., Wang Z., Andruczyk D., Wang Y.M., Zuo G.Z., Huang M., Xu W., Meng X.C.* // *IEEE Trans. Plasma Science.* 2018. V. 46. P. 1076.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2773095>
 42. *Mansfield D.K., Roquemore A.L., Carroll T., Sun Z., Hu J.S., Zhang L., Liang Y.F., Gong X.Z., Li J.G., Guo G.Z., Zuo H.Y., Parks P., Wu W., Maingi R.* // *Nucl. Fusion.* 2013. V. 53. P. 113023.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/11/113023>
 43. *Mansfield D.K., Kugel H.W., Maingi R., Bell M.G., Bell R., Kaita R., Kallman J., Kaye S., LeBlanc B., Mueller D., Paul S., Raman R., Roquemore L., Sabbagh S., Schneider H., Skinner C.H., Soukhanovskii V., Timberlake J., Wilgen J., Zakharov L.* // *J. Nucl. Mater.* 2009. V. 390–391. P. 764.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2009.01.203>
 44. *Maingi R., Boyle D.P., Canik J.M., Kaye S.M., Skinner C.H., Allain J.P., Bell M.G., Bell R.E., Gerhardt S.P., Gray T.K., Jaworski M.A., Kaita R., Kugel H.W., LeBlanc B.P., Manickam J., Mansfield D.K., Menard J.E., Osborne T.H., Raman R., Roquemore A.L., Sabbagh S.A., Snyder P.B., Soukhanovskii V.A.* // *Nucl. Fusion.* 2012. V. 52. P. 083001.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/52/8/083001>
 45. *Maingi R., Hu J.S., Sun Z., Diallo A., Tritz K., Qian Y.Z., Xu W., Zuo G.Z., Li C.L., Huang M., Ye Y., Bortolon A., Gilson E.P., Lunsford R., Mansfield D.K., Nagy A., Qian J.P., Gong X.Z.* // *J. Fusion Energy.* 2020. V. 39. P. 429–435.
<https://doi.org/10.1007/s10894-020-00256-3>
 46. *Abrams T., Jaworski M.A., Chen M., Carter E.A., Kaita R., Stotler D.P., De Temmerman G., Morgan T.W., Van Den Berg M.A., Van Der Meiden H.J.* // *Nucl. Fusion.* 2016. V. 56. P. 016022.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/56/1/016022>
 47. *Doerner R.P., Krasheninnikov S.I., Schmid K.* // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 95. P. 4471.
<https://doi.org/10.1063/1.1687038>
 48. *Doerner R.P., Baldwin M.J., Krasheninnikov S.I., Schmid K.* // *J. Nucl. Mater.* 2005. V. 337. P. 877.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2004.09.025>
 49. *Allain J.P., Coventry M.D., Ruzic D.N.* // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76. P. 205434.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.76.205434>
 50. *Fussmann G., Engelhardt W., Naujoks D.* // *Plasma physics and controlled nuclear fusion research 1994. V. 2. Proceedings of the fifteenth international conference.* 1995. P. 143.
 51. *Rindt P., Morgan T.W., Jaworski M.A., Lopes Cardozo N.J.* // *Nucl. Fusion.* 2018. V. 58. P. 104002.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aad290>
 52. *Marenkov E., Pshenov A.* // *Nucl. Fusion.* 2020. V. 60. P. 026011.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab5eb5>
 53. *Rindt P., Morgan T.W., van Eden G.G., Jaworski M.A., Lopes Cardozo N.J.* // *Nucl. Fusion.* 2019. V. 59. P. 056003.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab0560>
 54. *Marenkov E.D., Pshenov A.A., Kukushkin A.S.* // *Phys. Plasmas.* 2020. V. 27. P. 062514.
<https://doi.org/10.1063/5.0006509>
 55. *Goldston R.J., Hakim A., Hammett G.W., Jaworski M.A., Schwartz J.* // *Nucl. Mater. Energy.* 2017. Vol. 12. P. 1118.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.03.020>
 56. *Rindt P., van den Eijnden J.L., Morgan T.W., Lopes Cardozo N.J.* // *Fusion Eng. Des.* 2021. V. 173. P. 112812.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2021.112812>
 57. *Pshenov A.A., Kukushkin A.S.* // *Plasma Phys. Reports.* 2018. V. 44. P. 641.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X18070048>
 58. *Marenkov E.D., Pshenov A.A., Kukushkin A.S.* // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2022. V. 64. P. 115006.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac91a3>
 59. *Pericoli Ridolfini V., Chmielewski P., Ivanova-Stanik I., Poradziński M., Zagórski R., Ambrosino R., Crisanti F.* // *Phys. Plasmas.* 2020. V. 27. P. 112506.
<https://doi.org/10.1063/5.0012743>
 60. *Nallo G.F., Moscheni M., Subba F., Zanino R.* // *Nucl. Fusion.* 2022. V. 62. P. 036008.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac4867>
 61. *Marenkov E.D., Kukushkin A.S., Pshenov A.A.* // *Nucl. Fusion.* 2021. V. 61. P. 034001.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/abd642>
 62. *Rognlien T.D., Rensink M.E., Emdee E., Goldston R.J., Schwartz J., Stotler D.P.* // *Nucl. Mater. Energy.* 2019. V. 18. P. 233–238.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2018.12.030>

63. Emmert G.A., Donhowe J.M., Mense A.T. // J. Nucl. Mater. 1974. V. 53. P. 39.
[https://doi.org/10.1016/0022-3115\(74\)90217-7](https://doi.org/10.1016/0022-3115(74)90217-7)
64. Eich T., Kallenbach A., Fundamenski W., Herrmann A., Naulin V. // J. Nucl. Mater. 2009. V. 390–391. P. 760.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2009.01.202>
65. Rozhansky V., Molchanov P., Veselova I., Voskoboynikov S., Kirk A., Coster D. // Nucl. Fusion. 2012. V. 52. P. 103017.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/52/10/103017>
66. Kuteev B.V., Shpanskiy Y.S. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 076039.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa6dcb>
67. Kukushkin A.S., Krasheninnikov S.I. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 074001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab1bba>
68. Kukushkin A.S. // Plasma Phys. Reports. 2019. V. 45. P. 637.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X19070067>
69. Neuhauser J., Schneider W., Wunderlich R. // Nucl. Fusion. 1986. V. 26. P. 1679.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/26/12/009>
70. Smirnov R.D., Kukushkin A.S., Krasheninnikov S.I., Pigarov A.Yu., and Rognlien T.D. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 012503.
<https://doi.org/10.1063/1.4939539>
71. Loarte A., Monk R.D., Kukushkin A.S., Righi E., Campbell D.J., Conway G.D., and Maggi C.F. // Phys. Rev. Letters. 1999. V. 83. P. 3657.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.3657>
72. Heinrich P., Manz P., Bernert M., Birkenmeier G., Brida D., Cavedon M., David P., Griener M., Haas G., Hapfel T., Plank U., Reimold F., Stroth U., Wischmeier M., Zhang W. and ASDEX Upgrade team. // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 076013.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab8a05>
73. Schneider R., Bonnin X., Borrass K., Coster D.P., Kastelewicz H., Reiter D., Rozhansky V.A., Braams B.J. // Contrib. Plasma Physics. 2006. V. 46. P. 3.
<https://doi.org/10.1002/ctpp.200610001>
74. Lipschultz B. // J. Nucl. Mater. 1987. V. 145–147. P. 15.
[https://doi.org/10.1016/0022-3115\(87\)90306-0](https://doi.org/10.1016/0022-3115(87)90306-0)
75. Drake J.F. // Phys. Fluids. 1987. V. 30. P. 2429.
<https://doi.org/10.1063/1.866133>
76. Chen X.P., Shi B.R., Gao Q.D. // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 4507.
<https://doi.org/10.1063/1.871588>
77. McCarthy D., Drake J.F. // Phys. Fluids B: Plasma Phys. 1991. V. 3. P. 22.
<https://doi.org/10.1063/1.859941>
78. Morozov D.Kh., Herrera J.J.E. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 760.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.76.760>
79. Pshenov A.A., Morozov D.Kh. // Contrib. Plasma Physics. 2010. V. 50. P. 380.
<https://doi.org/10.1002/ctpp.201010062>
80. Kukushkin A. // Third IAEA Technical Meeting on Divertor Concepts. Report of Abstracts. 2019. V. 52. P. 44.
81. Sun Z., Diallo A., Maingi R., Qian Y.Z., Tritz K., Wang Y.F., Wang Y.M., Bortolon A., Nagy A., Zhang L., Duan Y.M., Ye Y., Zhao H.L., Wang H.Q., Gu X., Zuo G.Z., Xu W., Huang M., Li C.L., Meng X.C., Zhou C., Liu H.Q., Zang Q., Wang L., Qian J.P., Xu G.S., Gong X.Z., Hu J.S., EAST team // Nucl. Fusion. 2021. V. 61. P. 014002.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/abc763>
82. Ye Y., Xu G.S., Tao Y.Q., Chen R., Wang L., Guo H.Y., Wang H.Q., Li K.D., Meng L.Y., Yang Q.Q., Wang Y.F., Lin X., Sun Z., Wu K., Yuan Q.P., Xu J.C., Duan Y.M., Zhang L., Liu H.Q., Wan B.N. // Nucl. Fusion. 2021. V. 61. P. 116032.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac26eb>
83. Potzel S., Wischmeier M., Bernert M., Dux R., Müller H.W., Scarabosio A. // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. P. 013001.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/54/1/013001>
84. Wang H.Q., Watkins J.G., Guo H.Y., Leonard A.W., Thomas D.M., Stepanenko A.A., Krasheninnikov S.I. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 022504.
<https://doi.org/10.1063/1.5140354>
85. Krasheninnikov S.I., Smolyakov A.I. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 092505.
<https://doi.org/10.1063/1.4962568>
86. Stepanenko A.A., Wang H.Q. // Plasma Phys. Reports. 2019. V. 45. P. 627.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X19070110>
87. Stepanenko A.A., Wang H.Q., Krasheninnikov S.I. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 122303.
<https://doi.org/10.1063/1.5123388>
88. Stepanenko A.A., Wang H.Q., Krasheninnikov S.I. // The 46th European Physical Society Conference on Plasma Physics. 2019.
<http://ocs.ciemat.es/EPS2019ABS/pdf/O2.106.pdf>
89. Stepanenko A.A. Effects of magnetic geometry on dynamics of current-convective turbulence in tokamak divertor plasma // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 122309.
<https://doi.org/10.1063/5.0119629>
90. Petrov V.G. // Proc. of the International Symposium on Plasma Wall Interaction. 1977. P. 229.
91. Nedospasov A.V. // Contrib. Plasma Physics. 1996. V. 36. P. 197.
92. Rozhansky V., Kaveeva E., Senichenkov I., Sytova E., Veselova I., Voskoboynikov S., Coster D. // Contrib. Plasma Physics. 2018. V. 58. P. 540.
<https://doi.org/10.1002/ctpp.201700119>
93. Manz P., Potzel S., Reimold F., Wischmeier M., Team Asdex Upgrade // Nucl. Mat. Energy. 2017. V. 12. P. 1152.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2016.10.002>
94. Krasheninnikov S.I. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. P. 3741.
<https://doi.org/10.1063/1.872539>
95. 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. 266–269. P. 251.
[https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(98\)00577-7](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(98)00577-7)
96. Smirnov R.D., Kukushkin A.S., Krasheninnikov S.I., Pigarov A.Yu., Rognlien T.D. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 012503.
<https://doi.org/10.1063/1.4939539>
97. Krasheninnikov S.I., Soboleva T.K. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. 9. P. 094502.
<https://doi.org/10.1063/1.2344931>

98. *Marenkov E.D., Krashenninnikov S.I., Pisarev A.A., Tsvetkov I.V.* // Plasma Phys. Reports. 2012. V. 38. P. 352.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X1203004X>
99. *Tokar M.Z., Kelly F.A.* // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 4378.
<https://doi.org/10.1063/1.1613963>
100. *Pigarov A.Y., Krashenninnikov S.I.* // J. Nucl. Mater. 2009. V. 390–391. P. 192.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2009.01.165>
101. *Halpern F.D., Ricci P., Jolliet S., Loizu J., Morales J., Masetto A., Musil F., Riva F., Tran T.M., Wersal C.* // J. Comput. Phys. 2016. V. 315. P. 388.
<https://doi.org/10.1016/j.jcp.2016.03.040>
102. *Stegmeir A., Coster D., Ross A., Maj O., Lackner K., Poli E.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 035005.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaa373>
103. *Tamain P., Bufferand H., Ciraolo G., Colin C., Galassi D., Ghendrih Ph., Schwander F., Serre E.* // J. Comput. Phys. 2016. V. 321. P. 606.
<https://doi.org/10.1016/j.jcp.2016.05.038>
104. *Dudson B.D., Umansky M.V., Xu X.Q., Snyder P.B., Wilson H.R.* // Comput. Phys. Commun. 2009. V. 180. P. 1467.
<https://doi.org/10.1016/j.cpc.2009.03.008>
105. *Umansky M.V., Rognlien T.D., Xu X.Q., Cohen R.H., Nevins W.M.* // Contrib. Plasma Physics. 2004. V. 44. P. 182.
<https://doi.org/10.1002/ctpp.200410025>
106. *Umansky M.V., Rognlien T.D., Xu X.Q.* // J. Nucl. Mater. 2005. V. 337–339. P. 266.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2004.10.021>
107. *Riva F., Militello F., Elmore S., Omotani J.T., Dudson B., Walkden N.R.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 095013.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab3561>
108. *Walkden N.R., Riva F., Dudson B.D., Ham C., Militello F., Moulton D., Nicholas T., Omotani J.T.* // Nucl. Mater. Energy. 2019. V. 18. P. 111.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2018.12.005>
109. *Walkden N., Riva F., Harrison J., Militello F., Farley T., Omotani J., Lipschultz B.* // Commun. Phys. 2022. V. 5. P. 139.
<https://doi.org/10.1038/s42005-022-00906-2>
110. *Chen B., Xu X.Q., Xia T.Y., Li N.M., Porkolab M., Edlund E., LaBombard B., Terry J., Hughes J.W., Ye M.Y., Wan Y.X.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 055905.
<https://doi.org/10.1063/1.5016582>
111. *Deng G.Z., Xu X.Q., Li N.M., Liu X.J., Liu X., Xu J.C., Feng W., Liu J.B., Gao S.L., Liu S.C., Xia T.Y., Wang L.* // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 082007.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab70d6>
112. *Wang X., Xu X., Snyder P.B., Li Z.* // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 026024.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac3b8a>
113. *Xu X.Q., Li N.M., Li Z.Y., Chen B., Xia T.Y., Tang T.F., Zhu B., Chan V.S.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 126039.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab430d>
114. *Goldston R.J.* // Nucl. Fusion. 2011. V. 52. P. 013009.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/52/1/013009>
115. *Eich T., Leonard 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. and ASDEX Upgrade Team and JET EFDA Contributors* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 093031.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/9/093031>
116. *Chang C.S., Ku S., Loarte A., Parail V., Köchl F., Romanelli M., Maingi R., Ahn J.-W., Gray T., Hughes J.* // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 116023.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa7efb>
117. *Chang C.S., Churchill M., Hager R., Ku S., Maingi R., Menard J., Loarte A., Pitts R., Parail V., Romanelli M., Köchl F.* // 27th IAEA Fusion Energy Conference, CN. 2018. V. 258. P7. URL <https://nucleus.iaea.org/sites/fusionportal/Shared%20Documents/FEC%202018/fec2018-preprints/preprint0304.pdf>
118. *Chang C.S., Ku S., Hager R., Churchill R.M., Hughes J., Koechl F., Loarte A., Parail V. and Pitts R.A.* // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 022501.
<https://doi.org/10.1063/5.0027637>
119. *Rozhansky V., Kaveeva E., Molchanov P., Veselova I., Voskoboynikov S., Coster D., Counsell G., Kirk A., Ligo S., the ASDEX-Upgrade Team, the MAST Team* // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. P. 025007.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/2/025007>
120. *Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., Pacher G.W., Reiter D.* // Fusion Eng. Des. 2011. V. 86. P. 2865.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2011.06.009>
121. *Krashenninnikov S.I., Kukushkin A.S., Pshenov A.A.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64. P. 125011.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac9b8e>
122. *Krashenninnikov S.I., Kukushkin A.S.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 122502.
<https://doi.org/10.1063/5.0129131>
123. *Krashenninnikov S., Smolyakov A., Kukushkin A.* On the Edge of Magnetic Fusion Devices. Switzerland: Springer Nature AG, 2020.
<https://doi.org/10.1007/978-3-030-49594-7>
124. *Krashenninnikov S.I., Kukushkin A.S., Pistunovich V.I., Pozharov V.A.* // Nucl. Fusion. 1987. V. 27. P. 1805.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/27/11/006>
125. *Pshenov A.A., Kukushkin A.S., Krashenninnikov S.I.* // Nucl. Mater. Energy. 2017. V. 12. P. 948.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.03.019>
126. *Pshenov A.A., Kukushkin A.S., Krashenninnikov S.I.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 072508.
<https://doi.org/10.1063/1.4991402>