

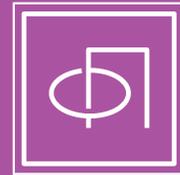
ISSN 0367-2921

Том 49, Номер 6

Июнь 2023



ФИЗИКА ПЛАЗМЫ



www.sciencejournals.ru

Журнал для научных работников в области теоретических и экспериментальных исследований по физике плазмы и взаимодействию плазмы с твердым телом, по проблеме управляемого термоядерного синтеза



СОДЕРЖАНИЕ

Том 49, номер 6, 2023

ТОКАМАКИ

- Недавний прогресс в некоторых вопросах физики дивертора в режиме детачмента
А. А. Степаненко, Е. Д. Маренков, А. А. Пшенов, А. С. Кукушкин 513
- Электромагнитные оценки внутренней индуктивности в токамаках
В. Д. Пустовитов 537
- Диагностика лазерного индуцированного тушения для диверторной плазмы Т-15МД
Д. Д. Криворучко, А. В. Горбунов, А. А. Пшенов, Д. С. Панфилов 545
-

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

- Цифровая модель рентгеновского спектрографа скользящего падения
и методики восстановления спектра в диапазоне 2–40 нм
*А. В. Скобляков, Д. С. Колесников, А. В. Канцырев, А. А. Голубев, И. В. Рудской,
А. Н. Грицук, Е. В. Грабовский, К. Н. Митрофанов, Г. М. Олейник* 558
-

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

- Зондовые измерения в источнике трубчатой плазмы для плазменного
релятивистского СВЧ-усилителя
А. В. Пономарев, Д. К. Ульянов 576
-

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

- Двумерное описание нелинейных волновых возмущений в запыленной
магнитосфере Сатурна
С. И. Копнин, Д. В. Шохрин, С. И. Попель 582
-

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

- Стримеры, инициируемые емкостным разрядом при давлениях воздуха 0.2–6 Торр
В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакирт, В. А. Панарин, Н. П. Виноградов 590
- Исследование взаимодействия поверхностного скользящего разряда
с наклонной ударной волной
И. В. Мурсенкова, И. Э. Иванов, Ю. Ляо, А. Ф. Зиганшин 600
-
-

УДК 533.9

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 запыриания излучения оказывает сильное влияние на профили параметров плазмы в диверторной области. При одинаковом давлении нейтралов в диверторе максимальная электронная плотность в диверторе при учете запыриания излучения возрастает примерно вдвое. В то же время результаты этих исследований показали, что учет запыриания 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 образцов 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 запыриания 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 запыриания 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 запыриания излучения она снижается до ~ 15 эВ. Снижение “цены ионизации”, вызванное запырианием 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].

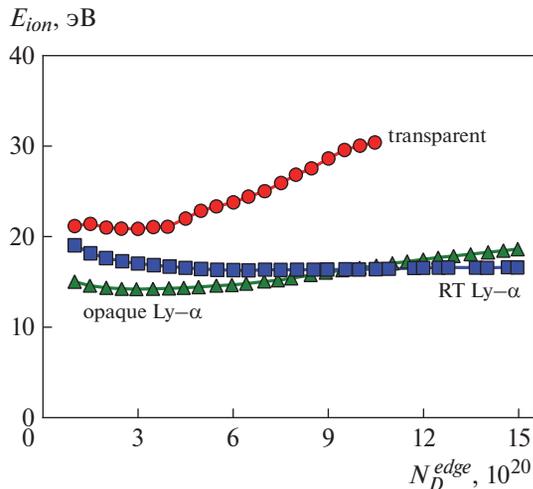


Рис. 1. Зависимость “цены ионизации” E_{ion} дейтерия в токамаке масштаба DIII-D от полного числа частиц рабочего газа при 1) фиксированной мощности потерь на излучение примеси без учета запирания излучения (transparent, красная кривая, кружки), 2) в предположении, что излучение в серии Лайман-альфа 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 запирания 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 инжектируется 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 запиранием 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 запирание 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) запирания 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 запирания излучения при заданном p_n практически не сказывался на q_{pk} , в цельнометаллическом диверторе TRT учет запирания 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 запирания линии Лайман-альфа на энергобаланс пристеночной плазмы.

Еще более существенным оказывается влияние запирания 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 запиранием 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 запирания излучения в линиях серии Лаймана, от средней плотности плазмы на сепаратрисе. Видно, что с учетом запирания 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 запирание излучения в установках с высокой вложенной мощностью, подобных TRT или ITER [15].

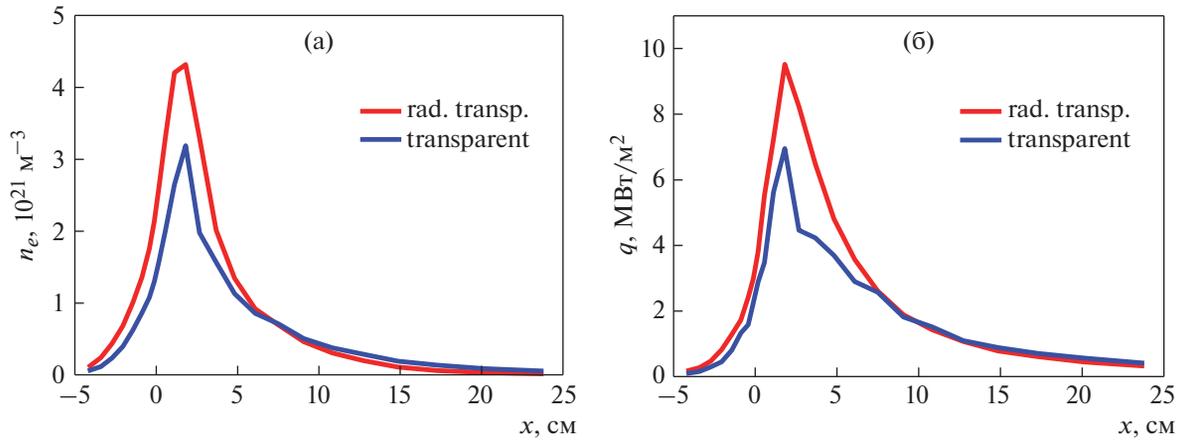


Рис. 2. Профиль электронной плотности (а) вдоль внешней приемной пластины токамака TRT и полной тепловой нагрузки (б) на нее с учетом (красная кривая) и без учета (синяя кривая) запираения излучения при давлении нейтралов в диверторе $p_n \sim 5$ Па.

Хотя эта проблема известна давно и первые попытки учета запираения 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 запираения излучения оптическая диагностика токамака JET с металлической первой стенкой, завышает ионизационный источник дейтерия в диверторе

примерно в 5 раз. В то же время учет запираения 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 запираения 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-

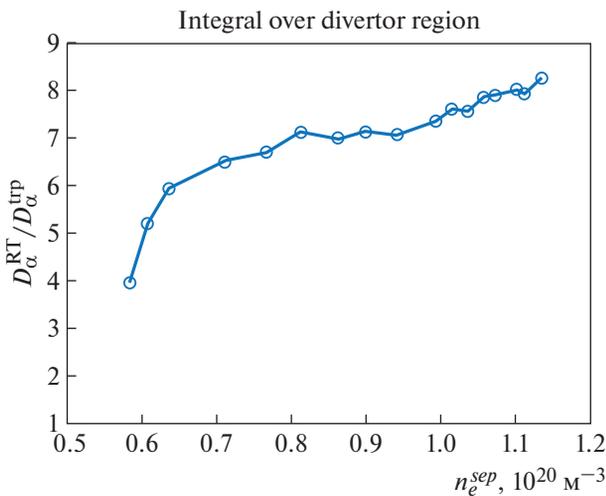


Рис. 3. Зависимость отношения интегрального по объему дивертора TRT сигнала линии атомарного водорода Н-альфа, рассчитанного с учетом (D_{α}^{RT}) и без учета (D_{α}^{trp}) запираения излучения в линиях серии Лаймана от средней плотности плазмы на сепаратрисе [15].

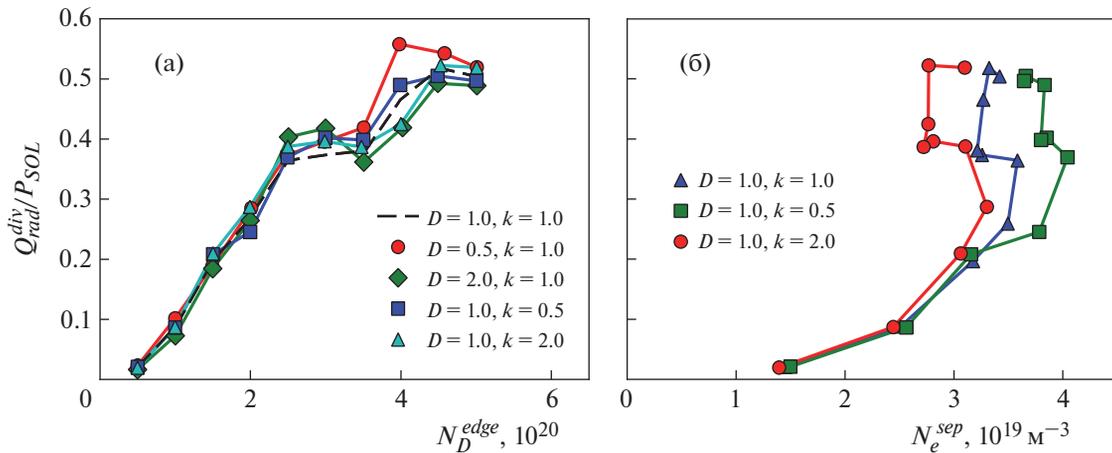


Рис. 4. Зависимость доли мощности переизлученной в диверторной области токамака на инжектируемой примеси азота от полного числа частиц рабочего газа (а) и средней плотности электронов на сепаратрисе (б) [25].

ном слое основной камеры за счет сильного магнитного шира вблизи X-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 X-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 X-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 рециклингом 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-

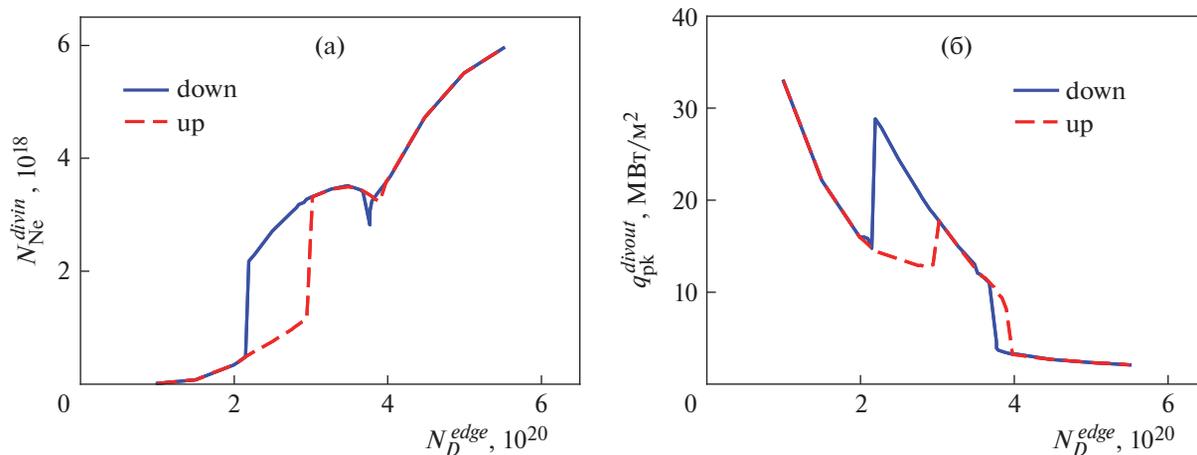


Рис. 5. Зависимости полного числа частиц неона во внутреннем диверторе (а) и пиковой тепловой нагрузки на внешнюю диверторную пластину (б) от N_D^{edge} , полученные при постепенном увеличении (прерывистая красная кривая) и уменьшении (сплошная синяя кривая) плотности в пристеночном слое для плазмы с 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 ононого, 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 (racing) 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 TESCXY [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 TESCXY 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/м^2 , 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 $T_e < 5 \text{ эВ}$, 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 10²³ м⁻² с⁻¹. Температура поверхности мишени, T_s , не превышает 1100 К. При этом при небольших $P_{SOL} < 6$ МВт, температура поверхности меньше температуры плавления Li, $T_s < 450$ 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 сепаратресе 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 пересажается 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-

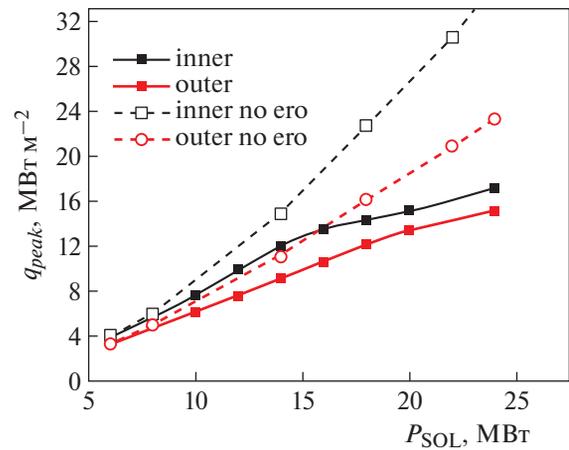


Рис. 6. Пиковая нагрузка на внутреннюю (inner) и внешнюю (outer) мишени дивертора T15-МД, покрытые Li, в зависимости от мощности, проходящей через сепаратрису, P_{SOL} . Пунктирные линии – учет только физического распыления Li, сплошные – учет полной эрозии, включая термическое распыление и испарение.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

ствующим $P_{SOL} = 20$ 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 сепаратресе, – 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 детачмента в этом режиме нет. Профили n_e пикированы у страйк-поинта. Увеличение P_{SOL} изменяет профили качественно. На всех профилях появляются вторые максимумы. Наличие максимумов T_e между страйк-поинтами указывает на то, что диссипация из-за эродированного Li в этой области недостаточно сильна и дивертор по-прежнему не

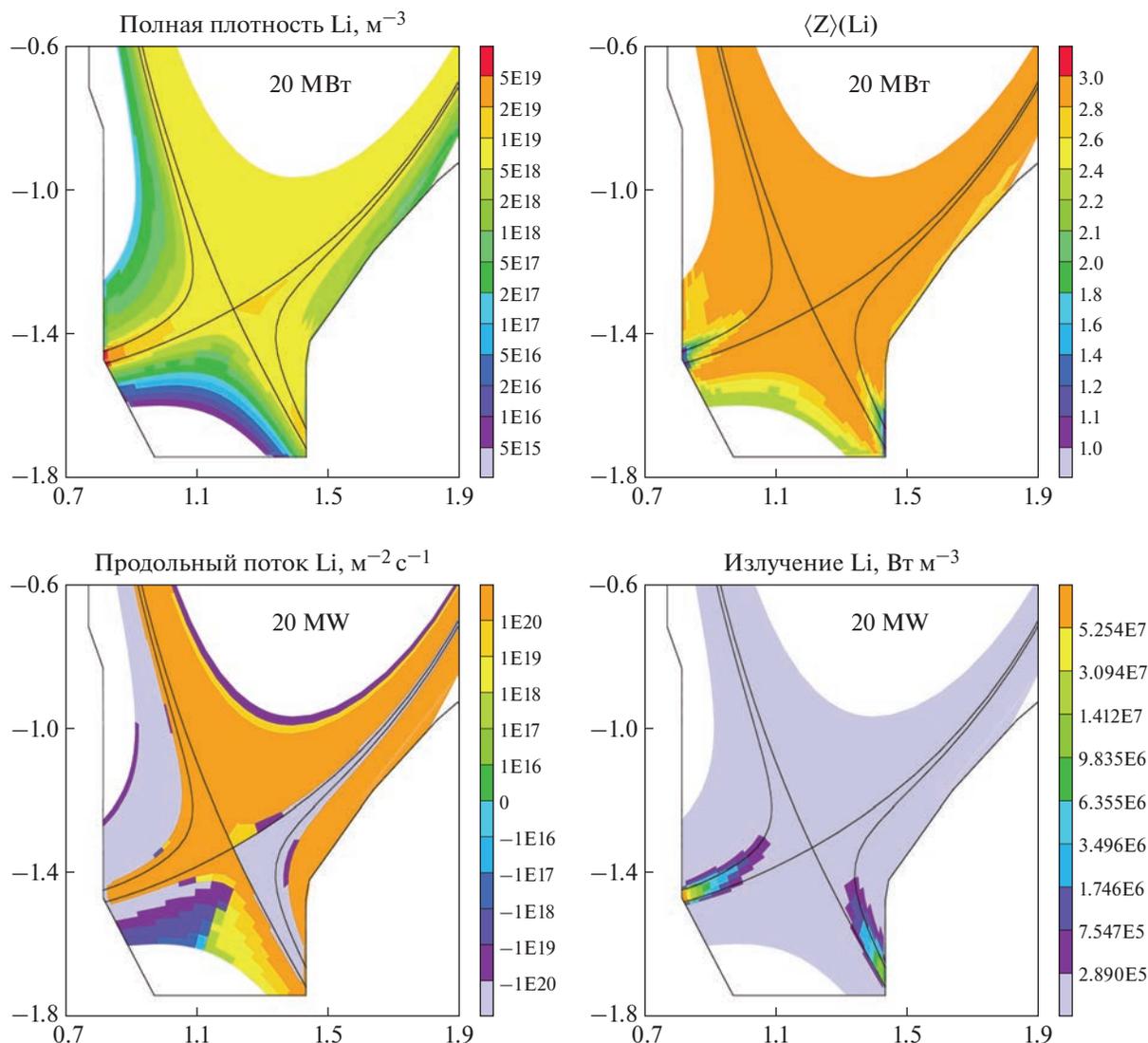


Рис. 7. Двухмерное распределение плотности ионов Li, эффективного заряда, потока и излучения в диверторе T-15MD для мощности, проходящей через сепаратрису $P_{\text{SOL}} = 20$ МВт и полного количества водорода $N_{\text{tot}} = 10^{20}$. Положительные значения потока соответствуют течению по часовой 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-

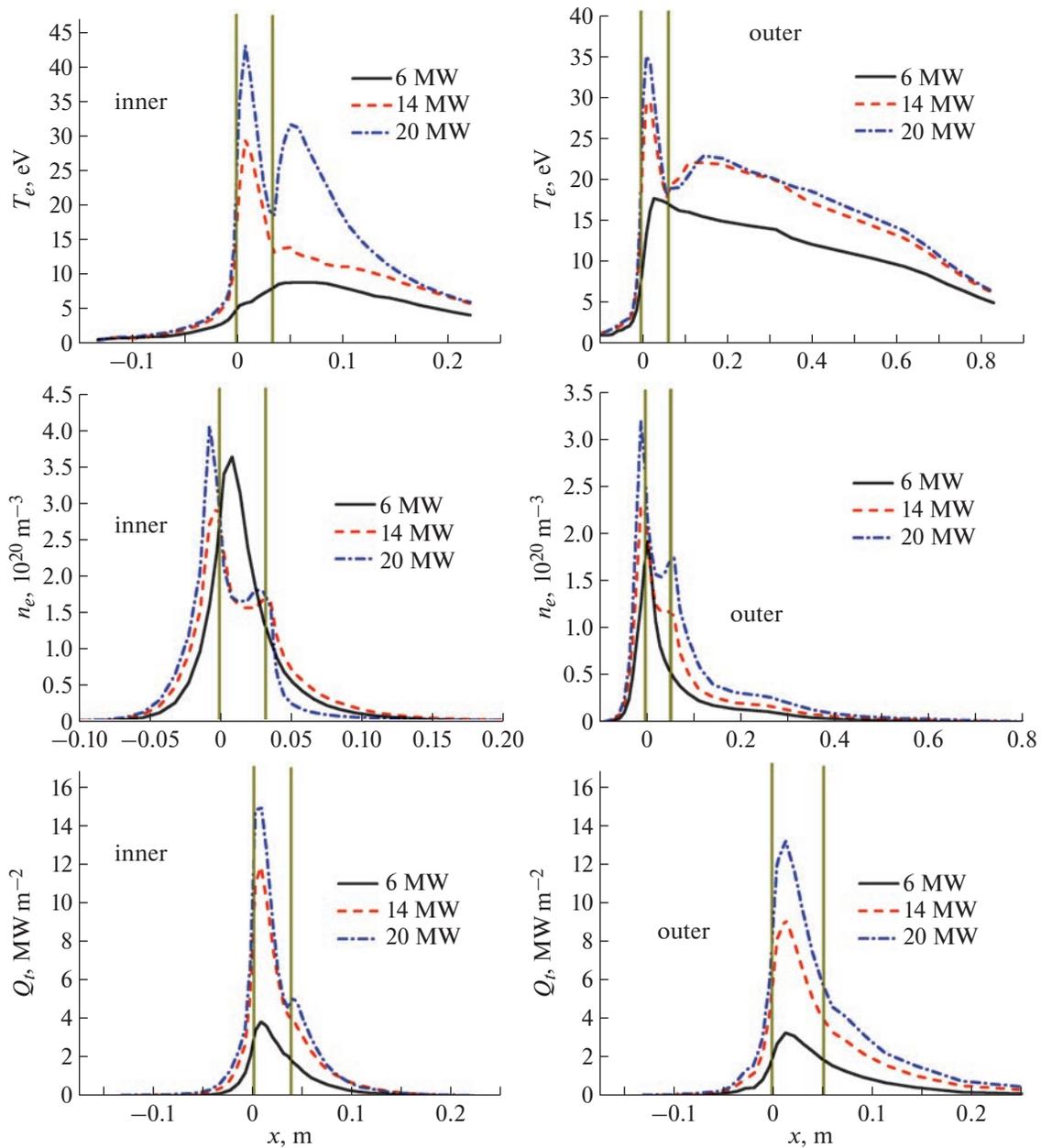


Рис. 8. Профили электронной температуры (T_e), плотности (n_e) и потока тепла (Q_t) вдоль внутренней (inner) и внешних (outer) мишеней для различных $P_{\text{SOL}} = 6, 14$ и 20 МВт. Вертикальные линии соответствуют двум сепаратрисам [58].

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-

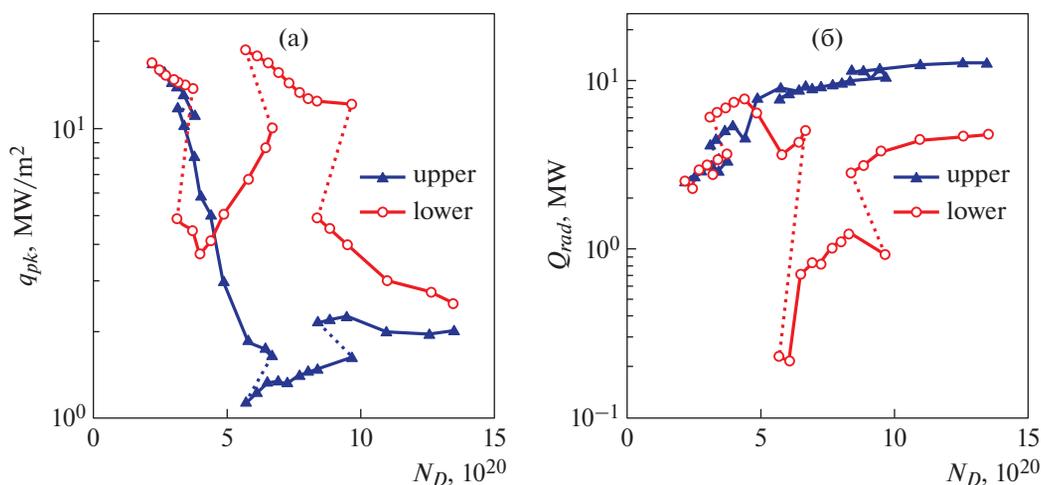


Рис. 9. Зависимость пиковой нагрузки q_{pk} на нижнюю (lower) и верхнюю (upper) приемные пластины (а) и потерь на излучение Q_{rad} из нижнего и верхнего диверторов (б) от полного числа частиц рабочего газа N_D для полностью симметричной двухнулевой конфигурации ДЕМО-ТИН [67].

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 ~ 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 радиационно-конденсационной и резистивной 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 полоидальном 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-

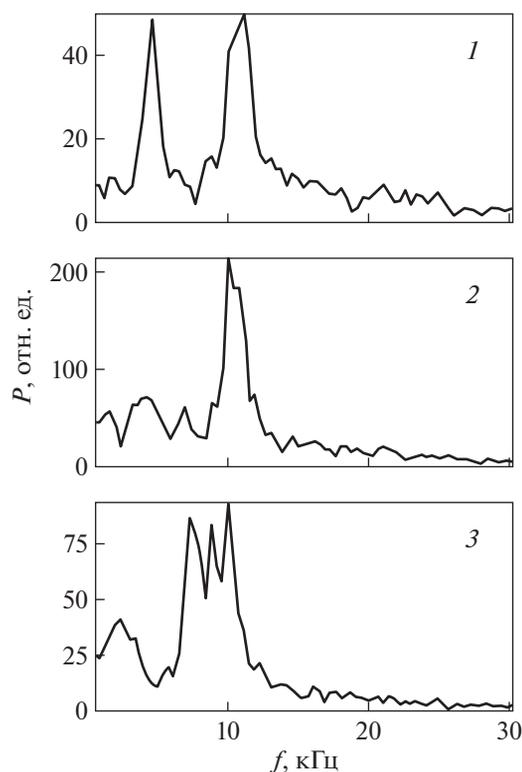


Рис. 10. Пример частотного спектра токово-конвективных флуктуаций температуры электронов в объеме плазмы [86].

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

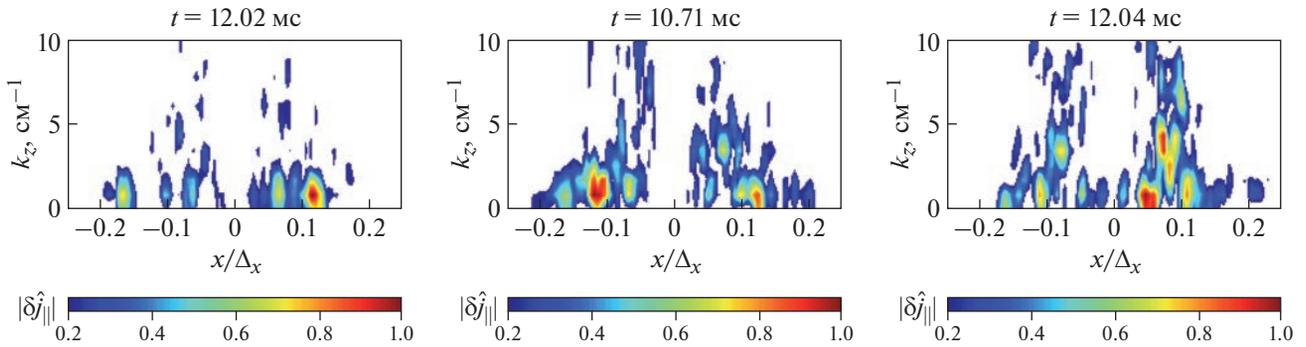


Рис. 11. Пространственные спектры флуктуаций тока δj_p на пластине дивертора в расчетах токово-конвективной турбулентности с варьирующимся значением потока ионов на входе в дивертор, $\Gamma_m = (1.5, 2.0, 2.5) \times 10^{24} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (приведены слева направо) [88].

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 реицилинг 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 нейтралами 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.

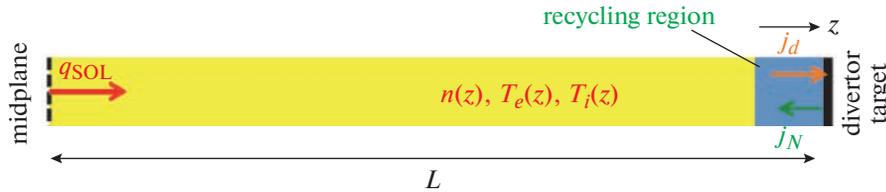


Рис. 12. Схема одномерной модели пристеночной плазмы ([122]).

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

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

где R_B — радиус Бора, I — потенциал ионизации атома водорода, M и m — массы протона и электрона, а τ_{fl} — 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_{fl} .) 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

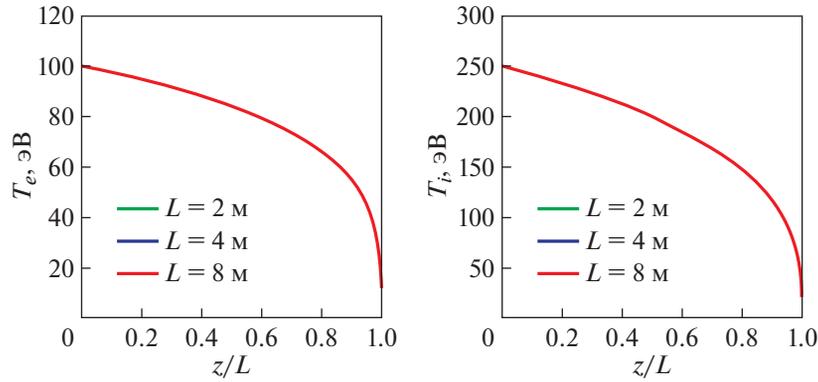


Рис. 13. Профили электронной (слева) и ионной (справа) температур для трех различных значений L , но для тех же значений параметров $\Pi_q = 27$ и $\Pi_{ion} = 30$ ([122]).

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

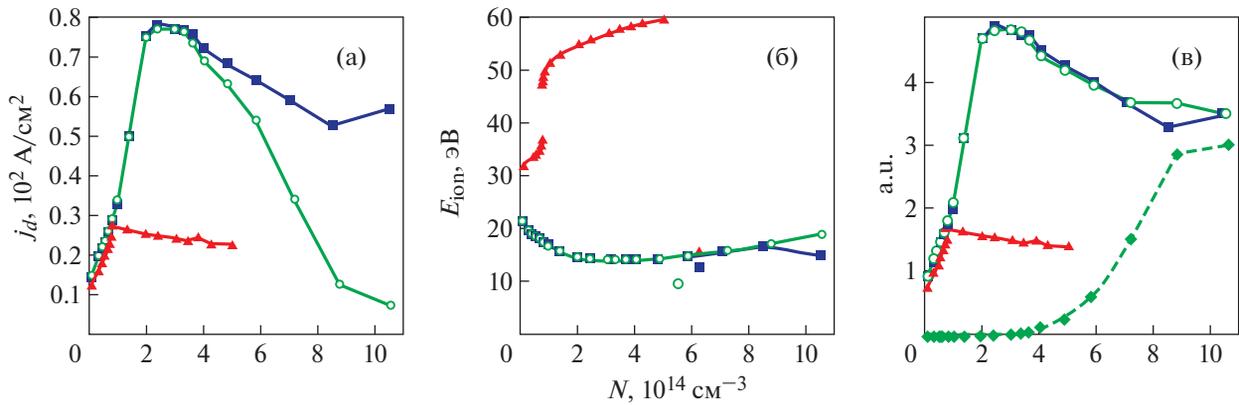


Рис. 14. Зависимость ионного тока на пластину j_d (а), цены ионизации E_{ion} (б), а также ионизационного источника ионов в плазме J_{ion} (сплошные линии) и рекомбинационного стока ионов J_{rec} (штриховая линия) в плазме (с) от параметра N для $q_{SOL} = 1.6 \text{ кВт/см}^2$, $L = 8 \text{ м}$. Красная 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 (TECXU, 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 (Т15-МД, EU-ДЕМО и др.) показывают, что дивертор с жидкометаллическими пластинами может работать в режиме экранирования плазмой, аналогичном детачменту. В таком режиме поток тепла, проходящий 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. *Krashennnikov S.I., Kukushkin A.S.* // J. Plasma Phys. 2017. V. 83. P. 155830501. <https://doi.org/10.1017/S0022377817000654>
3. *Krashennnikov 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., LaBombard B., Lang P., Leonard A.W., Monier-Garbet P., Neu R., Pacher H., Pegourie B., Pitts R.A., Takamura S., Terry J., Tsitrone E., ITPA Scrape-off Layer and Divertor 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](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](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](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
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 Rognlén 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
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., Rognlén 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
96. Smirnov R.D., Kukushkin A.S., Krasheninnikov S.I., Pigarov A.Yu., Rognlén 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., Krasheninnikov 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., Krasheninnikov 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., Voskobonnikov 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. *Krasheninnikov 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. *Krasheninnikov S.I., Kukushkin A.S.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 122502. <https://doi.org/10.1063/5.0129131>
123. *Krasheninnikov 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. *Krasheninnikov 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., Krasheninnikov 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., Krasheninnikov S.I.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 072508. <https://doi.org/10.1063/1.4991402>

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ОЦЕНКИ ВНУТРЕННЕЙ ИНДУКТИВНОСТИ В ТОКАМАКАХ

© 2023 г. В. Д. Пустовитов^{a,b,*}

^a Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

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

*e-mail: Pustovitov_VD@nrcki.ru

Поступила в редакцию 19.12.2022 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 25.03.2023 г.

Предметом исследования является формула, предложенная М. Ferrara и др. [Nucl. Fusion **48**, 065002 (2008)] в качестве верхней границы значения внутренней индуктивности ℓ_i в токамаках. Эта формула постулировалась как пригодная в предположении, что тороидальная плотность тока в плазме не меняет знака. Здесь показано, что последнее условие позволяет получить ℓ_i выше упомянутой “верхней границы”. Это явно демонстрируется легко интегрируемыми распределениями тока и результатом, превышающим упомянутый предел на 30% для плазмы с круглым поперечным сечением. Приведен также контрпример для вытянутой плазмы. Анализ показывает, что электромагнитный подход, основанный только на сравнении различных распределений тока по сечению плазмы, недостаточен для оценки ℓ_i , так как результат должен зависеть еще и от давления плазмы.

Ключевые слова: токамак, равновесие плазмы, распределение тока в плазме, внутренняя индуктивность

DOI: 10.31857/S0367292122601564, **EDN:** WXYRYH

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] было предложено приближенное неравенство

$$\ell_i \leq \left[\frac{1}{2} + \ln \frac{q_b}{q_0} \right] \frac{2K}{1 + K^2} \quad (1)$$

для внутренней индуктивности ℓ_i плазмы токамака. Здесь q_0 и q_b , соответственно, запас устойчивости на оси и на краю плазмы, а K – вытянутость плазмы (отношение вертикальной и горизонтальной осей ее поперечного сечения). Величина ℓ_i определена ниже уравнениями (4) – для простейшей геометрии – и (30) для общей геометрии токамака. Запас устойчивости q задается, соответственно, формулами (6) и (46).

Формула (1) была построена в два этапа.

Во-первых, использовалось соотношение

$$\ell_i = \frac{1}{2} + 2 \ln \frac{b}{a_h}, \quad (2)$$

которое легко получается для цилиндрической плазмы круглого сечения ($K = 1$) со ступенчатым профилем плотности тока j_ζ [2–5]. Последнее означает однородность j_ζ в пределах некоторого

радиуса $\rho < a_h$ и отсутствие тока вне этой области, вплоть до номинального края плазмы при $\rho = b$ (его малый радиус). В такой конфигурации должно выполняться соотношение

$$\frac{b^2}{a_h^2} = \frac{q_b}{q_0}, \quad (3)$$

что объясняет присутствие q в (1).

Во-вторых, переход от (2) к (1) был сделан в [1] путем введения зависящего от K “корректирующего множителя”. Он просто был вставлен без теоретического обоснования.

Появление неравенства в (1) объяснялось тем, что “ступенчатый профиль обладает тем свойством, что он соответствует максимально возможному ℓ_i при заданных q_b и q_0 , где q_0 – запас устойчивости в центре плазмы. Это верно в предположении, что тороидальная плотность тока не меняет знака” [1]. В такой строгой формулировке это можно назвать теоремой ВП (о верхнем пределе) для индуктивности, хотя приведенных выше уравнений и аргументов недостаточно для ее формального доказательства. Однако они покрывают все, что предложено в [1] в поддержку неравенства (1).

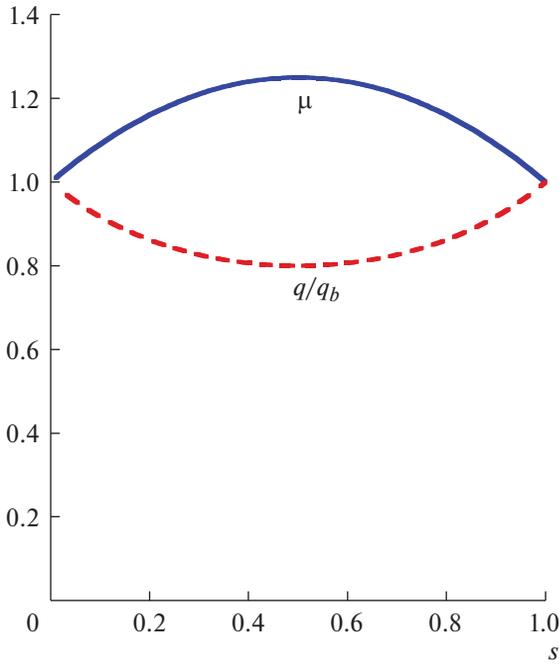


Рис. 1. Верхняя (сплошная) кривая – нормализованное вращательное преобразование μ , предписанное формулой (17) с $k = 1$, а нижняя кривая – соответствующее q/q_b .

Упомянутый Ступенчатый профиль – это математическая абстракция, которая должна отличаться от распределений j_z в реальных экспериментах, а модель, в рамках которой получено (1), предельно проста. Неудивительно, что во многих случаях значения ℓ_i , полученные для плазмы в токамаке Alcator C-Mod с помощью EFIT реконструкции с 52 потоковыми петлями и датчиками полоидального поля и показанные на рисунках 1–4 в [1], заметно отличаются от предписанных формулой (1). Тем не менее, их поведение в целом (“тренды базы данных”) было оценено [1] как разумно согласующееся с (1). Это было частью обсуждения в обоснование экстраполяции выводов на масштаб токамака ИТЭР. На этом уровне приложений естественно возникает вопрос о точности формулы (1).

В [1] она была уверенно описана фразой “найден верхний предел значения внутренней индуктивности на основе аналитических приближений и подтвержден анализом большой базы данных разрядов Alcator C-Mod.” Эта цитата звучит как описание универсально применимого соотношения, но при ближайшем рассмотрении обнаруживаются некоторые странные особенности неравенства (1). Начнем с того, что оно дает $\ell_i \leq 0$ при $q_0 = 1.65q_b$, хотя в этом случае по определе-

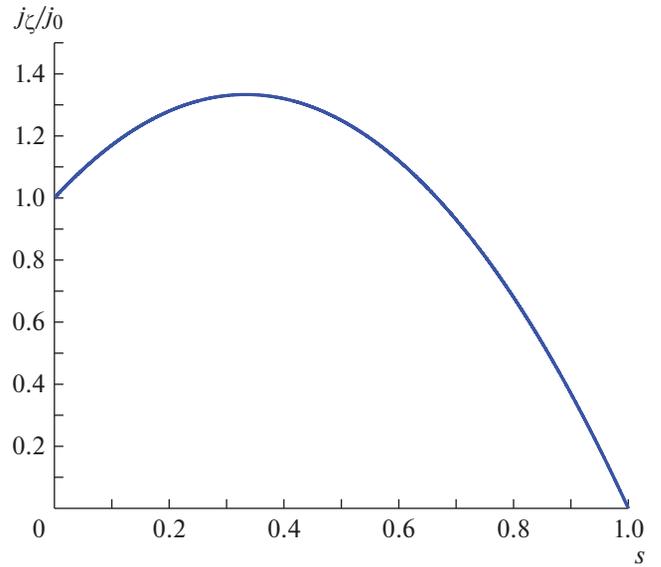


Рис. 2. Плотность тока, предписанная формулой (18) с $k = 1$.

нию (в той же самой цилиндрической модели) величина

$$\ell_i \equiv \int_0^1 \frac{B_\theta^2}{B_J^2} ds \quad (4)$$

должна быть положительной. Здесь B_θ – полоидальное магнитное поле, $B_J \equiv B_\theta(b)$ – его значение на краю плазмы, а

$$s \equiv \rho^2/b^2 \quad (5)$$

– нормированная площадь перпендикулярного сечения магнитной поверхности с малым радиусом ρ . Ясно, что $\ell_i = 0$, если $B_\theta = 0$ всюду в плазме, т.е. при скинированном токе. Случай с $q_0 = 1.65q_b$ разительно далек от этого.

Когда это замечено, становится ясно, что, в остром противоречии с (4), неравенство (1) предсказывает $\ell_i < 0$ при $q_0 > 1.65q_b$. При гораздо больших отношениях q_0/q_b , как получается на токамаках в разрядах с полыми профилями тока и обращенным широм [6–14], ℓ_i в (1) становится глубоко отрицательной. Важно, что единственное условие ВП-теоремы [1] “тороидальная плотность тока не меняет знака” в таких разрядах заведомо выполняется.

Экстравагантное предсказание $\ell_i < 0$ уже могло бы быть достаточным основанием для пересмотра вопроса, но это не единственная мотивация. Уточнение необходимо еще и потому, что при внимательном рассмотрении можно найти случаи с ℓ_i выше “верхнего предела” в конфигурациях даже с плоскими профилями q (что долж-

но идеально соответствовать модели в [1]) при $K \neq 1$. Например, $\ell_i \approx 0.5$ независимо от K было получено аналитически в [15] для равновесия Соловьева. Вычисленное точное значение оказалось равным 0.484 при $K = \sqrt{2.5}$. Оба значения противоречат выводу $\ell_i \leq 0.45$ из уравнения (1) для этого случая. Другим примером является формула $\ell_i = 1/(1 + K^2)$, недавно предложенная в [16], – см. там обсуждение после уравнения (3.21). Она также дает большее значение ℓ_i , чем неравенство (1) при $q_0 = q_b$ и $K < 1$. Дополнительная путаница возникает из-за того, что уравнение (2.8) в [16] предсказывает иную зависимость ℓ_i от K , причем опять же выше уровня неравенства (1).

2. КОНТРПРИМЕРЫ К УРАВНЕНИЮ (1) ДЛЯ КРУГЛОЙ ПЛАЗМЫ

Отправной точкой в [1] была цилиндрическая круглая плазма. В этой геометрии

$$q = \frac{\rho}{R_0} \frac{B_0}{B_\theta}, \quad (6)$$

если продольное (тороидальное) поле B_ζ считать постоянным и равным B_0 во всей плазме. Здесь ρ – радиус, отсчитываемый от главной оси в поперечном сечении, θ – полоидальный угол, ζ – обозначает тороидальный угол или в данном случае его эквивалент, а $2\pi R_0$ – полная длина системы.

Поскольку

$$B_\theta = \frac{\mu_0 J}{2\pi\rho}, \quad (7)$$

мы получим

$$\frac{B_\theta}{B_J} = \frac{J}{J_{pl}} \frac{b}{\rho}, \quad (8)$$

где

$$J \equiv 2\pi \int_0^\rho j_\zeta \rho d\rho \quad (9)$$

– продольный ток через трубку радиуса ρ , а $J_{pl} \equiv J(b)$ – полный ток в плазме. Тогда

$$q = q_b \frac{\rho^2}{b^2} \frac{J_{pl}}{J}. \quad (10)$$

С определениями (5) и

$$\mu \equiv \frac{q_b}{q}, \quad (11)$$

что представляет собой нормированное вращательное преобразование, уравнение (10) эквивалентно равенству:

$$J = J_{pl} s \mu. \quad (12)$$

Также в этих обозначениях

$$\frac{B_\theta^2}{B_J^2} = s \mu^2, \quad (13)$$

что является следствием (5), (8) и (12). В итоге (4) дает

$$\ell_i - \frac{1}{2} = \int_0^1 (\mu^2 - 1) s ds, \quad (14)$$

где правая часть зависит только от $\mu(s)$ (или от профиля q).

Это компактное равенство следует анализировать при основном условии $j_\zeta \geq 0$ ВП теоремы [1]. В нашей задаче

$$j_\zeta = \frac{1}{2\pi\rho} \frac{dJ}{d\rho} = \frac{J_{pl}}{\pi b^2} \frac{d}{ds}(s\mu), \quad (15)$$

поэтому это ограничение сводится к

$$\frac{d}{ds}(s\mu) \geq 0, \quad (16)$$

если считать, что $J_{pl} > 0$.

Уравнение (14) показывает, что $\ell_i = 1/2$, когда $\mu = 1$ во всей плазме, что соответствует $j_\zeta = \text{const}$. Это в точности конкретная реализация (с $a_h = b$) “ступенчатого” профиля, и в таком случае $\ell_i = 1/2$ совпадает с верхней границей в (1).

Ограничение $\ell_i \leq 0.5$ в (1) требует $q_0 = q_b$, но при таком задании q лишь в двух точках уравнение (14) допускает $\ell_i > 0.5$, если μ достигает значений выше единицы при промежуточных s . Рассмотрим для определенности профиль

$$\mu = 1 + ks(1 - s) \quad (17)$$

с постоянным k . Тогда $\mu(0) = \mu(b) = 1$ (или $q_0 = q_b$),

$$j_\zeta = j_0 [1 + k(2s - 3s^2)] \quad (18)$$

так что $j_\zeta \geq 0$, если $0 \leq k \leq 1$, и мы получим из уравнения (14)

$$\ell_i = \frac{1}{2} + \frac{k}{6} \left(1 + \frac{k}{10}\right). \quad (19)$$

Слагаемое с k может увеличить ℓ_i на 30% выше $\ell_i = 1/2$, ожидаемого из (2) при $a_h = b$ или из (1) при $K = 1$ и $q_0 = q_b$.

Этот пример можно проиллюстрировать рис. 1, на котором показаны как $\mu(s)$ (верхняя кривая), так и q/q_b при $k = 1$. На рис. 2 приведена соответствующая плотность тока, заданная равенством (18).

Полагая $k = k(s)$ в (17), мы охватим все семейство профилей μ , подходящих для сравнения с

$\mu(s) = 1$. Естественно, такая $k(s)$ должна быть конечной на концах интервала $[0, 1]$, чтобы сохранить принятое в данном случае ограничение $\mu(0) = \mu(b) = 1$. Большие отклонения μ и j_ζ/j_0 от единицы на рис. 1 и 2 в сочетании с результирующим большим $(\ell_i - 1/2) > 0$ оставляют достаточную свободу для альтернативного выбора k в пределах, налагаемых (16), и обеспечивающего $\ell_i > 1/2$.

С

$$\mu^2 = 1 + \delta, \quad (20)$$

символически представляющим пробную функцию при указанных граничных условиях, мы получим из (14)

$$\ell_i - \frac{1}{2} = \int_0^1 \delta s ds = - \int_0^1 \frac{s^2}{2} \delta'(s) ds, \quad (21)$$

где штрих означает производную. Положительная правая часть снова даст ℓ_i выше “верхнего предела”. При $\delta(0) = \delta(1) = 0$ это легко получается с $\delta' > 0$ (и, соответственно, $\mu' > 0$) в центральной части при малых s , и отрицательной δ' в периферийной области. Именно такое поведение показано на рис. 1. Эту идею легко проиллюстрировать, взяв

$$\delta = \begin{cases} s & \text{at } s \leq 0.5 \\ 1 - s & \text{at } s \geq 0.5 \end{cases}. \quad (22)$$

С таким δ уравнение (21) дает $\ell_i = 5/8$, что на 25% превышает “верхний предел”.

Эти опровержения теоремы ВП можно рассматривать как введение в более общий случай с $q_0 \neq q_b$. Тогда в качестве основы для сравнения следует использовать ступенчатый профиль с $j_\zeta = 0$ на краю плазмы, как в [1].

Если $j_\zeta = 0$ при $a_h < \rho \leq b$, то из (15) с принятыми нормировками получим

$$\mu = \frac{1}{s} \quad (23)$$

при $s \geq s_h \equiv a_h^2/b^2$. Соответственно,

$$\int_{s_h}^1 (\mu^2 - 1) s ds = \int_{s_h}^1 \left(\frac{1}{s^2} - 1 \right) s ds = -\ln s_h - \frac{1 - s_h^2}{2}, \quad (24)$$

что является частью интеграла в (14). С $\mu_h \equiv \mu(s_h)$ последний член в (24) можно представить как

$$(\mu_h^2 - 1) \int_0^{s_h} s ds = \frac{1 - s_h^2}{2}, \quad (25)$$

так как $\mu_h s_h = 1$, см. (23). Следовательно, в этом случае

$$\int_0^1 (\mu^2 - 1) s ds = \int_0^{s_h} (\mu^2 - \mu_h^2) s ds - \ln s_h, \quad (26)$$

и (14) можно представить в виде

$$\ell_i - \left[\frac{1}{2} + \ln \frac{q_b}{q_0} \right] = \int_0^1 (\hat{\mu}^2 - 1) y dy - \ln \frac{q_h}{q_0}, \quad (27)$$

где $\hat{\mu} \equiv \mu/\mu_h = q_h/q$ и $y \equiv s/s_h$. Здесь учтено, что, согласно (11) и (23), $q = q_b s$ при $s_h \leq s \leq 1$.

Это можно использовать при любом q_0/q_b . Конфигурации с $q_0 > 1.65 q_b$ не интересны для нашего обсуждения (1) из-за его нефизического предсказания $\ell_i < 0$ в этом диапазоне. При $q_0 = q_b$ нарушение теоремы ВП было продемонстрировано с μ в виде (17). Рассмотрим теперь профили с $q_0 < q_b$.

Теореме ВП можно было бы доверять, если правая часть (27) всегда была бы отрицательной или нулевой. Чтобы сделать ее положительной, мы можем взять $\hat{\mu}$ таким же, что и μ в (17), но теперь как функцию y вместо s . Эта μ была введена так, чтобы сделать $q_h = q_0$, что обнуляет последнее слагаемое в (27), и мы снова получим ℓ_i больше, чем допускается неравенством (1). Отметим, что $s_h = q_0/q_b$ с таким $\hat{\mu}$.

В [1] уравнение (1) предполагалось математически точным для круглой плазмы. Здесь мы продемонстрировали его нарушение именно в этом случае, при $K = 1$. Доказано, что уравнение (1) фактически не дает верхнего предела для ℓ_i , по крайней мере, когда $K = 1$.

3. КОНТРИМЕР К ВЫРАЖЕНИЮ (1) ДЛЯ ВЫТЯНУТОЙ ПЛАЗМЫ

Возникает вопрос, может ли зависящий от формы плазмы множитель каким-то образом улучшить это соотношение для интересующих нас конфигураций с $K > 1$.

Хорошо известно (и было явно указано в [17–19]), что $\ell_i = 0.5$ для круглой плазмы с однородной плотностью тока. Покажем, что то же самое справедливо и для вытянутой плазмы.

Рассмотрим семейство магнитных поверхностей $a = \text{const}$, описываемое формулой

$$\rho^2 (1 + \epsilon_K \cos 2\theta) = \frac{2K^2}{K^2 + 1} a^2. \quad (28)$$

Здесь a – горизонтальная полуось (“малый радиус”, вдоль линии $\theta = 0$), b – ее значение на грани-

це плазмы, K – вытянутость, т.е. отношение вертикальной и горизонтальной осей эллипса (28), а

$$\epsilon_K \equiv \frac{K^2 - 1}{K^2 + 1}. \quad (29)$$

При однородном j_ζ равновесное решение в приближении большого аспектного отношения дает $K = \text{const}$ в плазме [20–31]. Именно этот случай анализируется ниже.

Для некруглой плазмы ℓ_i часто определяется как [15, 32–36]

$$\ell_i \equiv \frac{1}{B_{pa}^2 \Omega_{pl}} \int \mathbf{B}_p^2 d\tau, \quad (30)$$

где \mathbf{B}_p – полоидальное магнитное поле, связанное с полоидальным магнитным потоком $\psi(r, z)$ соотношением

$$2\pi \mathbf{B}_p = \nabla \psi \times \nabla \zeta, \quad (31)$$

интегрирование ведется по объему плазмы, $d\tau$ – элемент этого объема, Ω – полный объем плазмы, а

$$B_{pa} = \frac{\mu_0 J_{pl}}{L} \quad (32)$$

с полным тороидальным током в плазме J_{pl} , L – длина контура поперечного сечения границы плазмы. Здесь рассматривается тороидальная плазма, (r, ζ, z) – обычные цилиндрические координаты, связанные с главной вертикальной осью, ζ – тороидальный угол. Для круглой плазмы с большим аспектным отношением (30) сводится к (4).

Для вычисления (30) используем стандартные соотношения теории равновесия

$$\mu_0 J = -\frac{V'}{\psi'} \langle \mathbf{B}_p^2 \rangle = -\alpha_{22} \psi'. \quad (33)$$

Это прямые следствия уравнений $\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}_p / \mu_0$ и (31), J – ток, текущий внутри тороидальной трубки $\psi = \text{const}$, $V(a)$ – объем такого тора, штрих означает производную по потоковой метке a (ниже это будет a , введенная в (28)),

$$\langle f \rangle \equiv \frac{d}{dV} \int_V f d\tau \quad (34)$$

обозначает усреднение по объему dV тороидального слоя между соседними магнитными поверхностями. Подробнее см., например, [36, 37], где величина

$$\alpha_{22} \equiv V' \left\langle \left(\frac{\nabla a}{2\pi r} \right)^2 \right\rangle \quad (35)$$

была рассчитана для геометрии, описанной равенством (28):

$$\alpha_{22}^0 \equiv \frac{a}{R_a} \frac{K^2 + 1}{2K}. \quad (36)$$

Верхний индекс 0 указывает на то, что вытянутость постоянна по радиусу ($K' = 0$), а $R_a \equiv R_0 + \Delta(a)$ представляет собой радиальное положение центра поверхности со смещением $\Delta(a)$ относительно фиксированной точки $r = R_0$.

С (33) и (34) для интеграла в (30) получится

$$\int_{pl} \mathbf{B}_p^2 d\tau = \int_{pl} \langle \mathbf{B}_p^2 \rangle V' da = \mu_0^2 \int_a^b \frac{J^2}{\alpha_{22}} da. \quad (37)$$

Для тока J через тор с вытянутым сечением $a = \text{const}$, описываемым (28) с $K = \text{const}$ (и, соответственно, $j_\zeta = \text{const}$), имеем

$$J(a) = j_\zeta S_\perp = J_{pl} \frac{a^2}{b^2}, \quad (38)$$

где $S_\perp = \pi K a^2$ – площадь поперечного сечения.

С помощью этой формулы и $\alpha_{22} = \alpha_{22}^0$ уравнение (37) сводится к

$$\int_{pl} \mathbf{B}_p^2 d\tau = \frac{(\mu_0 J_{pl})^2 b}{\alpha_{22}^0(b) 4}. \quad (39)$$

Подстановка (32) и (39) в (30) дает

$$\ell_i = \frac{L^2}{\alpha_{22}^0(b) \Omega 4}. \quad (40)$$

Это чисто геометрическая величина. Объем тора с эллиптическим поперечным сечением, заданным (28), равен

$$V(a) = 2\pi^2 K a^2 R_a. \quad (41)$$

Тогда

$$\Omega \equiv V(b) = L_{SN}^2 R_b \frac{K}{K^2 + 1} = L_{SN}^2 \frac{b}{2\alpha_{22}^0(b)}, \quad (42)$$

где использованы уравнение (36) и определение

$$L_{SN} \equiv 2\pi b \sqrt{\frac{K^2 + 1}{2}}, \quad (43)$$

а R_b обозначает большой радиус плазменного шнура.

Подстановка (42) в (40) дает

$$\ell_i = \frac{L^2}{2L_{SN}^2} = \frac{1}{2}. \quad (44)$$

На последнем шаге использован тот факт, что

$$L = 2\pi b K \left[\frac{2E(k)}{\pi} \right] \approx L_{SN}, \quad (45)$$

где E – полный эллиптический интеграл второго рода, а $k \equiv \sqrt{1 - 1/K^2}$. Аппроксимация L_{SN} для L была предложена в [38]. При $K \leq 2$, представляющем практический интерес, разница между L и L_{SN} незначительна.

Отметим, что (44) дает $\ell_i = 1/2$ независимо от вытянутости K . Это отличается от предсказания (1), но для завершения сравнения необходимо найти q_b/q_0 в рассматриваемом случае.

В токамаке запас устойчивости определяется как [19, 39–43]

$$q = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{B_z}{rB_p} d\ell_p, \quad (46)$$

где интегрирование осуществляется по полой контуру поверхности $a = \text{const}$. Согласно (31), $2\pi r \mathbf{B}_p = \nabla a \times \mathbf{e}_z \psi'$. Следовательно, (46) сводится к

$$q = -\frac{d\Phi}{d\psi}, \quad (47)$$

где Φ – тороидальный магнитный поток. Используя (33), (36) и (38), чтобы выразить $d\psi$, и равенство $\Phi = B_0 S_{\perp}$, справедливое в низшем приближении ($S_{\perp} = \pi a^2 K$), где малый вклад от плазмы в Φ (в крайнем случае 1–2%) не учитывается, из (47) для конфигураций с $K = \text{const}$ получим

$$q = -\frac{\Phi'}{\psi'} = \frac{5b^2 B_0}{R_0 J_{MA}} \frac{K^2 + 1}{2}, \quad (48)$$

что лишь незначительно отличается от формул (A10) и (A11) для q_{95} в [44] и от уравнения (4) в [45]. Здесь J_{MA} и J_{pl} выражены в мегаамперах.

Уравнение (48) дает q постоянным по сечению плазмы, что делает $\ln(q_b/q_0) = 0$. Тогда $\ell_i = 1/2$ в уравнении (44) превышает “верхний предел”, получаемый из (1) при $K \neq 1$. Напомним, что точное значение, вычисленное для равновесия Соловьева при $K = \sqrt{2.5}$ и $\beta_p = 0.682$ в [15] было 0.484, что всего лишь на 3% меньше нашего аналитического результата (44).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Во введении мы упомянули две формулы для ℓ_i , предложенные в [16] для той же конфигурации с $K = \text{const}$. Выкладки, приводящие к (44), показывают, что те соотношения в [16] ошибочны. Этот вывод подтверждается также и тем, что они неинвариантны относительно замены $K \rightarrow 1/K$, тогда как конфигурации с K_1 и K_2 в цилиндрическом приближении неразличимы, если $K_1 K_2 = 1$. Добавим к этому, что выражение $\ell_i = 1/(1 + K^2)$ из

[16] при вполне умеренном $K = 1.5$ дает $\ell_i \approx 0.3$ вместо $\ell_i = 0.5$. Столь большое отличие избавляет от необходимости дальнейших обсуждений этой темы.

Представленный выше анализ показывает, что ограничение (1) оказывается неверным как при $K = 1$, так и при $K \neq 1$. Для вытянутой плазмы оно опровергается в простейшем случае с $q = \text{const}$. Для круглой плазмы – конкретными примерами с большим превышением ℓ_i над “верхним пределом”. Существование конфигураций с обратным широм [6–14] и $j_z \geq 0$ – дополнительный аргумент против (1).

Теоретические сравнения, предложенные в [1], оперировали с профилями j_z , подчиненными единственному ограничению $j_z \geq 0$. Это чисто электромагнитный подход, никак не зависящий от свойств плазмы. Фактически он эквивалентен рассмотрению вначале различных распределений тока в сплошном цилиндрическом проводнике, а после этого в формулу просто добавляется коэффициент, зависящий от формы.

Математически тороидальная поправка действительно может быть незначительной, что подтверждается уравнением (44), полученным с α_{22} , вычисленным для тора с большим аспектным отношением [36, 37]. Однако в том же приближении уравнения равновесия дают [18, 19, 23, 37, 39, 41, 43]

$$\Delta'(b) = -\frac{b}{R_b} \left(\beta_p + \frac{\ell_i}{2} \right) \quad (49)$$

для радиальной производной Δ' смещения Шафранова на границе тороидальной плазмы с $K = 1$. Здесь

$$\beta_p \equiv \frac{2\mu_0}{B_{pa}^2 \Omega_{pl}} \int p d\tau \quad (50)$$

описывает вклад от давления плазмы p .

Вложенные поверхности существуют, когда $|\Delta'| < 1$. В токамаке желательно иметь большую β_p и малые $|\Delta'|$. Эти неизбежные требования и уравнение (49) подразумевают, что практический предел для ℓ_i должен зависеть от β_p . Такая зависимость не могла появиться в формуле (1), полученной для цилиндра, но из уравнения (49) следует, что она может стать существенной при высоком β_p .

Обычно уравнение (49) считается основой для оценки равновесного предела β_p . Такая интерпретация естественна по двум причинам. Во-первых, высокое давление плазмы является главной целью экспериментов. Во-вторых, при умеренных β_p и разумных $|\Delta'|$ уравнение (49) позволяет

значительно более высокие ℓ_i , чем достигаются при нормальной работе токамаков. Тем не менее, при $|\Delta| \rightarrow 1$ и $\beta_p \rightarrow R_{pl}/b$ это уравнение превращается в весьма существенное ограничение для ℓ_i .

Эти аргументы показывают, что чисто электромагнитный подход с произвольным заданием j_z и формы магнитных поверхностей (без требования $\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$) недостаточен для оценки верхнего предела ℓ_i . Этот факт также подтверждается экспериментальными результатами. Графики зависимости ℓ_i от K , представленные на рис. 3 и 4 в [1] для равновесной плазмы без срывов в токамаке Alcator C-Mod, демонстрируют существенно более сильную зависимость ℓ_i от K , чем предписано соотношением (1).

Известно, что ℓ_i естественным образом возникает в так называемых вириальных соотношениях [15, 17–19, 32–36, 38–40, 45], которые дают

$$2(\alpha - 1)\ell_i = S_1 + S_2(1 - R_i/R_0) - 2S_3, \quad (51)$$

что воспроизводит уравнения (18) в [15] или (22) в [32]. Там и в [36] полностью определены значения всех символов, а в [36] входящие в правую часть интегралы $S_1 - S_3$ вычислены для плазмы с эллиптическими смещенными поверхностями вблизи границы. Кроме этих величин необходимо еще знание интегрального параметра

$$\alpha \equiv 2 \int_{pl} B_z^2 d\tau / \int_{pl} B_p^2 d\tau. \quad (52)$$

В работах на токамаке JET было установлено, что его вычисление является наиболее трудным моментом в задаче определения ℓ_i [33–35], поэтому до сих пор известны лишь простые оценки для α , точность которых невысока. Предложенный в [33–35] скейлинг JET для α в сочетании с аналитическими результатами [36] можно использовать для нахождения ограничения ℓ_i из (51), но это отдельная большая задача. Тем не менее, именно (51) следует считать основой для замены (1).

Автор благодарен экспертам Тематической группы ИТРА по МГД, срывам и управлению за многочисленные полезные обсуждения, а также российским коллегам С.В. Коновалову и Ю.В. Грибову за поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ferrara M., Hutchinson I.H., Wolfe S.M. // Nucl. Fusion. 2008. V. 48. P. 065002.
2. Freidberg J.P., Graf M., Niemczewski A., Schultz S., Shajii A. Plasma Phys. Controlled Fusion. 1993. V. 35. P. 1641.
3. Elahi A.S., Ghoranneviss M. IEEE Transactions On Plasma Science. 2013. V. 41. P. 334.

4. Asif M. Journal of Modern Physics. 2013. V. 4. P. 579.
5. Noori E., Sadeghi Y., Mehdian H. Phys. Scr. 2015. V. 90. P. 105604.
6. Gormezano C. Plasma Phys. Controlled Fusion. 1999. V. 41. P. B367.
7. ITER Physics Expert Group on Disruptions, Plasma Control, and MHD and ITER Physics Basis Editors, Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 2251.
8. Hawkes N.C., Stratton B.C., Tala T., Challis C.D., Conway G., DeAngelis R., Giroud C., Hobirk J., Joffrin E., Lomas P., Lotte P., Mailloux J., Mazon D., Rachlew E., Reyes-Cortes S., Solano E., Zastrow K.-D. Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 115001.
9. Fujita T., Oikawa T., Suzuki T., Ide S., Sakamoto Y., Koide Y., Hatae T., Naito O., Isayama A., Hayashi N., Shirai H. Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 245001.
10. Günter S., Gude A., Hobirk J., Maraschek M., Saarelma S., Schade S., Wolf R.C., ASDEX Upgrade Team, Nuclear Fusion. 2001. V. 41. P. 1283.
11. Kamada Y. JT-60 Team, Nuclear Fusion. 2001. V. 41. P. 1311.
12. Chankin A.V., Mukhovatov V.S., Fujita T., Miura Y. Plasma Phys. Controlled Fusion. 2003. V. 45. P. 323.
13. Hammett G.W., Jardin S.C., Stratton B.C. Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 4048.
14. Hender T.C., Wesley J.C., Bialek J., Bondeson A., Boozer A.H., Buttery R.J., Garofalo A., Goodman T.P., Granetz R.S., Gribov Y., Gruber O., Gryaznevich M., Giruzzi G., Guenter S., Hayashi N. et al. Nucl. Fusion. 2007. V. 47. P. S128.
15. Lao L.L., John H.S., Stambaugh R.D., Pfeiffer W. Nucl. Fusion. 1985. V. 25. P. 1421.
16. Aghbolaghi M.A., Farahani N.D., Davani F.A. Fusion Eng. Des. 2019. V. 143. P. 1.
17. Shafranov V.D. J. Nucl. Energy C. 1963. V. 5. P. 251.
18. Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы. Вып. 2 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 92. [V.D. Shafranov, in *Reviews of Plasma Physics*, edited by M.A. Leontovich (Consultants Bureau, New York, 1966), Vol. 2, p. 103.]
19. Wesson J.A. Tokamaks (Clarendon, Oxford, 2004).
20. Gajewski R. Phys. Fluids. 1972. V. 15. P. 70.
21. Strauss H.R. Phys. Fluids. 1974. V. 17. P. 1040.
22. Papaloizou J.C.B., Rebelo I., Field J.J., Thomas C.L., Haas F.A. Nucl. Fusion. 1977. V. 17. P. 33.
23. Захаров Л.Е., Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы. Вып. 11 / Под ред. М.А. Леонтовича и Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоиздат, 1982. С. 118. [L.E. Zakharov and V.D. Shafranov, in *Reviews of Plasma Physics*, edited by M.A. Leontovich, B.B. Kadomtsev (Consultants Bureau, New York, 1986), Vol. 11, p. 153.]
24. Goedbloed J.P., Zakharov L.E. // Nucl. Fusion. 1980. V. 20. P. 1515.
25. Coelho R., Porcelli F. // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 930.
26. Porcelli F., Yolbarsop A. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 054501.
27. Porcelli F., Yolbarsop A., Barberis T., Fitzpatrick R. // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 1785. P. 012004.

28. *Yolbarsop A., Porcelli F., Fitzpatrick R.* // Nucl. Fusion. 2021. V. 61. P. 114003.
29. *Barberis T., Porcelli F., Yolbarsop A.* // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 064002.
30. *Yolbarsop A., Porcelli F., Liu W., Fitzpatrick R.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64. P. 105002.
31. *Barberis T., Yolbarsop A., Porcelli F.* J. Plasma Phys. 2022. V. 88. P. 905880511.
32. *Bongard M.W., Barr J.L., Fonck R.J., Reusch J.A., Thome K.E.* // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 072508.
33. *Barana O., Murari A., Joffrin E., Sartori F.* Contributors to the EFDA-JET work programme, Plasma Phys. Contr. Fusion. 2002. V. 44. P. 2271.
34. *Barana O., Joffrin E., Murari A., Sartori F.* Contributors to the EFDA JET Work program, Fusion Eng. Des. 2003. V. 66–68. P. 697.
35. *Barana O., Murariv A., Sartori F., Joffrin E.* Contributors to the EFDA-JET Workprogramme, Nucl. Fusion. 2004. V. 44. P. 335.
36. *Pustovitov V.D.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 092507.
37. *Pustovitov V.D.* in *Reviews of Plasma Physics*, edited by B.B. Kadomtsev and V.D. Shafranov (Consultants Bureau, New York, 2000), Vol. 21, pp. 1–201.
38. *Swain D.W., Neilson G.H.* // Nucl. Fusion. 1982. V. 22. P. 1015.
39. *Freidberg J.P.* *Ideal Magnetohydrodynamics* (Plenum, New York, 1987).
40. *Takeda T., Tokuda S.* // J. Comput. Phys. 1991. V. 93. P. 1.
41. *Miyamoto K.* *Fundamentals of Plasma Physics and Controlled Fusion* (Iwanami, Tokyo, 1997).
42. *Пустовитов В.Д.* // *Физика плазмы*. 1998. Т. 24. С. 554. [V.D. Pustovitov, Plasma Phys. Rep. 1998. V. 24. P. 510.]
43. *Goedbloed J.P., Keppens R., Poedts S.* // *Advanced Magnetohydrodynamics with Applications to Laboratory and Astrophysical Plasmas* (Cambridge University Press, Cambridge, 2010).
44. ITER Physics Basis Editors, ITER Physics Expert Group Chairs and Co-Chairs, ITER Joint Central Team and Physics Integration Unit, Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 2137.
45. *Strait E.J.* Fusion Sci. Technol. 2005. V. 48. P. 864.

УДК 533.9

ДИАГНОСТИКА ЛАЗЕРНОГО ИНДУЦИРОВАННОГО ТУШЕНИЯ ДЛЯ ДИВЕРТОРНОЙ ПЛАЗМЫ Т-15МД

© 2023 г. Д. Д. Криворучко^{a,b,*}, А. В. Горбунов^a, А. А. Пшенов^{a,c}, Д. С. Панфилов^{a,c}^a НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия^b Научно-исследовательский университет “Московский физико-технический институт”, Долгопрудный, Россия^c НИЯУ Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

*e-mail: daria.krivoruchko@phystech.edu

Поступила в редакцию 02.02.2023 г.

После доработки 16.03.2023 г.

Принята к публикации 25.03.2023 г.

Диагностику на основе лазерного индуцированного тушения (ЛИТ) и лазерной индуцированной флуоресценции (ЛИФ) планируется использовать на токамаке Т-15МД для локальных измерений концентрации атомарного водорода $n_a(\text{H I})$ в диверторной плазме. Рассмотрены как физические, так и технические аспекты разработки диагностической системы. Для зондирования плазмы предлагается использовать модулированный во времени тулиевый волоконный лазер с длиной волны генерации 1875 нм и пиковой мощностью 5 Вт. Наблюдение сигналов будет проводиться двумя системами сбора света: вакуумной для измерений в районе ударной точки и атмосферной для остальной области дивертора. Физическое обоснование применимости диагностики основано на расчете ожидаемых сигналов тушения и флуоресценции, а также фонового излучения в линиях с помощью модифицированной столкновительно-излучательной модели. В расчетах использовались 2D-распределения параметров плазмы, полученные в коде SOLPS 4.3, для сценариев работы токамака с и без дополнительного нагрева плазмы. Ожидаемые ошибки измерений $n_a(\text{H I})$ ЛИТ-методом лежат в пределах 10% для большинства точек, и не превышают 25% для всех рассматриваемых сценариев работы токамака при условии усреднения сигналов за 10 мс. ЛИФ-метод позволяет проводить измерения с относительными ошибками до 50%.

Ключевые слова: диагностика плазмы, лазерная индуцированная флуоресценция, ЛИФ, лазерное индуцированное тушение, ЛИТ, дивертор, токамак, концентрация атомов водорода

DOI: 10.31857/S0367292123600152, **EDN:** WYGLTG

ВВЕДЕНИЕ

На современных термоядерных установках для исследования диверторной плазмы широко применяются спектроскопические методы, такие как томсоновское рассеяние [1–3], эмиссионная спектроскопия видимого [4, 5], УФ- [6] и ИК-диапазонов [7], спектроскопия на основе дополнительной инъекции газов (например, “гелиевый термометр”) [8, 9], искровая спектроскопия [10, 11] и другие [12, 13]. Особенностью перечисленных методов измерений, за исключением томсоновского рассеяния, является сравнительно низкое пространственное разрешение, обусловленное тем, что спектры излучения плазмы интегрируются вдоль хорд наблюдения, пересекающих участки плазмы с отличающимися на порядки температурой и плотностью. В подобных условиях приходится использовать приближенные модели пристеночной плазмы, или опираться на численные коды [14, 15], сравнивая не локальные, а интегральные экспериментальные и

расчетные параметры. Томсоновское рассеяние (ТР) среди диагностик выделяется локальностью измерений, пространственное разрешение определяется областью пересечения лазерного пучка и хорды наблюдения, и может достигать нескольких миллиметров. Однако диагностика ТР дает данные только об электронной компоненте плазмы (n_e , T_e), в то время как для понимания процессов, протекающих в диверторной плазме, необходима также информация по атомам, ионам и молекулам.

В данной работе рассмотрена возможность применения диагностики лазерного индуцированного тушения (ЛИТ) [16–18] и лазерной индуцированной флуоресценции (ЛИФ) [19–21] для измерения концентрации атомарного водорода $n_a(\text{H I})$ в диверторной плазме токамака Т-15МД.

Т-15МД – термоядерная установка типа токамак с малым аспектным соотношением $A = 2.2$, большой вытянутостью плазмы $k = 1.8$, торои-

дальним магнитным полем до $B_T = 2$ Тл (на оси) и диверторной конфигурацией магнитного поля [22]. Помимо омического нагрева на начальном этапе работы на установке будет реализован дополнительный электрон-циклотронный нагрев (мощностью до 8 МВт) и нагрев пучком ускоренных атомов (мощностью от 6 до 10 МВт), а в дальнейшем добавится ниже-гибридный (до 4 МВт) и ион-циклотронный нагрев (до 6 МВт). Высокая мощность дополнительного нагрева плазмы приводит к большим нагрузкам на первую стенку камеры и элементы дивертора. Ожидается, что до половины всей вводимой мощности будет поступать в дивертор: удельное (погонное) значение мощности составит 1.5–2.0 МВт/м, а в пересчете на площадь – до 10–15 МВт/м², в то время как допустимый поток мощности на охлаждаемые водой углеродные тайлы дивертора ограничен значением 10 МВт/м² (по расчетам, аналогичным для установки ИТЭР [23]). Высокая мощность, поступающая в дивертор, указывает на необходимость контроля параметров плазмы и режимов работы дивертора.

Измерение концентрации атомов водорода необходимо для исследования процесса отрыва плазмы от поверхности пластин дивертора (детачмента), контроля и управления режимами работы дивертора (с высоким рециклингом, с частичным и полным отрывом плазмы от пластин дивертора), изучения процессов переноса энергии и частиц, определения положения ионизационного и рекомбинационного фронтов.

Оба метода (ЛИТ и ЛИФ) основаны на лазерной накачке одной из спектральных линий атома водорода. Отличие заключается в регистрации увеличения светимости линий водорода (флуоресценции) или частичном уменьшении яркости линии (тушении) в результате воздействия импульсного лазерного излучения. ЛИТ и ЛИФ, также как и ТР, являются локальными диагностиками, следовательно позволяют измерять пространственное распределение концентрации водорода вдоль траектории лазерного пучка.

2. МЕТОД ЛАЗЕРНОГО ИНДУЦИРОВАННОГО ТУШЕНИЯ И ЛАЗЕРНОЙ ИНДУЦИРОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

ЛИФ-метод основан на лазерной накачке выбранного оптически-разрешенного перехода атома или иона с последующим наблюдением сигнала флуоресценции в той же или другой спектральной линии. В работе рассматривается спектроскопическая схема с лазерной накачкой линии 1875.1 нм и регистрацией флуоресценции в линии 486.1 нм (линия атомарного водорода H_β) (рис. 1). Метод ЛИТ основан на частичном туше-

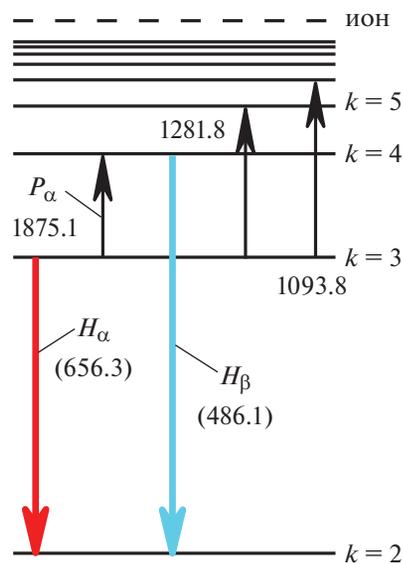


Рис. 1. Спектроскопическая схема ЛИФ/ЛИТ-диагностик водорода.

нии наиболее интенсивной линии атомарного водорода ($H_\alpha = 656.3$ нм) в видимом диапазоне длин волн за счет лазерного возбуждения $k = 3$ состояния атомов на более высокие уровни. Во время воздействия лазерного излучения с длиной волны, соответствующей одному из переходов между уровнями $k = 3$ и $k \geq 4$ (линии серии Пашена), часть атомов из $k = 3$ состояния переходят на более высокие уровни. Пропорционально уменьшению населенности в $k = 3$ состоянии снижается и интенсивность свечения линии H_α .

Лазерная накачка в спектральных линиях серии Пашена позволяет разнести длины волн лазерного излучения и регистрируемых сигналов как тушения (656.3 нм), так и флуоресценции (486.1 нм), в отличие от ранее применяемой резонансной спектроскопической схемы с накачкой и наблюдением флуоресценции в одной и той же линии H_α [24, 25]. Так как в предлагаемой схеме длины волн лазерного излучения и регистрируемого сигнала разнесены, ЛИТ и ЛИФ с накачкой в $P_\alpha = 1875.1$ нм может применяться как в районе X-точки, так и вблизи стенки, не опасаясь паразитной лазерной засветки.

Для интерпретации сигналов тушения/флуоресценции и расчета полной концентрации атомов водорода $n_a(H)$ используется специально-разработанная динамическая столкновительно-излучательная модель (СИМ). Метод ЛИТ, физические приближения в СИМ и особенности выбора спектроскопических схем рассмотрены в [16].

3. ГЕОМЕТРИЯ ЗОНДИРОВАНИЯ И ДИАГНОСТИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

При проектировании ЛИТ- и ЛИФ-систем диагностики диверторной плазмы установки Т-15МД необходимо учитывать конструкционные особенности установки: большие габариты камеры, размещение оборудования на расстояниях превышающих десятки метров в разных помещениях, вибрации, ограниченный доступ к компонентам диагностики во время работы токамака. В данном разделе рассмотрены технические аспекты реализации ЛИТ- и ЛИФ-диагностики в диверторе токамака. Рассмотрены концептуальные задачи: выбрана геометрическая схема зондирования плазмы во внешней “ноге” дивертора, представлено обоснование требований к лазерной системе и оптике для ввода лазерного излучения в плазму, описана система сбора света, состоящая из внутривакуумной оптики и атмосферного объектива.

3.1. Геометрическая схема измерений

Геометрическая схема зондирования диверторной плазмы Т-15МД представлена на рис. 2. Лазерный луч вводится в область внешней ноги дивертора через вертикальный диверторный патрубок; для сбора полезных сигналов планируется использовать две оптические системы: атмосферную, расположенную за вакуумным окном горизонтального диверторного патрубка, предназначенную для наблюдения сигналов из верхней части хорды зондирования, и внутривакуумную оптику для регистрации сигналов из нижних точек.

Нумерация хорд наблюдения идет снизу вверх, всего планируется до 20 хорд наблюдения, из которых 5 хорд – детектируются внутривакуумными объективами и 15 хорд атмосферным объективом. Ожидаемое пространственное разрешение вдоль лазерного луча (продольный размер области пересечения приемной системы и лазерного луча) варьируется от 19 мм для вакуумных объективов до 27 мм – для атмосферного. Диаметр лазерного пучка в области измерения около 4 мм. Телесный угол наблюдения сигналов определяется используемой оптикой и составляет примерно 4.0×10^{-3} ср для вакуумной системы сбора сигналов и около 6.4×10^{-3} ср для атмосферной. Расчетное пропускание оптического тракта ожидается в пределах 0.33–0.38.

3.2. Лазерная система и ввод излучения в дивертор

Для диагностики ЛИТ и ЛИФ был выбран модулированный тулиевый волоконный лазер 1875 нм с перестройкой длины волны в пределах ± 2 нм. Такая лазерная система при меньшей уни-

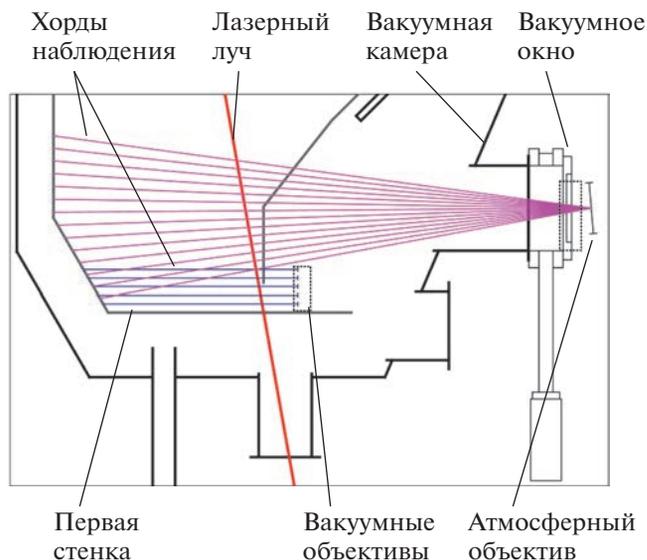


Рис. 2. Схема зондирования плазмы ЛИТ- и ЛИФ-диагностиками в диверторе токамака Т-15МД.

версальности по сравнению с традиционными импульсными лазерными источниками позволяет достичь лучшего временного разрешения одновременно с более высокой точностью измерений, что было продемонстрировано в [16]. Ключевые параметры лазерного излучения: центральная длина волны $\lambda_1 = 1875$ нм, спектральная ширина линии $\Delta\lambda_1 = 2$ нм, пиковая мощность не менее $P \geq 5$ Вт, частота повторения импульсов не хуже 1–2 МГц со скважностью 2–5.

Передача излучения из лазерной комнаты до установки будет осуществляться через одномодовое оптоволокно (диаметр сердцевины $d_{core} \approx 10$ мкм, числовая апертура $NA = 0.12 \pm 0.01$). Такой способ заведения возможен благодаря тому, что для измерений сигнала атомов водорода подходят лазеры малой мощности (в районе 5–10 Вт). Таким образом, пропадает необходимость разработки сложной зеркальной оптической системы доставки излучения, а также упрощается задача юстировки положения зондирующего лазерного пучка в плазме и обслуживание системы. Потери мощности на зеркальном тракте и оптоволокне сопоставимы и составляют около 10%.

Лазерный луч вводится в область внешней ноги дивертора с помощью поворотно-коллимирующего блока, установленного за вакуумным окном на фланце патрубка. Расходящийся на выходе из оптоволокна лазерный пучок коллимируется и одновременно поворачивается на 90° параболическим зеркалом с фокусным расстоянием $F = 15$ мм. Коллиматор формирует квазипараллельный пучок диаметром примерно 3.5 мм на

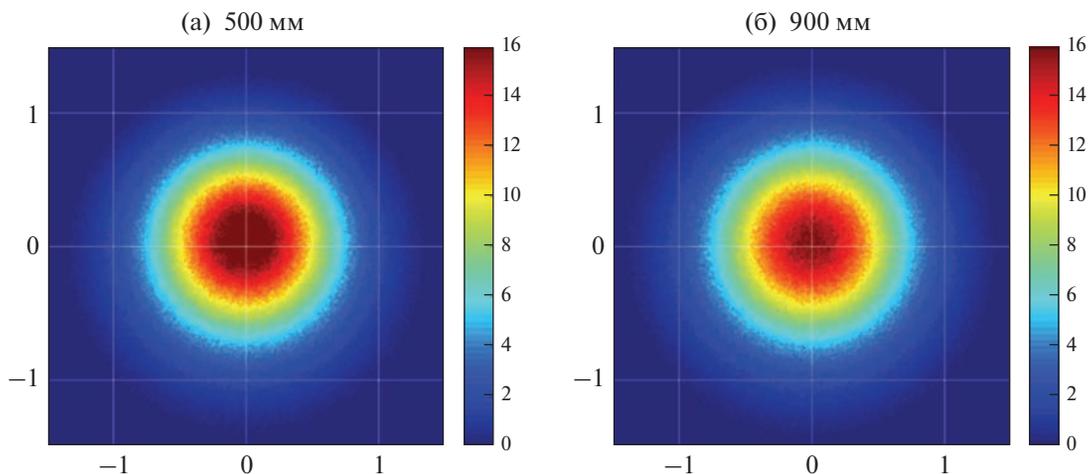


Рис. 3. Распределение мощности лазерного излучения (цветом в отн. ед.) по сечению пучка на расстоянии 500 мм (а) и 900 мм (б) от торца коллиматора, размеры указаны в миллиметрах.

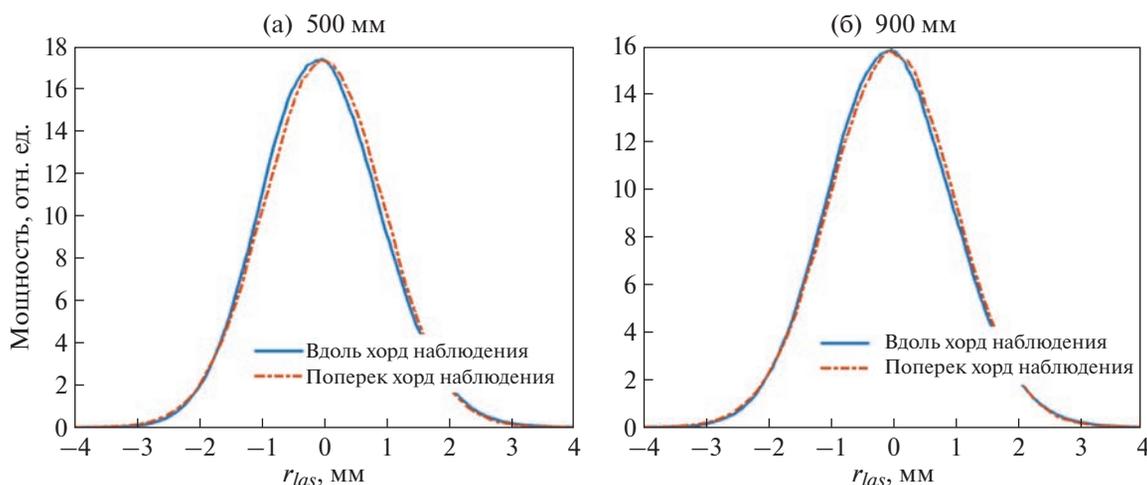


Рис. 4. Распределение мощности лазерного излучения (отн. ед.) в лазерном пучке на расстоянии 500 мм (а) и 900 мм (б) от торца коллиматора.

торце коллиматора. При необходимости на выход может быть установлено защитное окно или длиннофокусная линза для создания перетяжки лазерного пучка в области измерений.

В зависимости от расстояния от коллиматора до точки пересечения лазерного пучка и хорд наблюдения, диаметр пучка меняется из-за угловой расходимости излучения. На рис. 3 показано распределение по сечению мощности лазерного излучения для расстояния 500 мм (нижняя точка измерения) и 900 мм (верхняя точка измерения) от торца коллиматора. В нижней точке измерения диаметр лазерного пучка составляет $d \approx 3.8$ мм (по уровню $1/e^2$ от максимальной амплитуды плотности мощности, что соответствует примерно 86% полной энергии), в верхней точке $d \approx 4.0$ мм.

Распределение удельной мощности в пучке вдоль и поперек хорд наблюдения (вертикальная

и горизонтальная линии, проходящие через центр рис. 3) показано на рис. 4 для тех же расстояний от коллиматора. Незначительная асимметрия в распределении, связана с наклоном параболического зеркала к оси световода. Распределение мощности по радиусу лазерного пучка имеет колоколообразную форму, близкую к гауссовой. Таким образом, размер пучка по хорде зондирования практически не меняется и обеспечивает пространственное разрешение поперек луча не хуже 5 мм.

3.3. Приемная оптическая система

Сбор сигналов тушения и флуоресценции планируется проводить с использованием двух оптических систем: вакуумной и атмосферной. Верхняя часть хорды зондирования (пурпурные линии сбора света на рис. 2) наблюдается атмосферным

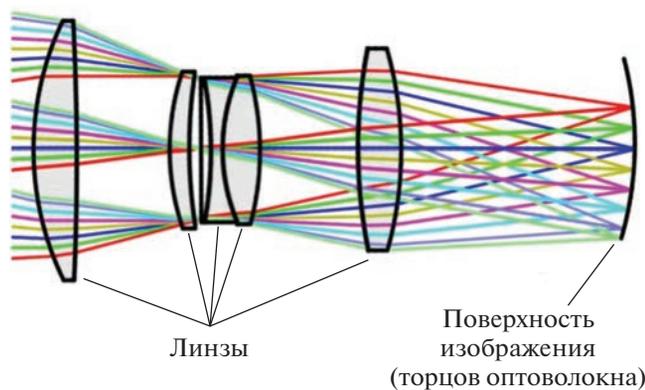


Рис. 5. Оптическая схема атмосферного объектива.

объективом, установленным сразу за вакуумным окном горизонтального диверторного патрубка. Объектив будет закреплен на вакуумном фланце, а точная юстировка системы будет осуществляться за счет перемещения модуля оптоволоконного коллектора. Выбор в качестве точки крепления камеры токамака, а не фундамента здания связан с тем, что вакуумные объективы могут быть закреплены только на стенке камеры. Поэтому чтобы уменьшить влияние относительных перемещений собирающей оптики и поворотноколлимирующего блока, задающего положение лазерного пучка в плазме, решено монтировать все оптические компоненты диагностики на единую базу – корпус вакуумной камеры. От токамака до диагностической комнаты со спектральным и регистрирующим оборудованием сигналы будут передаваться оптоволоконными жгутами.

Атмосферный объектив (рис. 5) был специально разработан и рассчитан для диагностики на Т15-МД в спектральном диапазоне длин волн от 450 нм до 1060 нм. Характеристики объектива: длина 220 мм, диаметр первой линзы $D \approx 140$ мм, фокусное расстояние $f \approx 190$ мм; светосила $F \approx 2.2$; коэффициент увеличения варьируется вдоль хорды зондирования от 4.8 до 5.0. Ожидаемое пропускание в зависимости от длины волны составляет 70–90%: $T_{450\text{нм}} = 72\%$, $T_{700\text{нм}} = 90\%$, $T_{1000\text{нм}} = 84\%$, $T_{1065\text{нм}} = 83\%$. Оптическое разрешение не хуже 17 пар линий на миллиметр (60 мкм).

Полезный сигнал с атмосферного объектива поступает на сборку оптоволоконных коллекторов, каждый размером 5.30×1.44 мм с оптоволоконном 220 мкм и $NA = 0.22$. Параметры коллекторов выбраны такими же, как и для диагностики тангенциального томсоновского рассеяния Т-15МД [26]. Такая унификация снижает стоимость изготовления и обеспечивает частичную взаимозаменяемость двух лазерных диагностик.

Изображение оптоволоконныхборок на лазерном пучке показано на рис. 6. Ширина и высота отрезков сбора сигналов варьируются в зависи-

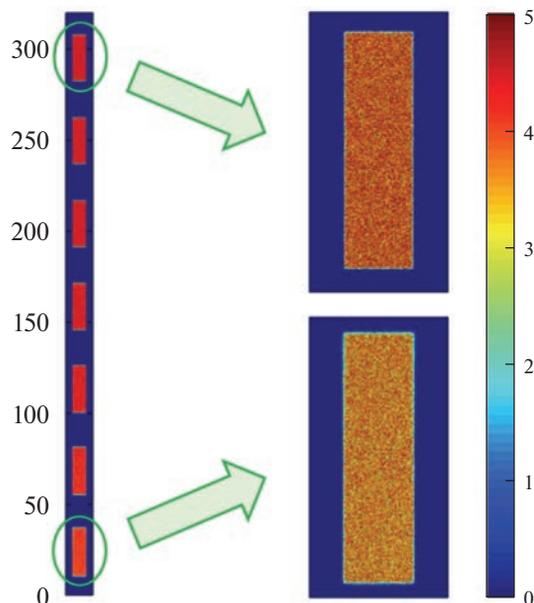


Рис. 6. Изображение оптоволоконныхборок на лазерном луче для атмосферного объектива: цветом показана интенсивность в отн.ед., размеры – в миллиметрах.

мости от хорды наблюдения и составляют в среднем $\Delta x_{chord} = 7.5$ мм по ширине (по тору) и $\Delta y_{chord} = 26.0$ мм по высоте (вдоль лазерного луча). Таким образом, размеры области наблюдения перекрывают диаметр лазерного пучка ($d_{las} \leq 4.0$ мм), что дает возможность проводить измерения концентрации водорода, требующие абсолютной калибровки пропускания оптической системы сбора света.

Сбор света вдоль нижних хорд наблюдения, перекрывающих область выхода сепаратристы на стенку (strikepoint) рис. 2, может быть выполнен только вакуумными объективами, так как эта область недоступна для обзора из горизонтального диверторного патрубка. Для простоты масштабирования числа пространственных каналов и универсальности, на каждую хорду наблюдения будет использоваться отдельный однолинзовый объектив-коллиматор. Собранный свет при помощи оптоволоконныхборок передается до вакуумного фланца через стандартные 600 мкм сквозные соединения для работы с оптоволоконном в сверхглубоком вакууме (далее проходки), по одной проходке на каждое оптоволоконно, и далее по оптоволоконным жгутам до диагностического помещения со спектральными приборами рис. 7.

Вакуумный объектив-коллиматор представляет собой сборку из асферической линзы и стального немагнитного корпуса с разъемом под SMA-905 коннектор. Фокусное расстояние $f = 10.9$ мм (на длине волны 543 мм), телесный угол сбора света соответствует числовой апертуре

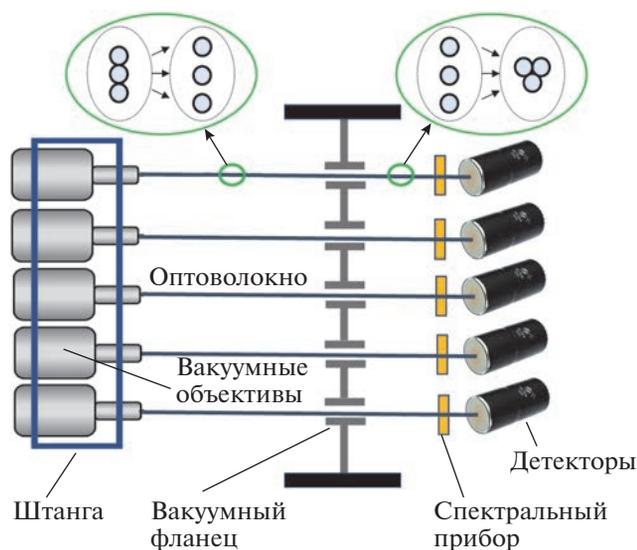


Рис. 7. Схематическое изображение вакуумной прирмной системы.

$NA = 0.25$. Расстояние от вакуумных объективов до лазерного пучка варьируется от 125 мм для нижней хорды наблюдения до 140 мм для верхней.

Передача сигналов от коллиматоров до вакуумного фланца будет осуществляться по вакуумному высокотемпературному оптоволокну с $d_{core} = 600$ мкм, $NA = 0.22$ и SMA-905 коннекторами на концах. Защитная оболочка волокна может быть полиимидной или алюминиевой для соответствия вакуумным и температурным условиям дивертора T-15МД (прогрев до 200 °С). С целью повышения эффективности сбора излучения решено использовать три оптоволоконна, выстроенных в ряд (вертикальная сборка) в SMA разьеме, подсоединяемом к объективу, с разветвлением на отдельные волокна для выхода из вакуума через стандартные 600 мкм проходки. Вакуумный фланец позволяет с легкостью разместить все 15 оптоволоконных проходок (по три на каждую из пяти хорд наблюдения).

Изображение волокон, передаваемое внутривакуумными объективами на лазерный пучок показано на рис. 8. Размер области наблюдения сигналов зависит от расстояния между пучком и линзой объектива. Сечение изображения рис. 9 центрального оптоволоконна по горизонтали: ширина нижней хорды наблюдения $\Delta x_{chord} = 5.7$ мм (на полувысоте), верхней – $\Delta x_{chord} = 6.6$ мм. Для нижней хорды высота отрезка наблюдения составляет $\Delta y_{chord} = 19.1$ мм, для верхней – 22.0 мм. Кроме вариации размера области сбора полезных сигналов, вакуумные объективы дают незначительное виньетирование для верхнего и нижнего волокон сборок. Как видно из расчетов, пятно изображения полностью перекрывает ширину лазерного пучка, как и в случае с атмосферным объективом.

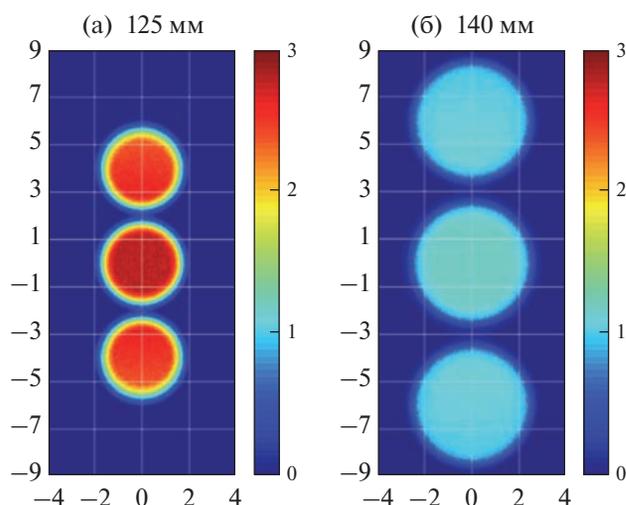


Рис. 8. Изображение сборок оптоволокон вакуумных объективов на расстоянии 125 мм (а) и 140 мм (б) от линзы: цветом показана интенсивность в отн.ед., размеры – в миллиметрах.

Планируется все вакуумные объективы устанавливать в единую сборку, позволяющую выполнять совместную автоматизированную юстировку по одной оси (по тору, вокруг вертикальной оси) и ручной подстройку по двум другим при первоначальной установке и настройке системы. Для защиты вакуумной оптики от загрязнения (запыления) во время технологических режимов работы токамака, сборка модулей объективов закрывается металлической шторкой с пьезоприводом, либо электромагнитным актуатором. Защитная шторка открывается только во время проведения измерений, калибровки и юстировки. Все остальное время объективы закрыты от внешнего воздействия. Вакуумное окно, за которым расположен атмосферный объектив, также закрывается шторкой или вакуумным затвором (шибер) для защиты от воздействия плазмы во время технологических разрядов.

4. ОБОСНОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ КОНЦЕНТРАЦИИ АТОМОВ ВОДОРОДА В ДИВЕРТОРЕ T-15МД

В предыдущем разделе была рассмотрена техническая сторона вопроса реализации диагностики в диверторе. В данном разделе представлено расчетное обоснование возможности применения ЛИТ и ЛИФ для измерения концентрации атомов водорода в диверторе T-15МД. Рассмотрены три задачи: расчет ожидаемых полезных сигналов тушения и флуоресценции с помощью столкновительно-излучательной модели (СИМ), оценка фоновой засветки из плазмы и расчет ошибок измерений концентрации водорода.

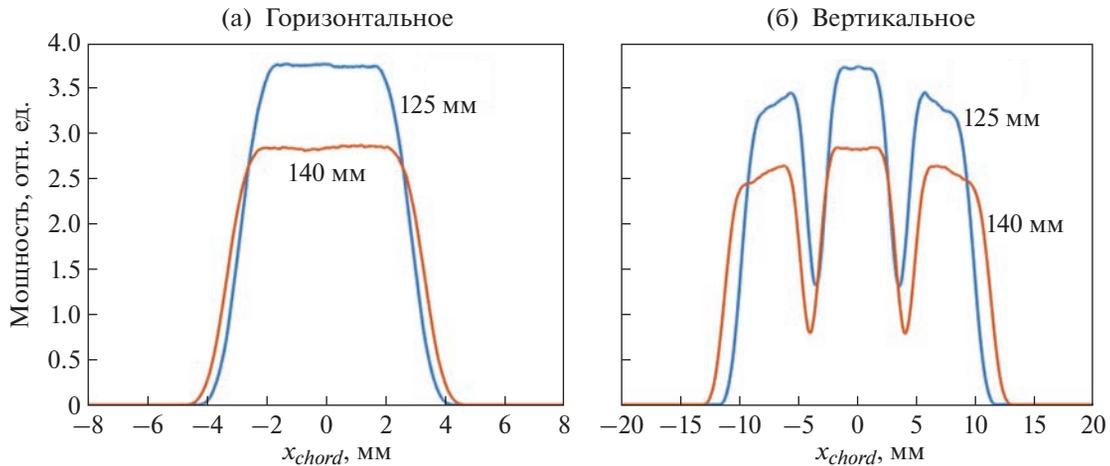


Рис. 9. Горизонтальное (а) и вертикальное (б) сечение области наблюдения сигналов из плазмы для нижней (125 мм от линзы объектива) и верхней (140 мм) хорд наблюдения.

Расчеты сигналов выполнены с использованием двухмерных распределений параметров плазмы, полученных в коде SOLPS 4.3, для режимов с омическим и дополнительным нагревом ($P_{SOL} = 1, 2$ и 10 МВт), низкой и высокой плотностью плазмы в диверторе (табл. 1). SOLPS позволяет получить распределения параметров плазмы в пристеночной области токамака в зависимости от макроскопических параметров импульса токамака, таких как: суммарная мощность, проходящая через последнюю замкнутую магнитную поверхность (P_{SOL}), концентрация электронов на сепаратрисе (\bar{n}_e^{sep}). Кроме распределений параметров, SOLPS выдает ожидаемые потоки тепла из плазмы на приемные пластины дивертора: $q_{pk}^{tot in}$ и $q_{pk}^{tot out}$ – пиковый тепловой поток на внутреннюю и внешнюю пластины соответственно. Для оценки сигналов и погрешностей измерения использовались полученные в расчетах распределения концентрации электронов (n_e), температуры электронов (T_e), концентрации атомов и ионов водорода – $n_a(H)$ и $n_i(H)$.

Пример распределения некоторых параметров плазмы в диверторной области установки для сценария #207 ($P_{SOL} = 2$ МВт, $\bar{n}_e^{sep} = 1.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) приведен на рис. 10. Сценарий соответствует импульсу токамака с однонулевой диверторной конфигурацией магнитного поля, омическим и дополнительным гиротронным (1–2 МВт) нагревом плазмы. Обобщая результаты по всем сценариям, можно заключить, что плотность плазмы вблизи диверторных пластин достигает $\sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$, а температура варьируется в диапазоне от 200 эВ на входе в дивертор до примерно 1 эВ в районе выхода сепаратрисы на диверторную пластину и в междиверторном пространстве. Расчетная концентрация атомарного водорода достигает значе-

ния 10^{20} м^{-3} около стенки в районе выхода сепаратрисы для сценариев с высокой плотностью плазмы и 10^{18} м^{-3} для сценариев с низкой плотностью. Отметим, что полученные диапазоны значений, укладываются в рамки применимости ЛИТ- и ЛИФ-методов.

Для расчета ожидаемых сигналов тушения и флуоресценции, полученные при помощи SOLPS параметры диверторной плазмы были интерполированы на лазерный луч (рис. 11): сплошными линиями показаны распределения вдоль луча, а квадратами – значения в точках пересечения луча и хорд наблюдения. В зависимости от сценария концентрация электронов меняется от 10^{18} до 10^{21} м^{-3} , достигая максимального значения в районе выхода сепаратрисы на диверторную пластину, что соответствует примерно 20 см координаты вдоль лазерного луча. При этом температура электронов изменяется от долей электронвольт около стенки до примерно 100 эВ в верхних точках измерения, близких к X-точке. Концентрация атомарного водорода ожидается в диапазоне $10^{20} - 10^{15} \text{ м}^{-3}$, с пиком вблизи приемной пластины и падением на 2–3 порядка по мере удаления от нее.

Таблица 1. Список сценариев SOLPS, для которых проведен анализ возможности измерения параметров плазмы ЛИТ- и ЛИФ-диагностиками

SOLPS	P_{SOL} , МВт	$\bar{n}_e^{sep} \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$	$q_{pk}^{tot in}$, МВт/м ²	$q_{pk}^{tot out}$, МВт/м ²
208	1	0.48	0.73	0.5
217	1	1.27	0.12	0.10
189	2	0.53	2.4	1.3
207	2	1.50	0.33	0.29
227	10	2.18	16.7	11.5
240	10	3.82	2.6	3.1

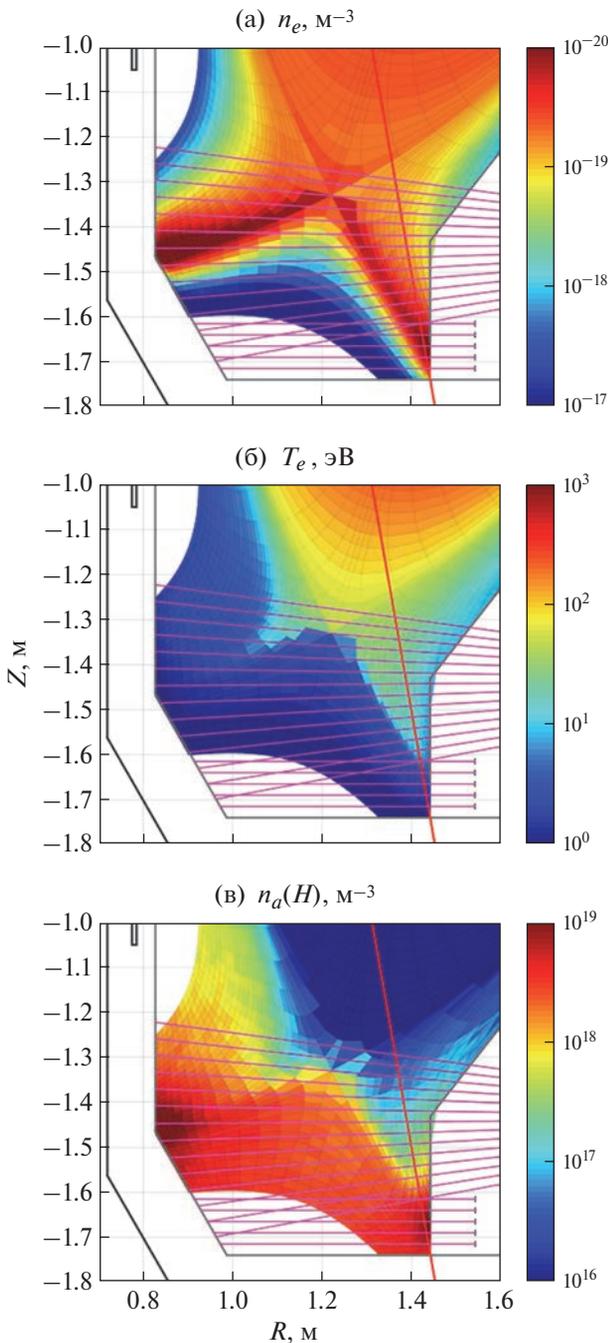


Рис. 10. Двухмерные распределения параметров плазмы: а) n_e , б) T_e , в) $n_a(H)$ – из кода SOLPS 4.3 для сценария с $P_{SOL} = 2$ МВт и $\bar{n}_e^{sep} = 1.50 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Красная линия – положение лазерного пучка, малиновые линии – хорды наблюдения.

4.1. Расчет ожидаемых сигналов тушения и флуоресценции

Используя СИМ [16], расчетные распределения параметров плазмы вдоль лазерного пучка и характеристики лазерного излучения можно рассчитать ожидаемые сигналы тушения N_α и флуо-

ресценции в H_β . В расчетах использовались следующие параметры лазерного источника: длина волны генерации $\lambda_1 = 1875$ нм, пиковая мощность $P = 5$ Вт, спектральная ширина линии $\Delta\lambda_1 = 2$ нм, длительность импульса $\tau_1 = 500$ нс (частота следования импульсов 1 МГц). Диаметр лазерного пучка $d = 4$ мм определяется используемым коллиматором и в расчетах был принят одинаковым вдоль всей хорды зондирования.

Геометрические размеры областей, из которых собираются полезные сигналы флуоресценции и тушения соответствуют усредненным расчетным (раздел 3.3): диаметр пучка $d = 4$ мм; высота отрезков наблюдения для нижних пяти хорд (внутривакуумные объективы) $h_{1-5} = 20.5$ мм, для остальных $h_{6-19} = 26$ мм (атмосферные объективы); ширина хорд наблюдения $\Delta_{1-5} = 6.2$ мм и $\Delta_{6-19} = 7.5$ мм, телесный угол сбора света $\Omega_{1-5} = 4.0 \times 10^{-3}$ стер и $\Omega_{6-19} = 6.4 \times 10^{-3}$ стер для вакуумной и атмосферной оптики соответственно. Пропускания в расчетах сигналов принято одинаковым ($T = 0.35$) для вакуумной и атмосферной систем сбора света.

Так как сигналы тушения и флуоресценции представляют собой интеграл интенсивности свечения линии за время Δt за вычетом постоянной составляющей фонового излучения, а фотонный шум пропорционален $(\Delta t)^{1/2}$, важно выбрать время интегрирования так, чтобы собрать весь полезный сигнал, но минимально захватывать фоновое излучение. Таким образом, для модулированного во времени лазера ($\tau_1 = 500$ нс), оптимальное время интегрирования сигнала можно принять равным длительности лазерного импульса. Результаты расчета интегральных сигналов флуоресценции на линии $H_\beta = 486$ нм и тушения линии $H_\alpha = 656$ нм вдоль хорды зондирования, с учетом геометрии сбора света и пропускания оптического тракта, показаны на рис. 12 для всех рассматриваемых сценариев работы Т-15МД.

Ожидаемые сигналы флуоресценции составляют 100–3000 фотонов (на фотодетекторе) для верхней части хорды зондирования в зависимости от хорды и сценария и от 10 до 3000 фотонов для нижней. Сигналы тушения линии H_α примерно на порядок выше сигналов флуоресценции и лежат в диапазоне от 10^2 до 10^5 фотонов. Отличие интенсивностей сигналов тушения и флуоресценции обусловлено разницей значений коэффициентов Эйнштейна соответствующих переходов. Падение интенсивности сигналов ЛИТ и ЛИФ (с 6-й хорды) по мере удаления от стенки дивертора в первую очередь связано со снижением концентрации атомов водорода (см. рис. 11). Расчетные значения сигналов для вакуумных объективов (1–5 хорды) сильно зависят от сценария работы установки: в режимах с высокой плотностью интен-

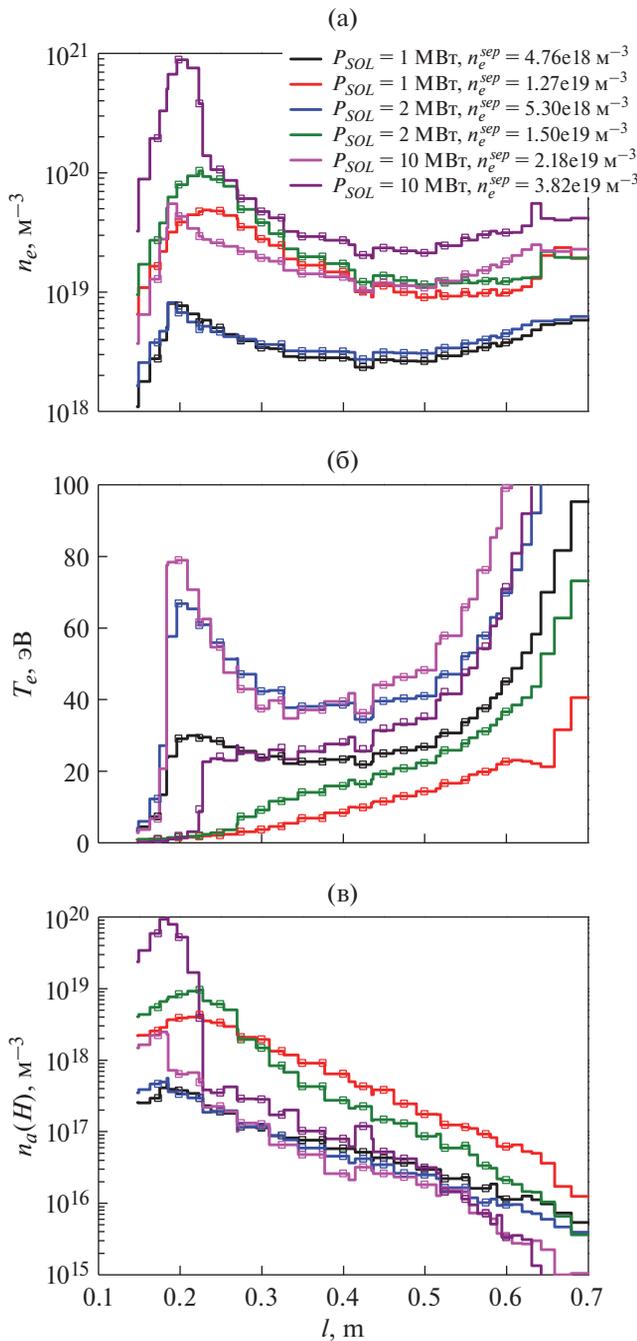


Рис. 11. Распределения параметров плазмы вдоль лазерного луча (l – координата вдоль лазерного луча снизу вверх) для сценариев SOLPS с $P_{SOL} = 1, 2$ и 10 МВт: а) n_e, M^{-3} , б) $T_e, эВ$, в) $n_a(H), M^{-3}$.

сивности ожидаются примерно на порядок выше, чем в режимах с низкой плотностью.

4.2. Фоновая засветка

С помощью той же СИМ, но без учета воздействия лазерного излучения, были посчитаны распределения светимости линий H_α и H_β в дивер-

торной области токамака. Результаты расчета для сценариев Т-15МД с $P_{SOL} = 2$ МВт, высокой и низкой плотностью плазмы показаны на рис. 13. Наиболее сильное свечение в линиях H_α и H_β наблюдается в режимах с высокой плотностью, независимо от вкладываемой мощности. Причем “ярко” светится и X-точка, и вся область плазмы вокруг сепаратрисы. Интенсивности свечения во внешней и внутренней ноге дивертора значительно отличаются, из-за несимметричного дивертора. В режимах с низкой плотностью максимальное свечение в линиях H_α и H_β наблюдается в районе выхода сепаратрисы на приемные пластины, распространяясь вдоль сепаратрисы вплоть до X-точки.

Чтобы получить интенсивности фонового излучения в линиях H_α и H_β , приходящие на фотодетекторы (I_i^{PD}), необходимо проинтегрировать распределения светимостей вдоль хорд наблюдения с учетом геометрических факторов, телесных углов сбора света и коэффициентов пропускания оптического тракта:

$$I_i^{PD} = \int_{l_1}^{l_2} I_{BG}(l_i) dl_i \times h_i \Delta_i \Omega_i T_i,$$

где l_i – координата вдоль i -й хорды наблюдения, h_i – высота сечения хорды наблюдения, Δ_i – ширина сечения хорды наблюдения, Ω_i – телесный угол сбора света, T_i – итоговое пропускание оптического тракта и спектрального прибора i -й хорды.

Результаты расчета интенсивностей фонового излучения в регистрируемых линиях водорода, приходящих на фотодетектор, показаны на рис. 14: зеленой заливкой дополнительно отмечены хорды, соответствующие внутривакуумной системе сбора света. Фоновое излучение, собираемое атмосферным объективом, лежит в диапазоне от 10^{12} до 10^{14} фотонов/с (линия H_α) и от 10^{11} до 10^{13} фотонов/с для линии H_β , в зависимости от сценария SOLPS. Для одного канала значения фонового излучения меняются в пределах порядка в зависимости от сценария. Для вакуумных объективов, из-за разной длины хорд наблюдения, пересекающих объем плазмы (см. рис. 2), интенсивность фона возрастает до 3-х порядков (в зависимости от режима) при переходе от нижней к верхней хорде.

В среднем, интенсивность фонового излучения в линии H_α на порядок превышает H_β , что, как и в случае с сигналами тушения и флуоресценции, связано с вероятностями соответствующих радиационных переходов.

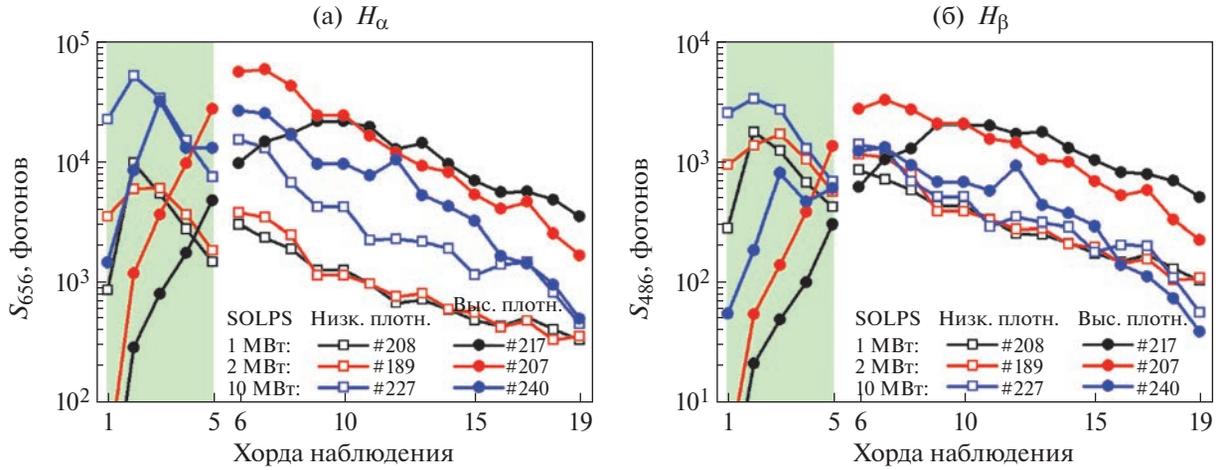


Рис. 12. Расчетные сигналы тушения H_α (а) и флуоресценции в линии H_β (б). Хорды 1–5 – вакуумные объективы, 6–19 – атмосферная система сбора света.

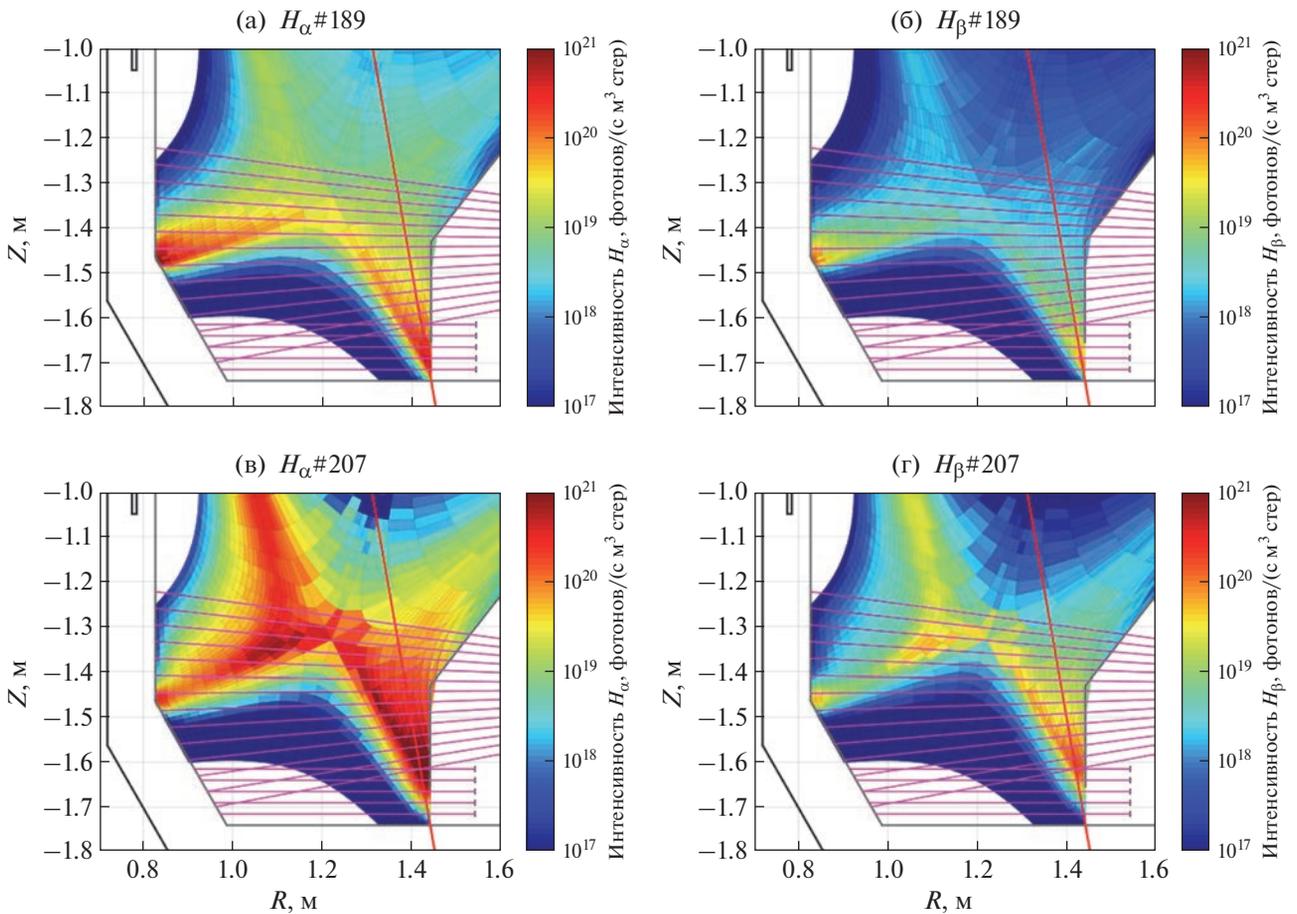


Рис. 13. Двухмерные распределения интенсивности светимости линии H_α (а, в) и H_β (б, г) в диверторе Т-15МД для сценариев $P_{SOL} = 2$ МВт с низкой (#189) (а, б) и высокой (#207) (в, г) плотностью.

4.3. Ожидаемые ошибки измерения $n_a(HI)$

Опираясь на полученные значения полезных сигналов тушения / флуоресценции и фоновой

засветки, были рассчитаны ожидаемые ошибки ЛИТ- и ЛИФ-измерений $n_a(HI)$ в приближении статистического фотонного шума. Использова-

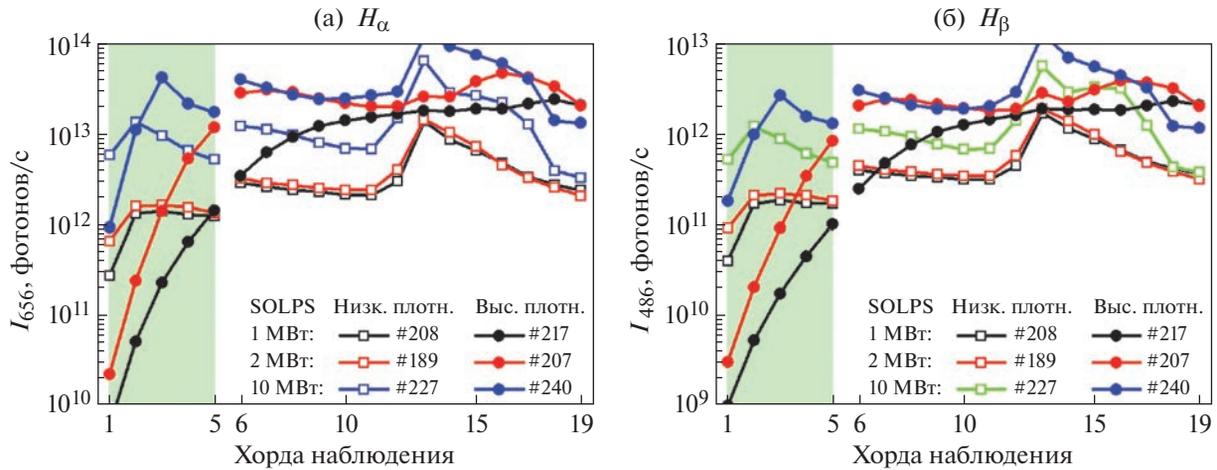


Рис. 14. Интенсивность фонового излучения в линиях H_{α} (а) и H_{β} (б) на фотодетекторе. Хорды 1–5 – вакуумные объ-ективы, 6–19 – атмосферная система сбора света.

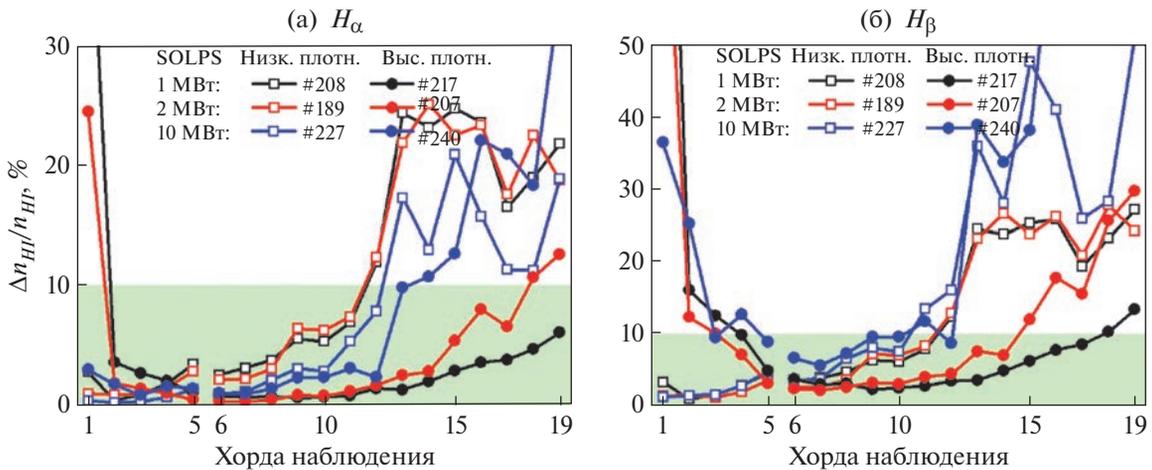


Рис. 15. Относительные ошибки измерения концентрации водорода на основе наблюдения тушения линии H_{α} (а) и флуоресценции в линии H_{β} (б) при использовании модулированного во времени волоконного лазера и усреднении сигналов за 10 мс. Хорды 1–5 – вакуумные объективы, 6–19 – атмосферная система сбора света.

лось следующее выражение для расчета относительных ошибок:

$$\frac{\Delta n_a}{n_a} = \frac{m\sqrt{I_{BG}\Delta t + S_{LIF/LIQ}}}{|S_{LIF/LIQ}|\sqrt{QN}}$$

где I_{BG} – интенсивность фонового излучения, Δt – время интегрирования сигнала, $S_{LIF/LIQ}$ – сигналы флуоресценции/тушения, Q – квантовый выход фотодетектора ($Q \approx 0.2$ для ФЭУ), N – число лазерных импульсов на одно измерение концентрации (усреднение), m – коэффициент запаса ($m = 2-5$, примем $m = 3$), необходимый для учета других источников шума (предусилителя, АЦП и т.п.).

Результаты расчетов ошибок показаны на рис. 15: (а) соответствует ошибкам измерений

$n_a(HI)$ по сигналам тушения линии H_{α} , (б) – по сигналам флуоресценции в линии H_{β} . Зеленым цветом обозначена область, в которой ошибки не превышают 10%. Из графиков видно, что ошибки ЛИФ-метода лежат в пределах 10% только для середины хорды зондирования (5–10 точки). В нижней части хорды зондирования, наблюдаемой вакуумными объективами, измерения $n_a(HI)$ получится проводить только в сценариях с низкой плотностью, а в верхней – в сценариях с высокой плотностью и интенсивным дополнительным нагревом плазмы. Для ЛИТ-метода ситуация обстоит значительно лучше, так как сигналы тушения на порядок выше сигналов флуоресценции. Ожидается, что метод ЛИТ позволит измерять $n_a(HI)$ с ошибкой в пределах 25% вдоль всей хорды зондирования за исключением ближайшей

к мишени дивертора точки, где температура в некоторых режимах может быть значительно ниже 1 эВ, что недостаточно для эффективного возбуждения атомов водорода. При этом в центральной части хорды зондирования ошибки измерения $n_a(\text{H I})$ не превышают 5–7%.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показана возможность измерения локальной концентрации атомарного водорода в диверторе установки Т-15МД методами лазерно-индуцированного тушения и лазерной индуцированной флуоресценции. Рассмотрены как физическая, так и техническая (концептуальная) стороны вопроса. При анализе применимости методов измерений использовались двухмерные распределения параметров плазмы, полученные с помощью кода SOLPS 4.3 для плазмы с магнитной конфигурацией однонулевого дивертора. Расчет ожидаемых сигналов фонового излучения в линиях, также как и полезных сигналов тушения и флуоресценции был выполнен в адаптированной для Т-15МД столкновительно-излучательной модели H I.

В качестве источника лазерного излучения выбран модулированный во времени тулиевый волоконный лазер с длиной волны генерации 1875 нм, пиковой мощностью 5 Вт и возможностью подстройки длины волны в диапазоне ± 2 нм. Наблюдение сигналов предлагается проводить двумя оптическими системами: для нижней области дивертора (недоступной для наблюдения через имеющиеся патрубки) – вакуумные объективы, по одному на каждый пространственный канал (всего 5 хорд наблюдения), для верхней – атмосферный объектив, установленный за вакуумным окном. Ожидаемое пространственное разрешение составляет вдоль лазерного пучка примерно 20–26 мм, поперек – до 5 мм (диаметр лазерного пучка $d_{\text{las}} \approx 4$ мм). Для повышения точности измерений сигналы будут усредняться по 10 мс (10^4 лазерных импульсов при частоте генерации лазера 1 МГц).

Расчет ожидаемых ошибок измерения $n_a(\text{H I})$ выполнен для 6 сценариев работы токамака: без дополнительного нагрева плазмы ($P_{\text{SOL}} = 1$ МВт) и с дополнительным нагревом ($P_{\text{SOL}} = 2$ и 10 МВт) с высокой и низкой плотностью плазмы. Относительные ошибки по ЛИФ-методу в зависимости от хорды наблюдения и сценария достигают 50%. В то время как, прогнозируемые ошибки по ЛИТ-методу лежат в пределах 10% для большинства точек измерений и не превышают 25% для верхних хорд наблюдения. Ошибки измерения концентрации для ЛИФ-метода в разы выше, чем для ЛИТ, из-за более высокого уровня сигналов

тушения H_α по сравнению с сигналами флуоресценции в линии H_β .

Исходя из полученных результатов, можно заключить, что предлагаемая диагностика концентрации атомов водорода методом лазерного индуцированного тушения линии H_α может быть успешно применена для исследования диверторной плазмы токамака Т-15МД. Локальный характер ЛИТ дает возможность проводить измерения в диверторе с большими градиентами параметров плазмы поперек и вдоль магнитных силовых линий без применения сложных интерпретационных моделей.

По аналогии с ITER и TRT, ЛИТ (ЛИФ) диагностика может быть объединена с диагностикой диверторного томсоновского рассеяния [27, 28]. Совмещение диагностик потребует применения собирающих оптических элементов, с высоким пропусканием в видимой и ИК-областях спектра. Совмещенная диагностика позволит одновременно измерять n_e , T_e , $n_a(\text{H I})$ в диверторе, а при использовании сканирующего по длинам волн лазера, также и ионную температуру T_i .

Анализ применимости ЛИТ- и ЛИФ-измерений $n_a(\text{H I})$ в диверторе Т-15МД был выполнен в приближении оптически-прозрачной плазмы. В условиях интенсивного дополнительного нагрева и больших потоков в дивертор, около стенки в районе выхода сепаратрисы будет формироваться область плазмы с высоким давлением нейтрального водорода. В подобных условиях в экспериментах наблюдается запираение излучения в линиях лаймановской серии атомарного водорода [29]. В дальнейшем необходимо рассмотреть возможности диагностики с учетом частичного запираения излучения в линиях водорода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Clark J.G., Bowden M.D., Scannell R. // Review of Scientific Instruments. 2021. Т. 92. № 4. С. 043545. <https://doi.org/10.1063/5.0043813>
2. Blanchard P., Andrebe Y., Arnichand H., Agnello R., Antonioni S., Couturier S., Decker J., De Kerchov D'Exaerde T., Duval B.P., Furno I., Isoz P.-F., Lavanchy P., Llobet X., Marlétaz B., Masur J. and the TCV team // Journal of Instrumentation. 2019. Т. 14. № 09. С. C09013. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/10/C10038>
3. Asadulin G.M., Bel'bas I.S., Gorshkov A.V. // Fusion Engineering and Design. 2022. Т. 177. С. 113066. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2022.113066>
4. Gorbunov A.V., Klyuchnikov L.A., Korobov K.V. // Issues Atomic Sci. Technol. Ser. Thermonucl. Fusion. 2015. Т. 2. С. 62.
5. Verhaegh K., Lipschultz B., Duval B.P., Harrison J.R., Reimerdes H., Theiler C., Labit B., Maurizio R., Marini C., Nespoli F., Sheikh U., Tsuid C.R., Vianello N., Vijvers W.A.J., the TCV team and the EURO fusion MST

- team* // Nuclear Materials and Energy. 2017. Т. 12. С. 1112.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.01.004>
6. *Isler R.C.* // Fusion engineering and design. 1997. Т. 34. С. 115.
 7. *Soukhanovskii V.A., McLean A.G., Allen S.L.* // Review of Scientific Instruments. 2014. Т. 85. № 11. С. 11E418.
<https://doi.org/10.1063/1.4891600>
 8. *Griener M., Wolfrum E., Cavedon M., Dux R., Rohde V., Sochor M., Muñoz Burgos J.M., Schmitz O., Stroth U. and ASDEX Upgrade Team* // Review of Scientific Instruments. 2018. Т. 89. № 10. С. 10D102.
<https://doi.org/10.1063/1.5034446>
 9. *Agostini M., Scarin P., Cavazzana R., Carraro L., Grando L., Taliercio C., Franchin L., Tiso A.* // Review of Scientific Instruments. 2015. Т. 86. № 12. С. 123513.
<https://doi.org/10.1063/1.4939003>
 10. *Kim M., Cho M.S., Cho B.I.* // Journal of Nuclear Materials. 2017. Т. 487. С. 305.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2017.02.025>
 11. *Paris P., Piip K., Hakola A., Laan M., Aints M., Koivuranta S., Likonen J., Lissovski A., Mayer M., Neu R., Rohde V., Sugiyama K. and ASDEX Upgrade Team* // Fusion Engineering and Design. 2015. Т. 98. С. 1349.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.03.004>
 12. *Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Korobov K.V., Nemets A.R., Nurgaliev M.R., Gorbunov A.V., Naumenkob N.N., Troynova V.I., Tugarinova S.N., Fomin F.V.* // Physics of Atomic Nuclei. 2015. Т. 78. С. 1164.
<https://doi.org/10.1134/S1063778815100051>
 13. *Brix M., Dodt D., Dunai D., Lupelli I., Marsen S., Melson T.F., Meszaros B., Morgan P., Petravich G., Refy D.I., Silva C., Stamp M., Szabolics T., Zastrow K.-D., Zoletnik S. and JET-EFDA Contributors* // Review of Scientific Instruments. 2012. Т. 83. № 10. С. 10D533.
<https://doi.org/10.1063/1.4739411>
 14. *Lomanowski B.A., Meigs A.G., Sharples R.M., Stamp M., Guillemaut C. and JET Contributors* // Nuclear Fusion. 2015. Т. 55. № 12. С. 123028.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/12/123028>
 15. *Wu H., Subba F., Wischmeier M., Cavedon M., Zaniro R., ASDEX Upgrade Team* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2021. Т. 63. № 10. С. 105005.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac1568>
 16. *Gorbunov A., Mukhin E., Burgos J.M., Krivoruchko D., Vukolov K., Kurskiev G., Tolstyakov S.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2022. Т. 64. № 11. С. 115004.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac89ad>
 17. *Gorbunov A.V., Mukhin E.E., Berik E.B., Vukolov K.Y., Lisitsa V.S., Kukushkin A.S., Levashova M.G., Barnsley R., Vayakis G., Walsh M.J.* // Fusion Engineering and Design. 2017. Т. 123. С. 695.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.05.129>
 18. *Gorbunov A.V., Mukhin E.E., Berik E.B., Melkumov M.A., Babinov N.A., Kurskiev G.S., Tolstyakov S.Yu., Vukolova K.Yu., Lisitsa V.S., Levashova M.G., Andrew P., Kempenaars M., Vayakis G., Walsh M.J.* // Fusion Engineering and Design. 2019. Т. 146. С. 2703.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.04.091>
 19. *Gohil P., Burgess D.D.* // Plasmaphysics. 1983. Т. 25. № 10. С. 1149.
 20. *Gorbunov A.V., Molodtsov N.A., Moskalenko I.V., Shcheglov D.A.* // Review of Scientific Instruments. 2010. Т. 81. № 10. С. 10D712.
[doi: doi.org/https://doi.org/10.1063/1.3475799](https://doi.org/10.1063/1.3475799)
 21. *Che Y., Zang Q., Han X., Xiao S., Hu J., Ren M., Liu J., Zhou J.* // Fusion Engineering and Design. 2021. Т. 169. С. 112699.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2021.112699>
 22. *Khvostenko P.P., Anashkin I.O., Bondarchuk E.N., Chudnovsky A.N., Kavin A.A., Khvostenko A.P., Kirneva N.A., Kuzmin E.G., Levin I.V., Leonov V.M., Lutchenko A.V., Modyaev A.L., Nikolaev A.V., Notkin G.E., Romannikov A.N., Roy I.N., Sokolov M.M., Sushkov A.V.* // Fusion Engineering and Design. 2021. Т. 164. С. 112211.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2020.112211>
 23. *Loarte A., Lipschultz B., Kukushkin A.S.* // Nuclear Fusion. 2007. Т. 47.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S04>
 24. *Kubach T., Lindner P., Kallenbach A., Schumacher U., ASDEX Upgrade Team* // 31st European Physical Society Conference on Plasma Physics. European Physical Society, 2004.
 25. *Razdobarin G.T., Semenov V.V., Sokolova L.V., Folomkin I.P., Burakov V.S., Misakov P.Y., Naumenkov P.A., Nechaev S.V.* // Nuclear Fusion. 1979. Т. 19. № 11. С. 1439.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/19/11/004>
 26. *Асадулин Г.М., Бельбас И.С., Горшков А.В.* // ВАХТ. Сер. Термоядерный синтез. 2016. Т. 39. № 2.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2016-39-2-91-95>
 27. *Mukhin E.E., Kurskiev G.S., Gorbunov A.V., Samsonov D.S., Tolstyakov S.Y., Razdobarin A.G., Babinov N.A., Bazhenov A.N., Bukreev I.M., Dmitriev A.M., Elets D.I., Koval A.N., Litvinov A.E., Masyukevich S.V., Senichenkov V.A., Solovei V.A., Tereshchenko I.B., Varshavchik L.A., Kukushkin A.S., Khodunov I.A., Levashova M.G., Lisitsa V.S., Vukolov K.Yu., Berik E.B., Chernakov P.V., Chernakov A.I.P., Chernakov An.P., Zatilkin P.A., Zhiltsov N.S., Krivoruchko D.D., Skrylev A.V., Mokeev A.N., Andrew P., Kempenaars M., Vayakis G., Walsh M.J.* // Nuclear Fusion. 2019. Т. 59. № 8. С. 086052.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab1cd5>
 28. *Mukhin E.E., Tolstyakov S.Y., Kurskiev G.S., Zhiltsov N.S., Koval A.N., Solovei V.A., Gorbunov A.V., Gorshkov A.V., Asadulin G.M., Kornev A.F., Makarov A.M., Bogachev D.L., Babinov N.A., Samsonov D.S., Razdobarin A.G., Bazhenov A.N., Bukreev I.M., Dmitriev A.M., Elets D.I., Senichenkov V.A., Tereshchenko I.B., Varshavchik L.A., Khodunov I.A., Chernakov An.P., Marchii G.V., Nikolaenko K.O., Ermakov N.V.* // Plasma Physics Reports. 2022. Т. 48. № 8. С. 866.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X22700301>
 29. *Pshenov A.A., Kukushkin A.S., Gorbunov A.V., Marenkov E.D.* // Nuclear Materials and Energy. 2022. С. 101342.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2022.101342>

ЦИФРОВАЯ МОДЕЛЬ РЕНТГЕНОВСКОГО СПЕКТРОГРАФА
СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ И МЕТОДИКИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ
СПЕКТРА В ДИАПАЗОНЕ 2–40 НМ© 2023 г. А. В. Скобляков^{a,*}, Д. С. Колесников^a, А. В. Канцырев^a, А. А. Голубев^{a,c},
И. В. Рудской^a, А. Н. Грицук^b, Е. В. Грабовский^b, К. Н. Митрофанов^b, Г. М. Олейник^b^a Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия^b Государственный научный центр Российской Федерации “Троицкий институт инновационных
и термоядерных исследований”, Москва, Россия^c ЧУ “Наука и Инновации” Росатом, Москва, Россия

*e-mail: dinAlt220@yandex.ru

Поступила в редакцию 22.10.2022 г.

После доработки 20.01.2023 г.

Принята к публикации 25.01.2023 г.

Разработана цифровая модель рентгеновского спектрографа скользящего падения и методик восстановления спектров мягкого рентгеновского излучения плазмы Z-пинча на установке Ангара-5-1 в области 2–40 нм. Основные проблемы, препятствующие достоверному качественному и количественному восстановлению исходных рентгеновских спектров Z-пинча, – наложение сигналов от разных порядков дифракции и сложный вид аппаратной функции прибора. Приведены две методики восстановления спектра. В первой методике разработана цифровая модель спектрографа в среде Монте-Карло моделирования Geant4, учитывающая геометрию эксперимента и процессы взаимодействия рентгеновского излучения с дифракционной решеткой. В модели с учетом конкретной формы профиля штриха дифракционной решетки и дифференциального метода решения задачи дифракции рассчитывается распределение интенсивности рентгеновского излучения в различные порядки дифракции в зависимости от длины волны. С использованием разработанной модели спектрографа выполнен расчет его аппаратной функции. Вторая методика не использует конкретную форму штриха решетки, а на основе анализа калибрационных спектрограмм строит дисперсионное соотношение и позволяет восстановить спектр. В конце работы приведено сравнение результатов восстановления по первой и второй методикам и показана достаточно высокая степень совпадения полученных по разным методикам спектров.

Ключевые слова: рентгеновский спектр, дифференциальный метод, Монте-Карло моделирование, дифракционный спектрограф скользящего падения, Z-пинч, дифракционная решетка

DOI: 10.31857/S0367292122601357, **EDN:** WXGEOO

1. ВВЕДЕНИЕ

Информация о рентгеновском спектре излучения, эмитируемого плазмой Z-пинча, необходима для понимания и описания протекающих в нем физических процессов и построения физических и математических моделей поведения вещества в экстремальном состоянии.

Для спектрографов с дифракционными решетками (ДР) основными проблемами, препятствующими достоверному качественному и количественному восстановлению исходных рентгеновских спектров Z-пинча, являются наложение сигналов от разных порядков дифракции и сложный вид аппаратной функции прибора, зависящий от геометрии эксперимента. Такая задача не имеет аналитического решения. В данной работе приведены две методики восстановления спектра.

Первая методика основывается на разработанной полномасштабной цифровой Монте-Карло модели спектрографа и, с учетом конкретной формы штриха решетки, позволяет выполнить расчет аппаратной функции прибора и восстанавливать исходные рентгеновские спектры излучения плазмы. Вторая методика не использует данные о конкретной форме штриха решетки, а на основе анализа калибрационных спектрограмм строит дисперсионное соотношение (ДС) и позволяет восстановить спектр. В конце работы приведено сравнение результатов восстановления по первой и второй методикам и показана достаточно высокая степень совпадения полученных по разным методикам спектров.

Для регистрации рентгеновских спектров излучения плазмы Z-пинча на установке Ангара-5-1

[1] применяется дифракционный спектрограф скользящего падения [2–4]. Этот спектрограф в разных экспериментах был снабжен разными вогнутыми сферическими дифракционными решетками с углом блеска 2 градуса с числом штрихов 600 шт./мм двух типов: размером 20×30 мм (W-Re покрытие, радиус кривизны 1 м) и размером 30×40 мм (золотое покрытие, радиус кривизны 2 м).

2. ЦИФРОВАЯ МОДЕЛЬ СПЕКТРОГРАФА

Разработанная цифровая модель рентгеновского спектрографа скользящего падения включает:

- программную процедуру dDif для расчета распределения интенсивности излучения в порядке дифракции в зависимости от длины волны после взаимодействия с дифракционной решеткой;

- модель Монте-Карло (в среде моделирования Geant4 [5]) для построения модельных спектров с учетом геометрии эксперимента и конструкции спектрографа.

Цифровая модель рентгеновского спектрографа скользящего падения реализована в виде компьютерной программы [5] вместе дополнительной программной процедурой dDif.

3. ПРОГРАММНАЯ ПРОЦЕДУРА dDif

Для расчета распределения интенсивности рентгеновского излучения после взаимодействия с ДР в различные порядки дифракции разработана программная процедура dDif. Данная процедура dDif основана на дифференциальном методе решения задачи дифракции [7–9], написана на языке программирования Python.

Рассмотрим процесс взаимодействия рентгеновского излучения с дифракционной решеткой. Пусть в плоскости xu на дифракционную решетку с периодом d и диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , штрихи которой параллельны оси z , падает плоская волна с амплитудой $A_0^{(2)}$ (рис. 1). Диэлектрическая проницаемость вакуума (верхней среды) $\epsilon_2 = 1$, магнитная проницаемость во всей среде равна 1.

В результате дифракции на штрихах ДР происходит разложение волны в отраженные порядки с амплитудами $B_n^{(2)}$ и в прошедшие порядки с амплитудами $A_n^{(1)}$, где n – номер порядка дифракции. Учитывается определенное число порядков от $-N$ до $+N$, всего $2N + 1$ порядков. Уравнения Максвелла, применяемые к поляризации ТЕ (вектор электрического поля направлен перпендикулярно к плоскости падения), могут быть све-

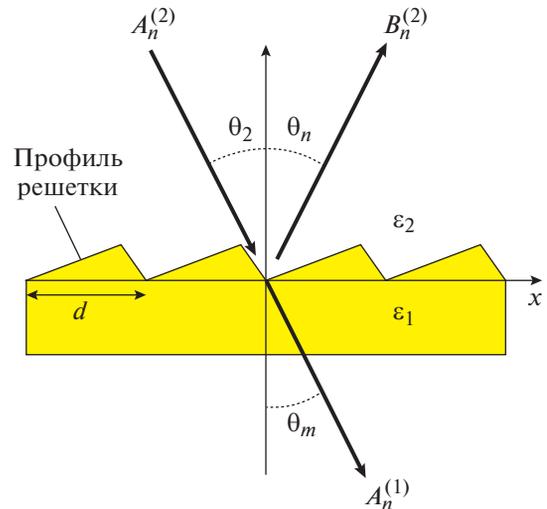


Рис. 1. Схематичное представление одномерной дифракционной решетки: θ_2 – угол падения, θ_n – углы дифракции отраженных порядков, θ_m – углы дифракции прошедших порядков.

дены к одному дифференциальному уравнению второго порядка [9] с полем, направленным вдоль оси z

$$\Delta E_z(x, y) + k^2(x, y) E_z(x, y) = 0, \quad (1)$$

где $k(x, y) = (2\pi/\lambda)\sqrt{\epsilon(x, y)}$, λ – длина волны падающего излучения, E_z – искомая функция.

С учетом разложения полного поля в ряд Фурье, выражение (1) можно представить в виде матричного дифференциального уравнения второго порядка [9]

$$\frac{d^2[E(y)]}{dy^2} = M^{TE}(y)[E(y)], \quad (2)$$

где $E(y)$ – столбец с $2N + 1$ Фурье компонентами электрического поля E_z , $M_{nm}^{TE}(y) = -(k^2)_{n-m}(y) + \alpha_n^2 \delta_{nm}$ – матрица с $(2N + 1) \times (2N + 1)$ компонентами [9].

Для решения данного матричного уравнения в программной процедуре dDif используются такие численные методы как метод стрельбы для решения дифференциальных уравнений и методы Нунмера и Рунге–Кутта 4-го порядка [9]. Программная процедура dDif позволяет проводить расчет интенсивности излучения в порядке дифракции с учетом многослойной структуры дифракционной решетки. В таком расчете используется алгоритм матрицы рассеяния S-matrix [9], который позволяет учитывать большое количество слоев без потери точности. В разработанной программе учитывается только ТЕ поляризация, поскольку в диапазоне мягкого рентгеновского излучения распределение интенсивности прак-

тически не зависит от вида поляризации [9]. Программная процедура dDif позволяет выполнять расчет для любой формы штриха, материала и структуры слоев дифракционной решетки.

3. ТЕСТИРОВАНИЕ ПРОЦЕДУРЫ dDif

Для проверки разработанной программы проведено несколько расчетных тестов. Ниже представлены три теста.

В случае однослойной структуры решетки был рассчитан коэффициент отражения отраженного излучения от золотой ровной гладкой поверхности. Сопоставление этого коэффициента отражения с коэффициентом отражения из базы данных CXRO (Henke [10]) представлено на рис. 2, где два профиля коэффициента отражения полностью совпали друг с другом.

Во втором тесте выполнено сравнение результатов расчета вероятностей отражения в различные порядки дифракции, полученных с помощью разработанной программной процедуры, с результатами расчета в коммерческой программе PCGrate-DEMO [11]. Поскольку в демонстрационной версии программы PCGrate присутствует ограничение на отношение длины волны излучения к периоду решетки $\lambda/d > 0.05$, в проводимом тесте была выбрана длина волны излучения 100 нм и период решетки 1.66 мкм, угол падения 88° . Тестирование, в том числе с учетом поглощения излучения в материале решетки, проводилось для нескольких различных дифракционных решеток и для различных диэлектрических проницаемостей, как с мнимой частью, так и без нее. В табл. 1 и 2 для сравнения показаны результаты расчета распределения интенсивности излучения в различные порядки дифракции, выполненные с помощью разработанной программной процедуры dDif и программы PCGrate-DEMO, можно отметить, что результаты совпадают.

В третьем тесте выполнено сравнение результатов расчета программной процедуры dDif с результатами расчета программы PCGrate. Данные

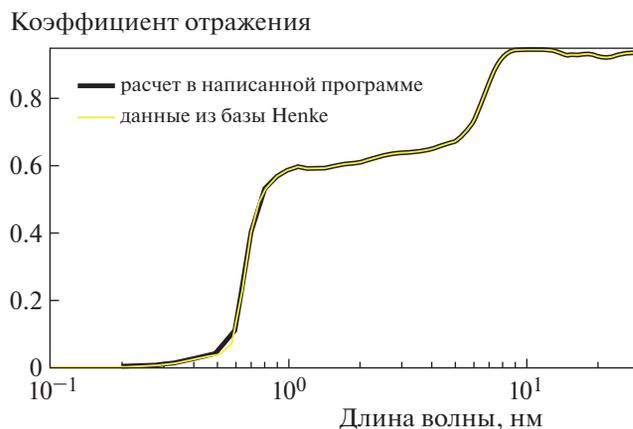


Рис. 2. Сравнение коэффициента отражения из базы данных CXRO с результатами расчетов, выполненных с помощью разработанной программной процедуры dDif. Две кривые полностью совпали друг с другом.

для расчета брались из эксперимента XMM-Newton (Spectroscopy X-ray Telescope) [12]. Расчет проводился в диапазоне длин волн излучения от 0.5 нм до 5 нм с учетом трех порядков дифракции ($-3, -2, -1$) (дифракционная решетка с периодом 1000 шт./мм при угле блеска 0.9° и угле падения 88.1°). Сопоставление результатов расчета распределения интенсивности в порядки дифракции по PCGrate и dDif представлено на рис. 3. Небольшое расхождение объясняется отсутствием подробного описания формы профиля штриха ДР.

Для верификации программной процедуры dDif в случае многослойной структуры дифракционных решеток проверялось условие выполнения энергетического баланса, которое заключается в том, что если на ДР падает волна с единичной интенсивностью, то сумма всех интенсивностей отраженных и прошедших порядков дифракции должна быть также единицей [9]. В результате условие энергетического баланса отличалось от единицы не более чем на 0.1%.

Таблица 1. Распределение интенсивности в прошедших порядках дифракции

Расчетная программа	Порядок дифракции						
	-3	-2	-1	0	1	2	3
PCGrate	~0	0.0013	0.0102	0.0996	0.0226	0.0001	0.0002
Разработанная процедура dDif	~0	0.0013	0.0102	0.0999	0.0224	0.0001	0.0002

Таблица 2. Распределение интенсивности в отраженных порядках дифракции

Расчетная программа	Порядок дифракции			
	-3	-2	-1	0
PCGrate	~0	~0	0.0044	0.8611
Разработанная процедура dDif	~0	~0	0.0044	0.8611

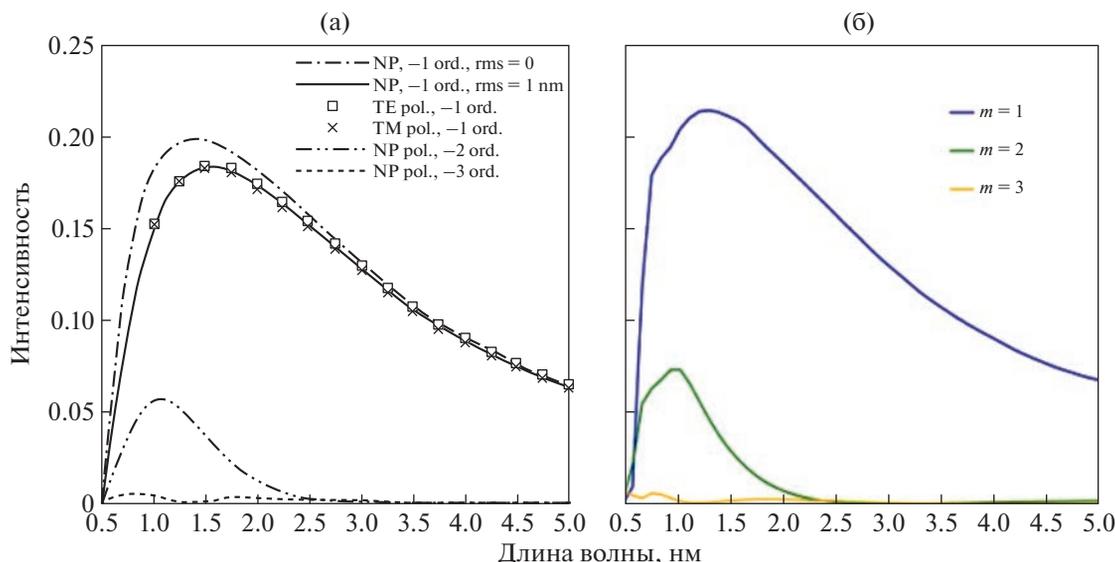


Рис. 3. Результаты расчета распределения интенсивности в порядки дифракции для пилообразной формы профиля штриха дифракционной решетки с золотым покрытием при угле блеска 0.9° : результаты расчета с помощью программы PCGrate (а), результаты расчета, выполненного с помощью разработанной программной процедуры dDif (б).

4. ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ПРОФИЛЯ ШТРИХА РЕШЕТКИ

С помощью программной процедуры dDif путем сравнения расчетов для двух форм профилей штриха дифракционной решетки показано, что форма профиля ДР оказывает сильное влияние на распределение интенсивности рентгеновского излучения в порядках дифракции. Так, в работе [9], где в эксперименте ХММ-Newton для рентгеновского телескопа, использующего несколько сотен одинаковых ДР, предполагалось, что профиль каждой решетки имеет одинаковую форму со следующими параметрами: число штрихов 525 шт./мм, угол блеска 0.75° , угол при вершине треугольника 90° , угол падения излучения от 0° до 3° . Однако после измерения профилей нескольких ДР [9] было определено, что форма профилей штрихов ДР сильно отличается друг от друга, и лишь некоторые из них имеют форму близкую к треугольной, что представлено на рис. 4. С помощью dDif выполнен расчет распределения интенсивности в порядки дифракции (рис. 5) для профилей ДР H1 и F0 при угле падения излучения 88° .

Как можно видеть на рис. 5, форма профиля штриха ДР оказывает сильное влияние на распределение интенсивности рентгеновского излучения после взаимодействия с дифракционной решеткой, что в свою очередь может сильно влиять на восстановление спектров исходного излучения. Таким образом, для более точного восстановления исходного спектра излучения необходимо точное знание формы профиля штриха используемой дифракционной решетки.

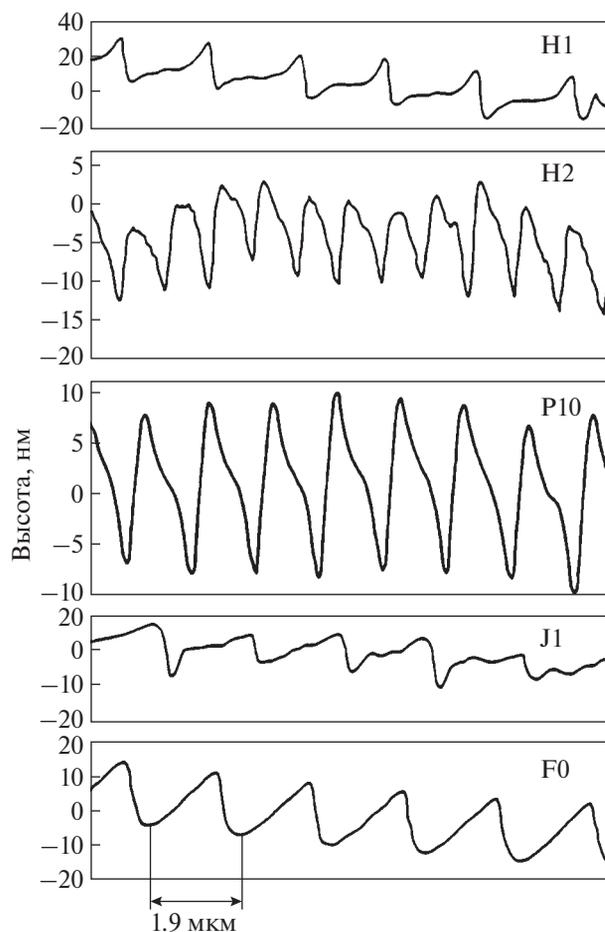


Рис. 4. Форма профилей штрихов дифракционных решеток из одного набора в эксперименте ХММ-Newton [12]. Масштабы по горизонтали (мкм) и по вертикали (нм).

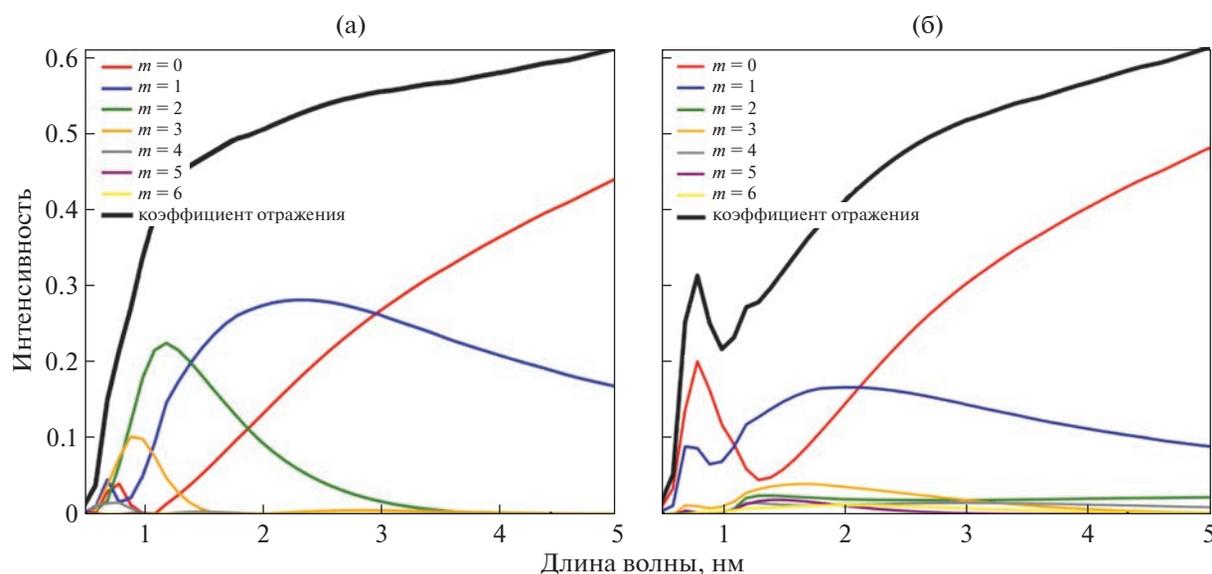


Рис. 5. Сравнение распределения интенсивностей мягкого рентгеновского излучения в различные порядки дифракции для двух профилей штриха дифракционных решеток из эксперимента ХММ-Newton: результат для профиля ДР F0 (а), результат для профиля ДР H1 (б).

Следовательно, для достоверности работы модели спектрографа необходима информация о форме профиля штриха. Спектрограф скользящего падения, используемый в эксперименте № 6105 на установке Ангара-5-1, включает в себя дифракционную прямоугольную решетку с геометрическими размерами 20×30 мм, рабочая поверхность ДР имеет вогнутую сферическую форму с радиусом кривизны 1 м с покрытием из сплава W/Re (в эксперименте использовалась ДР 600 шт./мм (период 1.66 мкм), форма штриха пилообразная, угол блеска равен 2°). Форма профиля штриха ДР была определена при сканировании поверхности ДР с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) NTEGRA-II [13], результаты сканирования представлены на рис. 6.

Из результатов сканирования профиля можно видеть, что, хотя период решетки оказался верным и равным приблизительно 1.66 мкм, профиль штриха не является треугольным, что можно объяснить особенностями технологии изготовления ДР, в которой коммерчески доступные ДР являются репликами первичного изделия. Поскольку профиль штриха ДР оказывает очень сильное влияние на распределение интенсивности рентгеновского излучения и на результаты восстановления спектров, то в дальнейшем мы использовали усредненный профиль штриха ДР. С использованием усредненного профиля штриха, представленного на рис. 7, было рассчитано распределение интенсивности рентгеновского излучения в порядки дифракции при угле падения 86° (рис. 8) в диапазоне длин волн от 0.5 до 40 нм, данное распределение далее использовалось при восстановлении исходных спектров рентгеновского излучения.

5. МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛЬ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ МОДЕЛЬНЫХ СПЕКТРОВ

Для разработки полномасштабной Монте-Карло модели рентгеновского спектрографа скользящего падения, рассчитывающей трекинг фотонов от источника до детектора, выбрана среда Монте-Карло моделирования Geant4 [6], снабженная большим количеством физических пакетов [14, 15], учитывающих взаимодействие частиц с веществом, и одновременно позволяющая задавать геометрию эксперимента и элементов спектрографа в виде 3D-модели. В связи с отсутствием в среде Geant4 процесса взаимодействия рентгеновского излучения с периодическими структурами такими, как дифракционная решетка (ДР), для расчета распределения интенсивности излучения после взаимодействия с дифракционной решеткой, разработан новый программный класс “Diffraction”, работающий одновременно с физическим пакетом FTFP_BERT [14]. Класс “Diffraction”, унаследованный от класса G4VDiscreteProcess, внутри которого перегружены методы “GetMeanFreePath()” и “PostStepDoIt()” [16]. Метод “GetMeanFreePath()” отвечает за определение сечения взаимодействия как функции типа частиц, энергии и материала решетки и рассчитывает длину свободного пробега фотонов. В “GetMeanFreePath()” задано условие, что длина свободного пробега фотона на поверхности дифракционной решетки равна нулю, т.е. в случае попадания рентгеновского излучения на поверхность дифракционной решетки расчет взаимодействия производится сразу. Метод “PostStepDoIt()” отвечает за генерацию фотонов после взаимодей-

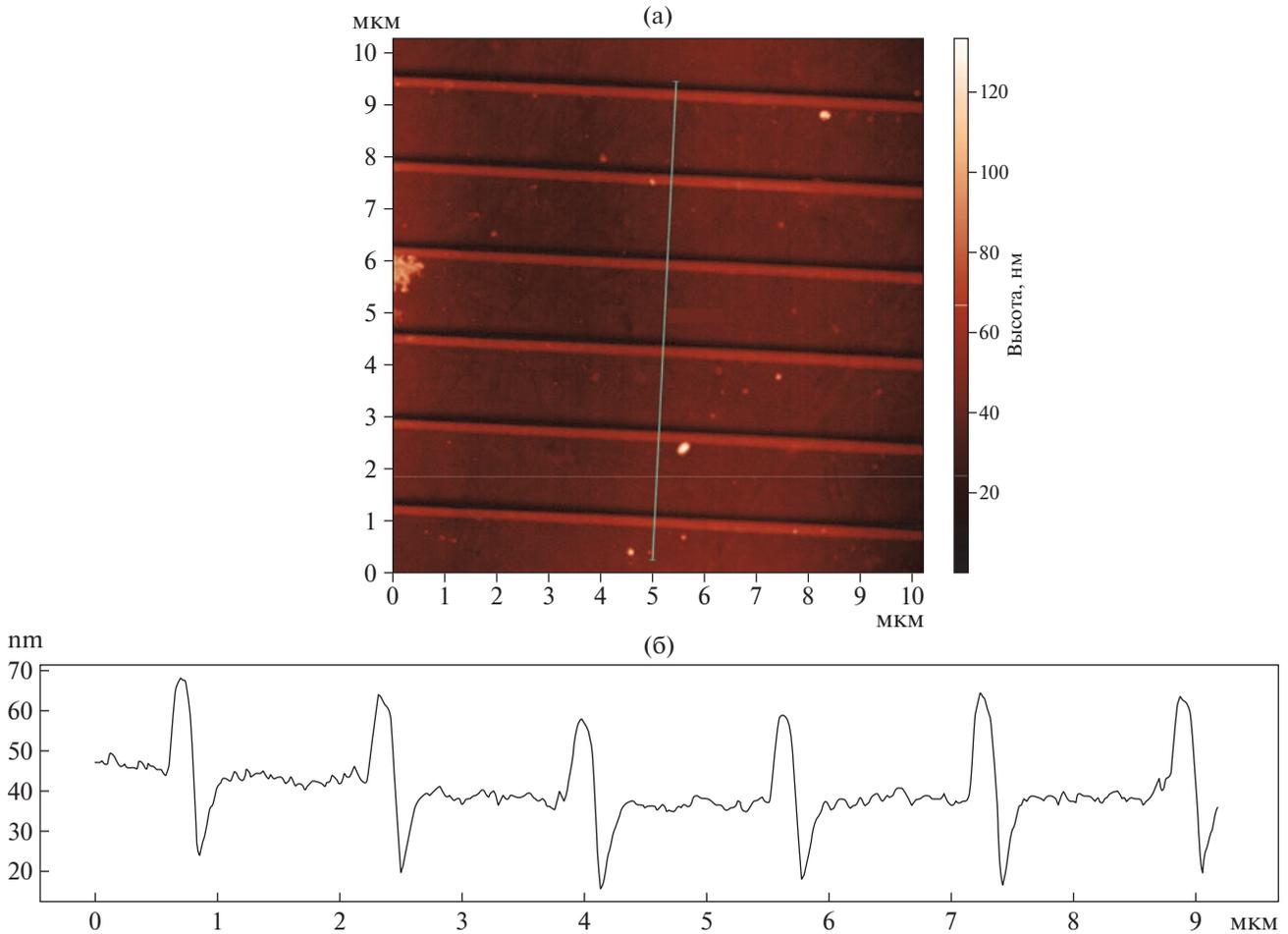


Рис. 6. Результаты сканирования АСМ микроскопом поверхности дифракционной решетки: изображение поверхности ДР (а), профиль поверхности ДР (б).

ствия и проводит обновление состояние трека фотона. Вычисление угла падения фотона θ_{inc} на поверхности ДР производится с учетом кривизны поверхности дифракционной решетки. После попадания фотона на поверхность ДР в работу вступает ранее описанная программная процедура dDif, которая интегрирована в класс "Diffraction".

В процессе моделирования, с использованием разработанной программной процедуры dDif, класса "Diffraction" и с учетом вероятности отражения излучения в соответствующий порядок дифракции m , а также с целью уменьшения времени расчета и исключения одинаковых вычислений при падении излучения на поверхность ДР под одним и тем же углом и с одной и той же длиной волны, происходит накопление данных о распределении интенсивности излучения в зависимости от угла падения и длины волны излучения в массив. Данные накапливаются с определенным шагом по длине волны излучения и углу падения с точностью 0.1 нм и 0.1°. В случае падения фотона на ДР с длиной волны и углом падения не кратным шагу производится расчет промежуточных значений с помощью аппроксимирующей функции. С учетом вероятности отражения излучения в соответствующий порядок дифракции m вычисляется угол дифракции, θ_r согласно уравнению, которое выводится из уравнения дифракции [9]:



Рис. 7. Форма профиля штриха ДР, используемая при расчете распределения интенсивности.

$$\theta_r = \arcsin\left(\frac{m\lambda}{d} - \sin(\theta_{\text{inc}})\right), \quad (3)$$

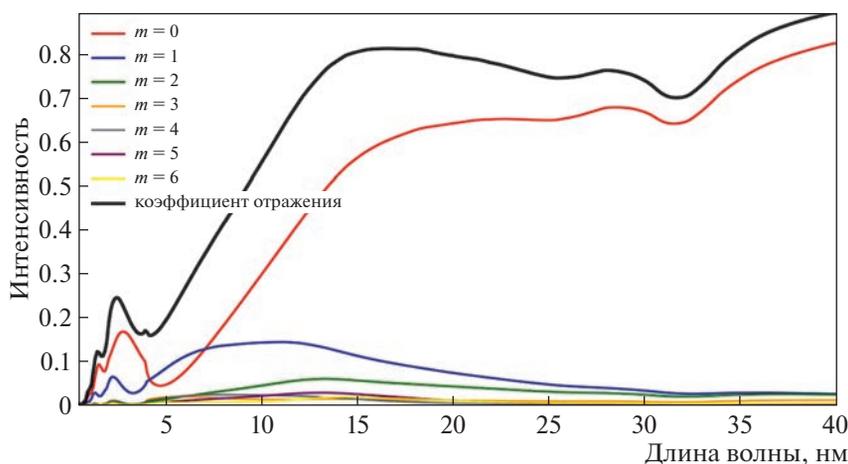


Рис. 8. Распределение интенсивности рентгеновского излучения в порядки дифракции после взаимодействия с дифракционной решеткой.

где θ_{inc} — угол падения излучения на поверхность решетки, d — период решетки, λ — длина волны.

После расчета взаимодействия фотона с ДР, происходит изменение направления волнового вектора фотона. Он поворачивается вокруг оси, перпендикулярной плоскости, образованной волновым вектором падающего фотона на решетку и восстановленной нормалью в точке падения с учетом угла дифракции. На конечном этапе расчета модельных спектров происходит регистрация фотона на виртуальном детекторе.

В разработанной полномасштабной модели спектрографа имеется возможность строить расчетные изображения спектров на плоскости регистрации. Задание геометрических параметров спектрографа и элементов экспериментального оборудования производится посредством переноса схемы, с помощью библиотеки CADMesh [17], в среду моделирования Geant4 в форматах stl, ply и obj, предварительно созданной в любой удобной 3D-CAD программе.

Разработанная модель позволяет строить спектрограммы в плоскости детектора одновременно с учетом всех геометрических параметров эксперимента, таких как внероуландовская система регистрации и форма кривизны поверхности решетки, с учетом процессов взаимодействия излучения с решеткой при любой форме профиля штриха, а также с учетом материала и многослойности поверхности.

6. КОРРЕКЦИЯ ДИСПЕРСИОННОГО СООТНОШЕНИЯ

С использованием разработанной модели выполнен расчет модельных спектров, построение аппаратной функции и восстановление спектра излучения плазмы Z-пинча в эксперименте № 6105 на установке Ангара-5-1. Схема полномасштабной модели эксперимента представлена

на рис. 9. При моделировании источник рентгеновского излучения (Z-пинч) задается цилиндром диаметром 1 мм высотой 15 мм, что соответствует средним размерам излучающей части Z-пинча в момент стагнации. Изображение Z-пинча формируется с помощью перпендикулярной его оси пространственной щели шириной 70 мкм, высотой 30 мм. Входная щель спектрографа (расположена параллельно оси источника) имеет ширину 50 мкм, высоту 30 мм. Расстояние от пространственной щели до входной щели — 568 мм, расстояние от входной щели до середины решетки — 80 мм, а расстояние от пространственной щели до Z-пинча — 1110 мм. Расстояние от центра дифракционной решетки до детектора — 90 мм. Для увеличения скорости численного моделирования, в расчетах источник излучает в телесный угол, который охватывает только область пространственной щели. Угол падения рентгеновского излучения на дифракционную решетку составлял 86° . В модели детектор установлен перпендикулярно оси спектрографа (внероуландовская система регистрации) и представляет собой чувствительную область размером 2×60 мм с размером пикселя равным 1 мкм. Размеры детектора и его пространственное разрешение выбраны с целью полного охвата излучения в первых трех порядках дифракции в диапазоне длин волн от 1 до 40 нм, а также увеличения количества точек на спектре для более точного определения аппаратной функции спектрографа. В эксперименте в качестве детектора используется микроканальная пластина (МКП) с размером пикселя 12.5 мкм [18].

Дисперсионное соотношение для первого порядка дифракции $\lambda = f(x)$ связывает длину волны λ излучения с координатой x на детекторе, отсчитываемой от нулевого порядка. Поскольку рассматривается несколько порядков дифракции, то для порядка номер m дисперсионное соотно-

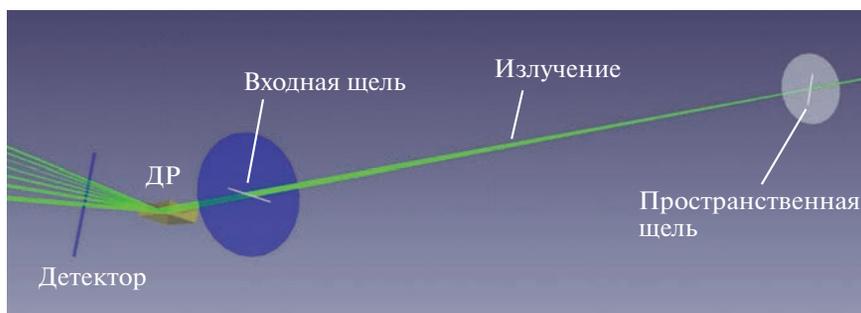


Рис. 9. Монте-Карло Geant4 модель рентгеновского спектрографа скользящего падения. Расстояние от пространственной щели до входной щели – 568 мм, расстояние от входной щели до середины решетки – 80 мм, а расстояние от пространственной щели до Z-пинча – 1110 мм. Источник излучения находится справа на расстоянии в три раза большем, чем расстояние от ДР до пространственной щели.

шение имеет вид $m\lambda = f(x)$. Дисперсионное уравнение для первого порядка дифракции $\lambda = f(x)$ получено из геометрических параметров спектрографа

$$\lambda \text{ [nm]} = 1667\{0.9976 - \cos[0.1396 + \arctg((x \text{ [мм]}/78) - 0.0699)]\}. \quad (4)$$

Сопоставление модельного дисперсионного соотношения, рассчитанного для случая идеальной геометрии, при котором излучение падает на центр дифракционной решетки с экспериментальным ДС (4) показано рис. 10а. Как можно увидеть на рис. 10, экспериментальное и модельные ДС не совпадают, из чего следует вывод, что геометрические параметры, используемые в модели, не соответствуют экспериментальным (как оказалось, эта неточность связана с неточностью определения позиции ДР в креплении). Для устранения данного несоответствия проведено варьирование геометрических параметров в модели: расстояние от ДР до детектора, угол наклона позиции дифракционной решетки, вертикальной и продольной позиции ДР, угол наклона детектора. В модели изменение геометрических параметров установки проводилось до тех пор, пока отличие в дисперсионных соотношениях в области 1–14 нм не стало менее 0.2 нм. В результате определено, что при смещении дифракционной решетки на 0.55 мм вниз относительно падающего на нее рентгеновского излучения дисперсионные соотношения имеют хорошее совпадение (рис. 10б) в диапазоне длин волн 2–15 нм. Далее, в расчетах, в полномасштабной модели эксперимента использовалось именно это скорректированное ДС.

7. РАСЧЕТ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ СПЕКТРОГРАФА

При восстановлении экспериментальных рентгеновских спектров из зарегистрированной спектрограммы необходимо учитывать функцию рассеяния спектральных линий (ФРЛ), что особенно актуально в случае использования внефокусной системы регистрации. Фокусировка

спектральных линий происходит на круге Роуланда. Поскольку регистрирующая плоскость детектора расположена не на круге Роуланда, то изображение линий размывается. Причем данное размытие зависит от многих геометрических параметров прибора. Разработанная полномасштабная Монте-Карло модель рентгеновского спектрографа скользящего падения учитывает размытие изображения спектральных линий при получении аппаратной функции прибора.

С использованием разработанной Монте-Карло модели выполнен расчет аппаратной функции спектрографа скользящего падения, которая используется для восстановления экспериментальных спектров излучения плазмы Z-пинча. Для дифракционной решетки, использованной в эксперименте № 6105 (рис. 8, 9), проведен ряд Монте-Карло расчетов спектрограмм (рис. 11), регистрируемых виртуальным детектором от цилиндрического источника диаметром 1 мм со спектром излучения в виде тонкой спектральной линии с нулевым уширением. Расчеты проведены для длин волн излучения в диапазоне λ от 0.5 до 40 нм.

Примеры полученных моделированием функций рассеяния спектральных линий (ФРЛ) при разных значениях $m\lambda$ представлены на рис. 12. Для сопоставления на рис. 10 изображена точка $\lambda = 9$ нм, соответствующая средней части рис. 12 для первого порядка дифракции.

С использованием полученных результатов моделирования осуществлен анализ формы ФРЛ [19]. В диапазоне длин волн $\lambda = 7–12.5$ нм наблюдается изменение формы ФРЛ к эллипсовидной вблизи $\lambda = 9$ нм (рис. 12).

Проведен подбор аппроксимирующей зависимости от $m\lambda$ для описания ФРЛ (рис. 12). Хорошее приближение получено с использованием свертки нормального распределения с равнобедренной трапецией, боковые стороны которой достраиваются до эллипса. Погрешность аппроксимации оценивалась как процентное отношение корня среднеквадратичной ошибки к значению

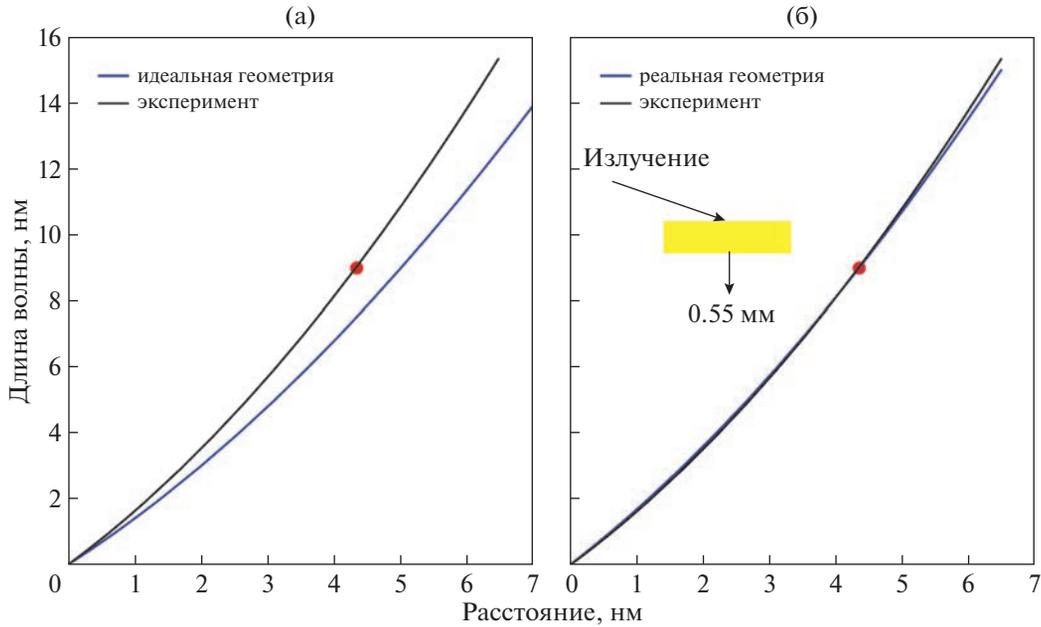


Рис. 10. Сравнение экспериментального и модельного дисперсионных соотношений для выстрела № 6105: до модификации модели спектрографа (а), после модификации (сдвиг ДР на 0.55 мм вниз) (б). Для сопоставления со средней частью рис. 12 изображена точка ($x = 4.346$ мм, $\lambda = 9$ нм).

аппроксимируемой функции в максимуме. Для всех исследуемых функций в диапазоне длин волн 0.5–40 нм данное отношение не превысило 1.7%. Получены зависимости параметров аппроксимирующей функции от $m\lambda$. Проведена аппроксимация этих зависимостей полиномами для обеспечения возможности определения ФРЛ при любом значении $m\lambda$.

Следует отметить, что локализация максимума ФРЛ для длины волны $m\lambda$ соответствует $\lambda_m(x)$ – дисперсионному соотношению для порядка дифракции m .

После отражения излучения от ДР с каждого пикселя регистратора снимается заряд. Переходя от дискретных пикселей к непрерывному распределению по координате x , связь между зарегистрированной линейной плотностью заряда $Q(x)$ [Кл/мм] и спектральной плотностью энергии $I(\lambda)$ [Дж/нм] можно представить аналитически через аппаратную функцию спектрографа $f(\lambda, x)$, заданную в явном виде с учетом полученных выше данных, следующим образом:

$$Q(x) = \int f_\lambda(x) I(\lambda) d\lambda, \quad (5)$$

$$f_\lambda(x) = \sum_m p_m(\lambda) LSF(m\lambda, x - x(m\lambda)),$$

где $p_m(\lambda)$ – вероятность отражения фотона от решетки в порядок дифракции m ; $LSF(m\lambda, x)$ – функция рассеяния линии (ФРЛ); $x(m\lambda)$ – дисперсионное соотношение для ДР.

Значения p_m получены кубической интерполяцией данных о зависимости вероятности отражения в порядок дифракции от длины волны излучения (рис. 8), рассчитанных с использованием dDif.

8. ПЕРВАЯ МЕТОДИКА ВОССТАНОВЛЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРОВ

Для восстановления входной спектральной плотности излучения $I(\lambda)$ Z-пинча по зарегистрированной спектрограмме $Q(x)$ разработан итерационный алгоритм. Входной спектр $I(\lambda)$ аппроксимируется алгебраической суммой

$$I_N(\lambda) = \sum_n^N M_n(\lambda) \quad (6)$$

сдвинутых функций Максвелла $M(\lambda)$

$$M_n(\lambda) = \begin{cases} B_n(\lambda - \lambda_n)^2 \exp(-\beta_n(\lambda - \lambda_n)^2), & \lambda - \lambda_n \geq 0 \\ 0, & \lambda - \lambda_n < 0 \end{cases} \quad (7)$$

На каждой итерации n форма восстанавливаемого спектра уточняется еще одним слагаемым $M_n(\lambda)$, параметры B_n , β_n и λ_n которого варьируются в рамках данной итерации. Оптимизация происходит исходя из минимизации невязки между экспериментальной спектрограммой Q_{exp} и расчетной Q_N , восстанавливаемой по формуле

$$Q_N(x) = \int f(\lambda, x) I_N(\lambda) d\lambda \quad (8)$$

с использованием найденного аналитического приближения аппаратной функции спектрографа (5). Здесь $I_N(\lambda)$ – реконструированная спектральная плотность интенсивности излучения Z-пинча после N итераций; $Q_N(x)$ – вычисленное по $I_N(\lambda)$ распределение интенсивности в спектрограмме на плоскости детектора после N итераций; N – полное число итераций.

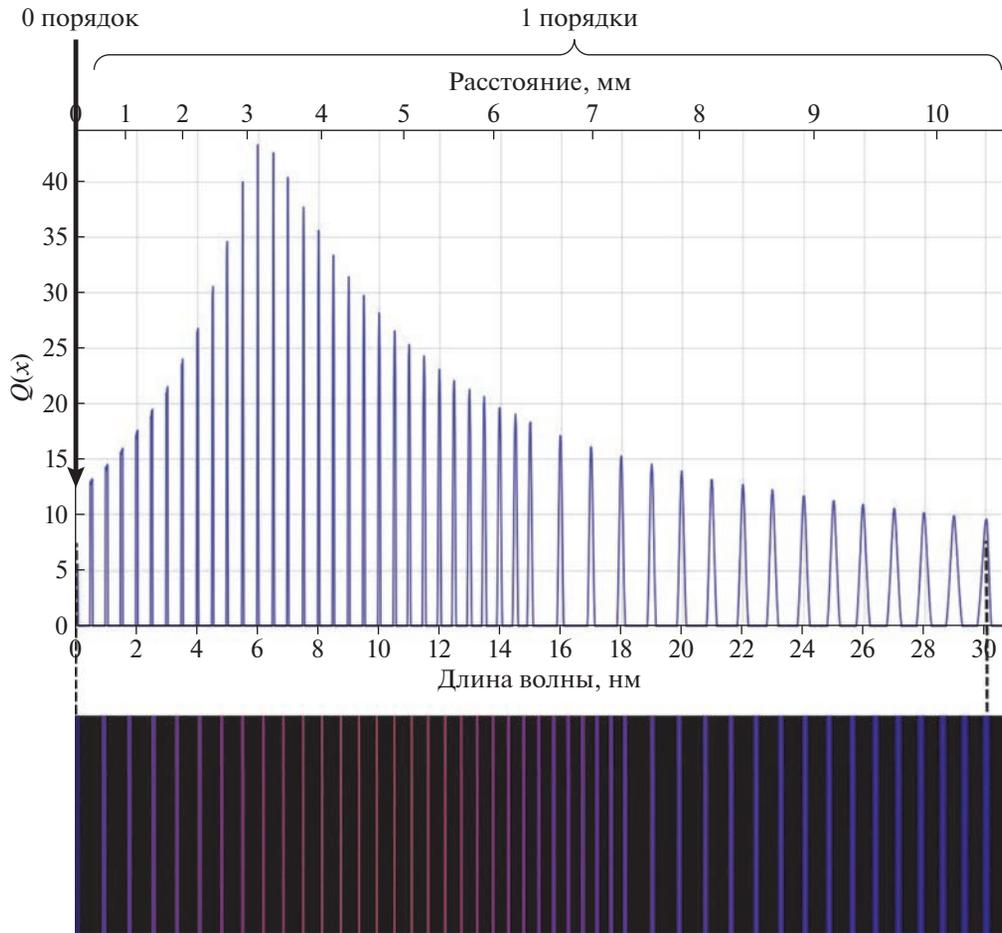


Рис. 11. Расчетная спектрограмма для дифракционной решетки, использованной в эксперименте № 6105, зарегистрированная на виртуальном детекторе от источника со спектром излучения в виде тонких спектральных линий в диапазоне $\lambda = 0.5\text{--}30$ нм.

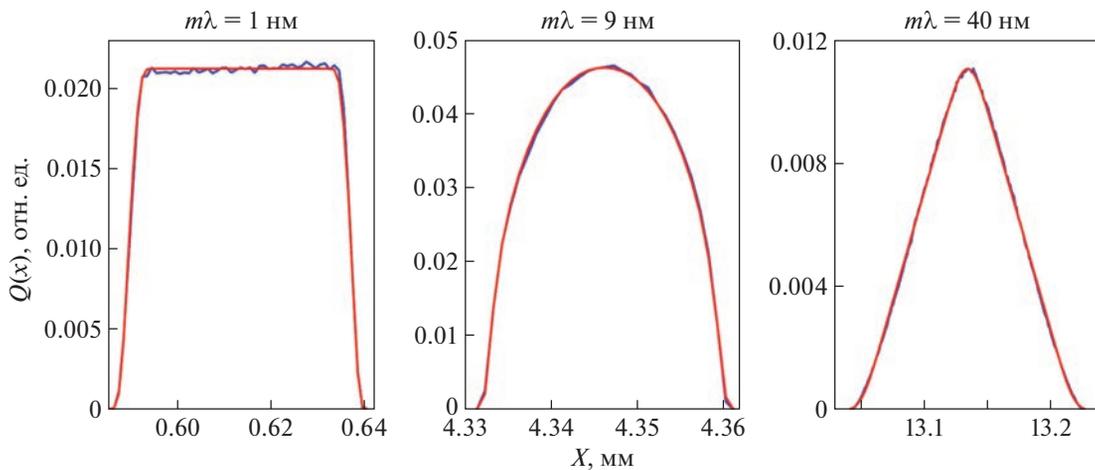


Рис. 12. Пример функций рассеяния линии при разных значениях $m\lambda$, полученных с использованием разработанной цифровой модели спектрографа (синие линии) и их аппроксимация (красные линии). Для сопоставления на рис. 10 изображена точка $\lambda = 9$ нм, соответствующая средней части рисунка для первого порядка дифракции.

Выбор функции (7) обусловлен тем, что регистрируемый спектр, в зависимости от условий эксперимента, может состоять из различных, не

похожих друг на друга компонент, таких как: тепловой спектр, собственные спектральные линии излучения материалов нагрузки и мишени, поло-

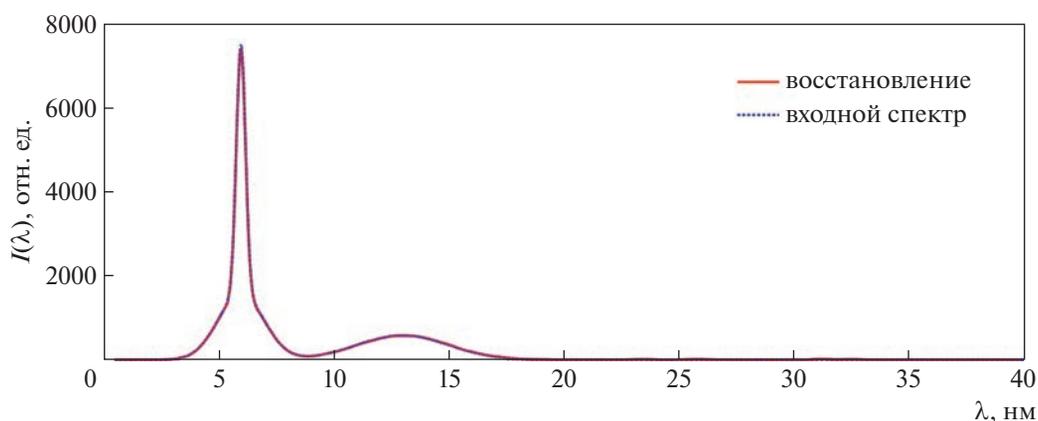


Рис. 13. Спектральная плотность излучения виртуального источника. Синяя линия – входной искусственно заданный спектр, красная – результат восстановления из спектрограммы. Эти линии полностью совпали друг с другом.

сы поглощения и др. Использование линейной комбинации (6) данных функций позволяет добиться хорошего приближения расчетной спектрограммы (8) к экспериментальной за разумное число итераций.

Методика восстановления спектров реализована в виде численного кода на языке программирования MATLAB [20]. Для проверки данного кода выполнен тест по восстановлению входного, искусственно заданного спектра. Для построения входного спектра задан цилиндрический виртуальный источник рентгеновского излучения диаметром 1 мм, спектральная плотность интенсивности которого представлена на рис. 13. С помощью разработанной модели спектрографа рассчитана спектрограмма излучения виртуального источника (рис. 14) и проведена ее обработка с учетом шести порядков дифракции, распределение интенсивности которых рассчитано с использованием профиля, изображенного на рис. 9 с параметрами, соответствующими эксперименту № 6105. С помощью алгоритма (6)–(8) восстановлен входной спектр излучения. Проведено сравнение восстановленного спектра с входным (рис. 13), получено хорошее совпадение (среднеквадратичное отклонение $\sigma = 0.16\%$ от значения в максимуме и коэффициент линейной корреляции Пирсона $r = 0.99996$).

С помощью разработанной методики восстановления спектров выполнено восстановление рентгеновского спектра излучения плазмы Z-пинча в эксперименте № 6105 на установке Ангара-5-1. В данном эксперименте нагрузка для генерации Z-пинча состояла из 60 вольфрамовых проводников диаметром 6.0 мкм каждый, которые располагались на боковой поверхности цилиндра диаметром 10 мм, при высоте нагрузки 16 мм. Регистрация была произведена через 1 нс после максимума мягкого рентгеновского излучения (временное разрешение регистратора около 1.5 нс). Спектрограмма излучения Z-пинча, зарегистрированная в эксперименте № 6105 на установке Ангара-5-1

представлена на рис. 15 (первый пик – нулевой порядок).

Экспериментальная спектрограмма представляет собой композицию фонового сигнала, изображения светимости источника (нулевой порядок) и дифракционной части спектра. Для восстановления исходного спектра выделена дифракционная часть (рис. 16). Величина фоновой засветки определялась как среднее значение сигнала на границе апертуры. Разделение изображения светимости источника и дифракционного спектра производится наклонной прямой. Параметры прямой подбираются исходя из двух соображений. Во-первых, согласно рис. 10 вероятность отражения в первый порядок дифракции для излучения с $\lambda \leq 0.7$ нм стремится к нулю. Также предполагается, что для используемой нагрузки Z-пинча излучение в данной коротковолновой области незначительно. В этой точке величина дифракционной части полагается равной нулю. Во-вторых, область, занимаемая отстающей плазмой, ограничена и на изображении составляет предположительно ~4 мм.

Проведено построение дифракционной части расчетной спектрограммы, расчет проведен с учетом шести порядков дифракции. На рис. 16 приведено сравнение распределения интенсивности полученного за 25 итераций алгоритма восстановления (6)–(8) и экспериментальной спектрограммы. Используемым критерием остановки итерационного процесса служит хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных, а именно: коэффициент линейной корреляции Пирсона $r > 0.999$, процентное отношение среднеквадратичного отклонения к значению дифракционной части спектра в максимуме $< 0.5\%$. Результат восстановления спектра излучения (спектральная плотность интенсивности излучения) плазмы Z-пинча приведен на рис. 17.

В результате восстановления спектра можно видеть, что максимум спектральной плотности

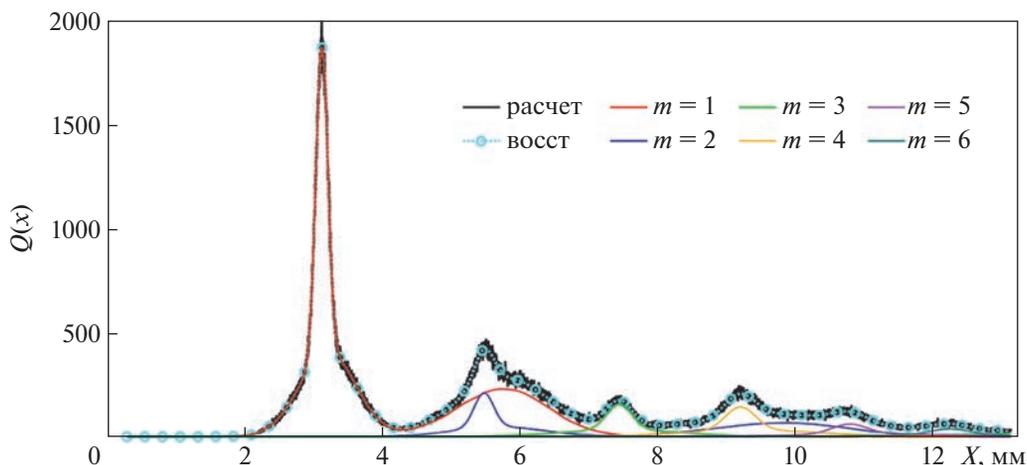


Рис. 14. Спектрограмма (данные на плоскости детектора) виртуального источника с искусственно заданным спектром излучения и восстановленный вклад отдельных порядков дифракции. Черная линия (верхняя кривая) – результат построения спектра на плоскости регистрации, пунктирная голубая линия с маркерами (тоже верхняя кривая) – результат работы итерационной методики восстановления спектра (8), эти линии полностью совпали друг с другом. Остальными цветными линиями отображена декомпозиция реконструированного сигнала по порядкам дифракции m .

излучения лежит в диапазоне между 5 и 6 нм. Этот диапазон соответствует массиву неразрешаемых переходов $4d-4f$ в ионах вольфрамовой плазмы [21, 22].

9. ВТОРАЯ МЕТОДИКА ВОССТАНОВЛЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРОВ

В предыдущем разделе было представлено восстановление спектров для угла падения рентгеновского излучения на дифракционную решетку 86° . Возможность реализации представленного алгоритма основана на том, что поверхность этой дифракционной решетки была отсканирована АСМ, и на основе полученной формы штриха был рассчитан вклад излучения в различные порядки дифракции.

Для регистрации рентгеновских спектров излучения плазмы Z-пинча на установке Ангара-5-1 применялся дифракционный спектрограф скользящего падения с углом падения рентгеновского излучения на дифракционную решетку 88° . Для

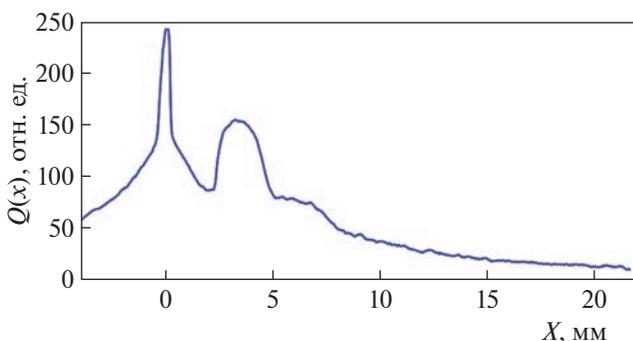


Рис. 15. Спектрограмма излучения Z-пинча, зарегистрированная в эксперименте № 6105 на установке Ангара-5-1.

этой решетки не было возможности отсканировать ее поверхность АСМ микроскопом и определить форму штриха. Соответственно, описанный выше алгоритм не мог быть применен.

Для дифракционного спектрографа скользящего падения с углом падения рентгеновского излучения на дифракционную решетку 88° была разработана вторая методика определения параметров решетки и восстановления спектров. Эта методика успешно используется в экспериментах на установке Ангара-5-1 с 2019 г. [4, 22–27]. Для этой решетки требовалось получить дисперсионное соотношение экспериментально в процессе калибровки. Для калибровки на установке Ангара-5-1 был проведен эксперимент № 6438, в котором источником рентгеновского излучения являлся Z-пинч, образованный полипропиленовыми волокнами и дейтерированным полиэтиленовым $(C_2H_4)_n$ цилиндром (диаметр 1 мм, $\rho = 80$ мг/см³) на оси, плазма которого интенсивно излучает в линиях углерода. На рис. 18 приведена зарегистрированная в этом выстреле спектрограмма и ее расшифровка. Спектр легко может быть отождествлен.

Погрешность положения нуля составляет 100 мкм. В табл. 3 приведены длины волн [H]- и [He]-подобных ионов углерода в 1-м, 2-м и 3-м порядках дифракции. Табличные значения длин волн данных переходов: $\lambda(L_\beta) = 2.846$ нм, $\lambda(L_\alpha) = 3.374$ нм, $\lambda(He_\alpha) = 4.027$ нм. Было принято, что в 1-м порядке линия L_β 2.8464 нм соответствует пику на зарегистрированной спектрограмме при координате на детекторе $x = 3.47$ мм. При такой идентификации все линии из табл. 3 соответствуют спектрограмме: первый максимум – 2.8464 нм, второй максимум – 3.435 нм, третий – 4.027 нм. Далее идут три точки 2-го порядка две из трех точек 3-го порядка. 0-й порядок на 0 мм.

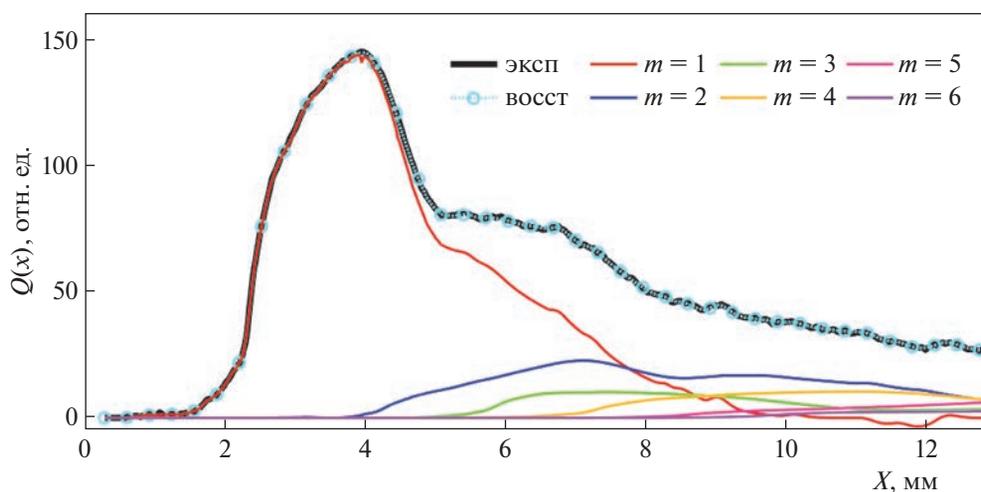


Рис. 16. Дифракционная часть спектрограммы, полученной в эксперименте № 6105. Цветными линиями отображена декомпозиция реконструированного сигнала по порядкам дифракции m . Черная линия (верхняя кривая) – экспериментально зарегистрированная спектрограмма без нулевого максимума, пунктирная с маркерами (тоже верхняя кривая) – результат работы итерационной методики восстановления спектра (8), эти линии полностью совпали друг с другом.

Полученные привязки перечисленных выше линий к спектрограмме позволили получить дисперсионное соотношение для первого порядка отражения в виде полинома второго порядка путем минимизации среднеквадратичного отклонения значений этого полинома от идентифицированных длин волн в табл. 3. При этом линии L_α и He_β считались как одна линия, поскольку они не разрешались спектрографом. На рис. 18 совокупное положение линий L_α и He_β в 1-м, 2-м, и в 3-м порядках отмечено толстыми стрелками. Особая сложность состояла в идентификации линии L_β . Линия L_β в 1-м и 2-м порядке имеет малую, но вполне различимую амплитуду и участвовала в интерполяции в 1-м и 2-м порядках. Линия L_β в 3-м порядке не участвовала в интерполяции, поскольку была не видна.

Путем аппроксимации полиномом второй степени было получено дисперсионное соотношение (9) для отражения в первом, во втором, и в третьем порядках дифракции m

$$m\lambda(x) [\text{нм}] = 0.59093x [\text{мм}] + 0.06823x^2. \quad (9)$$

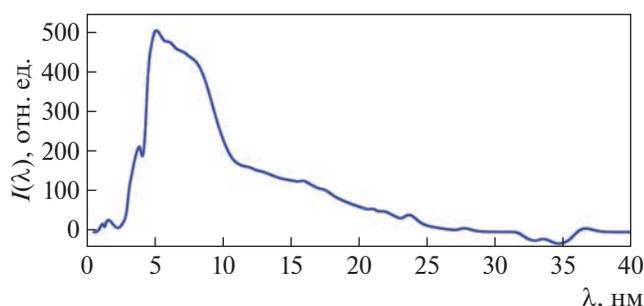


Рис. 17. Восстановленный спектр излучения Z-пинча в эксперименте № 6105.

Результирующее экспериментальное дисперсионное соотношение и спектральные линии из табл. 3 показаны на рис. 19. На рис. 20 приведена зарегистрированная спектрограмма $Q(\lambda)$ в шкале длин волн.

Как видим, совпадение реперных линий из табл. 3 с пиками на спектрограмме хорошее. Однако это не есть спектр, а наложение нескольких порядков отражения (в нашем случае, мы считаем, что 1-го, 2-го и 3-го порядков).

Наличие в эксперименте выделенных линий излучения ионов углерода позволило определить отношения их интенсивностей для первых трех порядков дифракции. Величины интенсивностей излучения A_1, A_2, A_3 для объединенных линий L_α и He_β в первый, второй и третий порядки на рис. 18 соответствуют величине толстых стрелок. Из серии экспериментов с аналогичными эксперименту № 6438 нагрузками были получены отношения пиков второго (A_2) и третьего порядков (A_3), к величине пика линии первого порядка (A_1): $a_2 = A_2/A_1 = 0.41 \pm 0.13$, $a_3 = A_3/A_1 = 0.16 \pm 0.06$. Это позволило перейти к восстановлению спектра из спектрограммы, исходя из значений a_2 и a_3 . Чтобы найти спектр, надо выделить из зарегистрированной спектрограммы отражение только в 1-м порядке.

Обозначим $Q_1(x)$ вклад первого порядка дифракции в экспериментально полученный сигнал $Q(x)$ на координате x на плоскости регистрации спектрографа. Связь между плотностью заряда $Q_1(x)$ для первого порядка дифракции и спектральной плотностью излучения источника $I_1(\lambda)$ в первом порядке дифракции с учетом зависимости коэффициента отражения материала по-

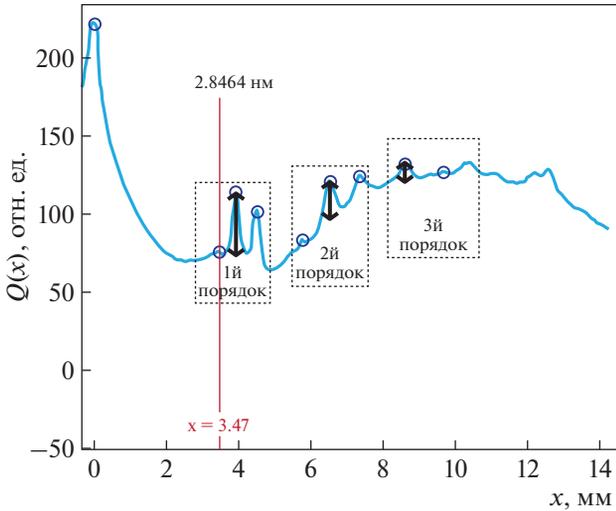


Рис. 18. Зарегистрированная спектрограмма в калибровочном эксперименте № 6438.

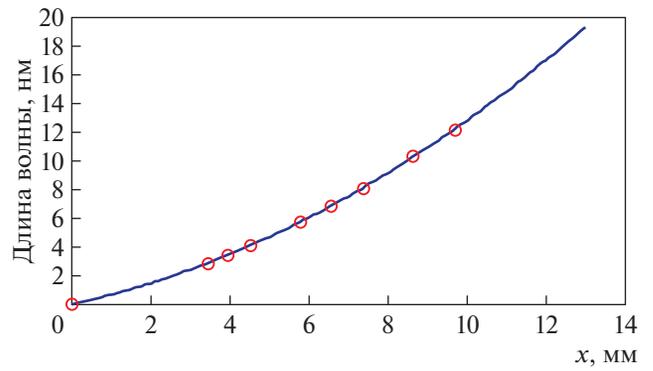


Рис. 19. Дисперсионная кривая для эксперимента № 6438 для порядка дифракции m . Кружками изображены спектральные линии из табл. 3.

крытия решетки от длины волны падающего излучения осуществляется с помощью выражения

$$Q_1(x) = I_1(\lambda(x)) \frac{d\lambda_1}{dx(x)} k(\lambda(x)), \quad (10)$$

где $I_1(\lambda(x))$ – спектральная плотность излучения первого порядка на координате x регистратора, $d\lambda_1/dx(x)$ – производная по x дисперсионного соотношения $\lambda_1(x)$ для первого порядка дифракции, $k(\lambda)$ – коэффициент отражения материала покрытия решетки из базы данных [10].

Поскольку переменные x и $\lambda\lambda$ для первого порядка дифракции связаны между собой монотонным дисперсионным соотношением $\lambda\lambda = \lambda(x)$, или $x = x(\lambda)$, то это уравнение может быть переписано через переменную λ

$$Q_1(x) = I_1(\lambda(x)) \frac{d\lambda_1}{dx(\lambda)} k(\lambda(x)). \quad (11)$$

Суммируя вклады от трех порядков отражения, получим

$$Q(\lambda) = Q_1(\lambda_1) + a_2 Q_2(\lambda_2) + a_3 Q_3(\lambda_3). \quad (12)$$

Учитывая, что согласно (9)–(11) $\lambda\lambda_2 = \lambda\lambda/2$ и $\lambda\lambda_3 = \lambda\lambda/3$ получаем искомое функциональное уравнение

$$Q(\lambda) = Q_1(\lambda_1) + a_2 Q_1(\lambda/2) + a_3 Q_1(\lambda/3). \quad (13)$$

Таким образом, из полученного выше функционального уравнения надо найти $Q_1(\lambda)$ и далее воспользоваться уравнением (11) для нахождения $I_1(\lambda)$. Эта задача является некорректной. Для решения некорректных задач надо, как правило, воспользоваться некоторой априорной информацией. Часто это бывает требование непрерывности функции и некоторых ее производных. В нашем случае это требование непрерывности и положительности решения и обращения спектра в ноль при нулевых длинах волн. Отражение излучения в 0-м порядке приводит к наложению его на зарегистрированную спектрограмму. Мы убираем часть спектрограммы вблизи нулевого порядка на абсциссе около 3 мм и линейным образом обращаем значения спектрограммы на убранном участке в ноль, с сохранением непрерывности. Результат такой операции виден на рис. 21 и 22. На рис. 22 вблизи нуля видно линейное обращение спектра в ноль. На рис. 21 за счет нелинейности дисперсионного соотношения обращение спектра в ноль нелинейное.

Алгоритм нахождения из уравнения (13) зависимости $Q_f(\lambda)$ следующий. Полученное уравнение решаем методом итераций. Считаем, что в

Таблица 3. Длины волн [H]- и [He]-подобных ионов углерода в 1-м, 2-м и 3-м порядках дифракции

	1-й порядок				2-й порядок				3-й порядок			
	L_β	L_α	He β	He α	L_β	L_α	He β	He α	L_β	L_α	He β	He α
Переход	1s–3p	1s–2p	1s ² –1s3p	1s ² –1s2p	1s–3p	1s–2p	1s ² –1s3p	1s ² –1s2p	1s–3p	1s–2p	1s ² –1s3p	1s ² –1s2p
Длина волны $m\lambda$, нм	2.85	3.37	3.5	4.026	5.70	6.74	7.0	8.05	8.55	10.11	10.50	12.08
Абсцисса на рисунке 18, мм	3.47	3.96	3.96	4.50	5.81	6.58	6.58	7.42	8.70	8.70	10.4	

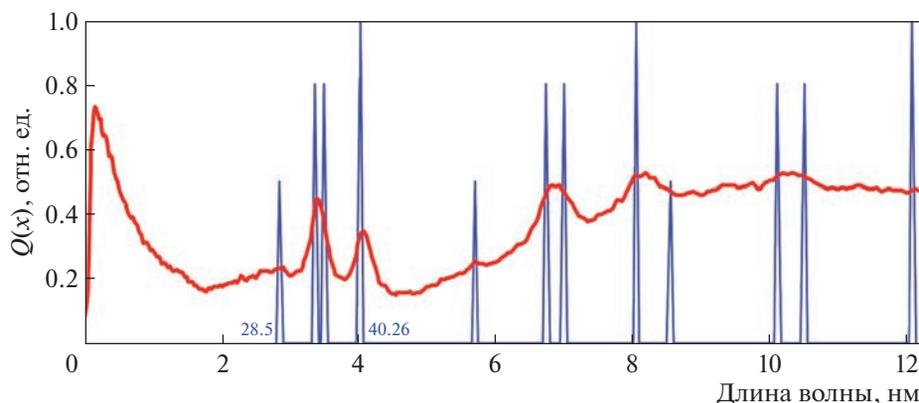


Рис. 20. Зарегистрированная калибровочная спектрограмма Q в шкале длин волн и спектральные линии из табл. 3.

нулевом приближении вклад первого порядка дифракции $Q_1(\lambda)$ в экспериментально полученный сигнал Q равен самому $Q(\lambda)$:

$$Q_1^{(0)}(\lambda) = Q(x(\lambda)).$$

Для следующих итераций. Первая:

$$Q_1^{(1)}(\lambda) = Q(x(\lambda)) - a_2 Q_1^{(0)}(\lambda/2) - a_3 Q_1^{(0)}(\lambda/3),$$

вторая:

$$Q_1^{(2)}(\lambda) = Q(x(\lambda)) - a_2 Q_1^{(1)}(\lambda/2) - a_3 Q_1^{(1)}(\lambda/3),$$

третья:

$$Q_1^{(3)}(\lambda) = Q(x(\lambda)) - a_2 Q_1^{(2)}(\lambda/2) - a_3 Q_1^{(2)}(\lambda/3)$$

и т. д.

Итерации будут сходиться, если второе и третье слагаемое в правой части уравнения (13) после N итераций будут малы по сравнению с первым. Тогда значение спектральной плотности излучения $I(\lambda)$ первого порядка находится из выражения:

$$I(\lambda) = Q^{(N)}(\lambda) \left[\frac{d\lambda}{dx} k(\lambda) \right]^{-1}. \quad (14)$$

Результат нахождения истинного спектра первого порядка для калибровочного эксперимента № 6438 представлен на рис. 23. Сравнивая этот рисунок с рис. 20 (или 22) можно убедиться, что полностью пропали пики, связанные со вторым и третьим порядками дифракции.

По полученному после восстановления спектру была рассчитана спектрограмма. Сопоставление экспериментально зарегистрированной спектрограммы и спектрограммы, полученной после восстановления спектра, представлено на рис. 21. Как видно, обе спектрограммы совпадают друг с другом. На интервале 0–3 нм виден результат линейной интерполяции в ноль вместо нулевого максимума. Кривые расходятся после 17.5 нм, при длинах волн более 30 нм, где доля излучения весьма мала.

Следует отметить, что в литературе приводятся примеры нахождения спектров 1-го порядка из зарегистрированной спектрограммы. Так, в работе [28] исследовалась “реконструкция непрерывных спектров мягкого рентгеновского излучения по спектрограммам, зарегистрированным с использованием пропускающей дифракционной решетки”. В этой работе тоже предполагалось, что коэффициенты отражения в разные порядки не зависят от длины волны. Этот алгоритм отличается от разработанного нами по второй методике, но результат с высокой степенью точности совпадает с результатами второй методики восстановления.

С использованием второй методики восстановления спектров выполнено восстановление спектра для эксперимента № 6105 (рис. 22). На рис. 22 приведено сравнение результатов восстановления исходных спектров излучения Z-пинча по первой и второй методикам.

Наблюдается хорошее совпадение результатов, небольшое отличие может быть объяснено тем, что в первой методике учитывается зависимость коэффициента отражения в разные порядки дифракции от длины волны и тем самым восстановление исходного рентгеновского спектра происходит точнее, а во второй методике предполагается постоянство этих коэффициентов отражения. Кроме того, в первой методике при восстановлении применяется аппаратная функция, в которой учитывается функция рассеяния линии ФРЛ, влияние которой объясняется внеруандовской позицией плоскости регистрации спектрографа.

Также при восстановлении спектра по цифровой модели спектрографа в эксперименте № 6105 была использована усредненная форма профиля штриха ДР. Однако интерференционная картина для решеток, у которой все штрихи идеально совпадают друг с другом, будет отличаться от интерференционной картины для реальной решетки, у которой все штрихи разные.

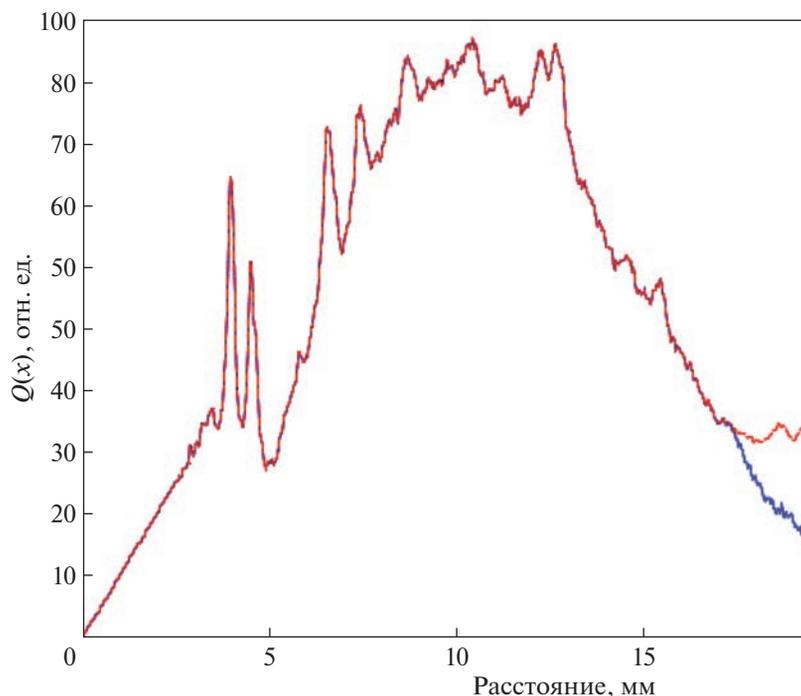


Рис. 21. Наложение экспериментально зарегистрированной спектрограммы и спектрограммы, полученной после восстановления спектра. Эти две кривые слились.

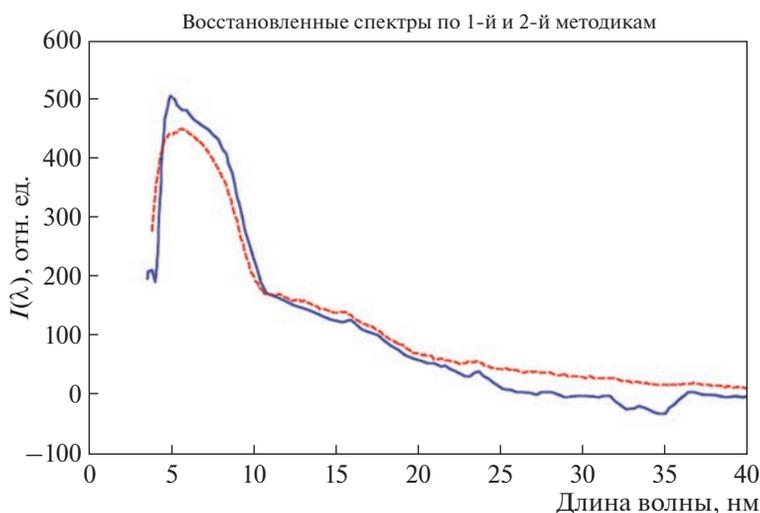


Рис. 22. Сравнение результатов восстановления спектра $I(\lambda)$ в выстреле № 6105 по первой (I – сплошная линия) и второй (2 – штриховая линия) методикам.

Можно выделить следующие преимущества использования первой методики при восстановлении исходных рентгеновских спектров.

– Она позволяет восстанавливать исходные спектры излучения в области длин волн 2–40 нм без экспериментальной калибровки спектрографа по соотношениям интенсивностей излучения в разные порядки дифракции, что приходилось делать при использовании второй методики, так как программная процедура dDif позволяет осу-

ществить численный расчет данных соотношений во всем исследуемом диапазоне длин волн, а не для дискретного набора отдельных спектральных линий.

– Она позволяет учесть функцию рассеяния линии, которая для приборов с худшим спектральным разрешением и при больших геометрических размерах источника может оказывать более существенное влияние на форму восстанов-

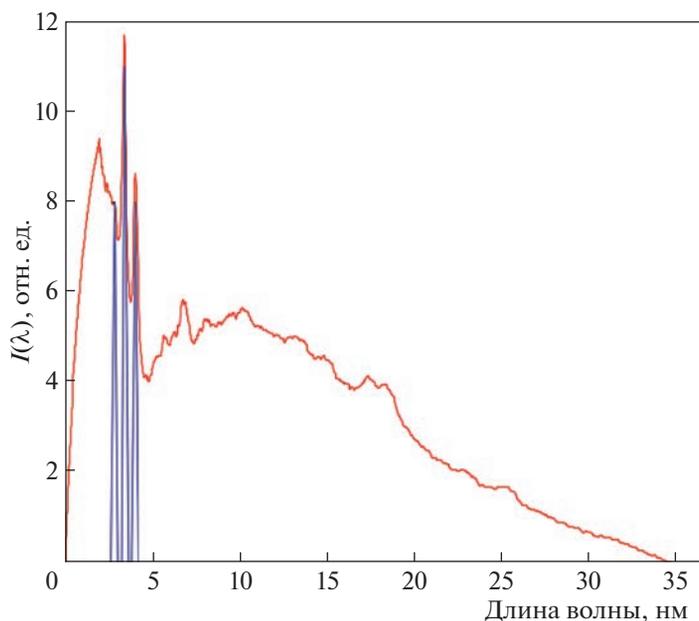


Рис. 23. Восстановленный спектр $I(\lambda)$ из зарегистрированной спектрограммы и спектральные линии 1-го порядка из таблицы 3 (2.85, 3.37 + 3.5, 4.026 нм, линии 3.37 + 3.5 нм слились).

ливаемых рентгеновских спектров, особенно в случае отдельных спектральных линий.

Таким образом, для восстановления спектра в условиях отсутствия данных о форме штриха дифракционной решетки предпочтительно использовать вторую методику восстановления спектров, однако при наличии данных о форме профиля штриха ДР первая методика позволяет получить данные об исходных спектрах излучения плазмы Z-пинча с лучшей точностью.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе приведены две методики восстановления спектра.

Первая методика основывается на разработанной полномасштабной цифровой Монте-Карло модели спектрографа скользящего падения и с учетом конкретной формы штриха решетки позволяет, с учетом геометрии эксперимента и физических процессов взаимодействия рентгеновского излучения с дифракционной решеткой, выполнять построение спектрограмм на плоскости детектора. В разработанной цифровой модели спектрографа, с помощью дифференциального метода, учитывается разложение в порядки дифракции интенсивности излучения при взаимодействии с дифракционной решеткой. При этом учитывается зависимость отражения падающего излучения в порядки дифракции от длины волны с учетом формы профиля штриха, материала и структуры покрытия дифракционной решетки. Выполнена проверка работы модели при сравнении результатов расчета коэффициента отраже-

ния с данными базы CXRO, и результатов расчета интенсивности излучения в порядках дифракции с результатами расчетов выполненных с помощью коммерческой программы PCGrate. Разработана методика восстановления экспериментальных спектров излучения. С использованием разработанной модели выполнен расчет модельных спектров, построение аппаратной функции рентгеновского спектрографа скользящего падения для угла падения рентгеновского излучения на дифракционную решетку 86° . С использованием рассчитанной аппаратной функции спектрометра и итерационной методики первого типа выполнено восстановление спектра излучения плазмы Z-пинча в эксперименте № 6105 на установке Ангара-5-1.

Вторая методика не использует конкретную форму штриха решетки, а на основе анализа калибрационных спектрограмм строит дисперсионную кривую и позволяет восстановить спектр. В данной работе с использованием второй методики при угле падения излучения на дифракционную решетку 88° из данных эксперимента № 6438 на установке Ангара-5-1 получено дисперсионное уравнение и проведено восстановление спектра излучения плазмы Z-пинча. Данная методика восстановления используется в экспериментах на установке Ангара-5-1 с 2019 г. [4, 22–27].

В конце работы приведено сравнение результатов восстановления по первой и второй методикам для эксперимента № 6105, в котором известны данные о форме профиля дифракционной решетки. Показана достаточно высокая степень

совпадения полученных по разным методикам спектров.

Авторы благодарят Александра Петровича Шевелько за плодотворные обсуждения экспериментов со спектрографом.

Данная работа частично поддержана договором № Н.4ч.241.09.21.1074 от 20 апреля 2021 г. между АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ” и ГК “Росатом” по комплексной программе “Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года”, федеральный проект 4 “Разработка новых материалов и технологий для перспективных энергетических систем” и Договором НИОКР № 17706413348210001380/226/3467-Д от 23 июня 2021 г. между АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ” и НИЦ “Курчатовский институт” – ИТЭФ.

Разработка второй методики восстановления спектров излучения плазмы Z-пинча выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-21-00082).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альбииков З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И., Глухих В.А., Грабовский Е.В., Грязнов Г.М., Гусев О.А., Жемчужников Г.М., Зайцев В.И., Золотовский О.А., Истомин Ю.А., Козлов О.В., Крашенинников И.С., Курочкин С.С., Латманнизова Г.М., Матвеев В.В., Минеев Г.В., Михайлов В.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Перлин А.С., Печерский О.П., Письменный В.Д., Рудаков Л.И., Смирнов В.П., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р. // Атомная энергия. 1990. Т. 68. С. 26.
2. Шевелько А.П., Блисс Д.Е., Казаков Е.Д. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 1021.
3. Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Александров В.В., Олейник Г.М., Медовицков С.Ф., Шевелько А.П. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 71.
4. Gritsuk A.N., Aleksandrov V.V., Grabovskiy E.V., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Sasorov P.V., Shevelko A.P. // J. Physics: Confer. Ser. 2019. V. 1238. P. 012053.
5. Программа XrayDif для моделирования взаимодействия рентгеновского излучения с дифракционной решеткой” (свидетельство о государственной регистрации № 2021680765).
6. Geant4: User’s Guide: For Application Developers. <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/fo/BookForApplicationDevelopers.pdf>.
7. Petit R., Cadilhac M., Maystre D., Vincenct P., Nevriere M., McPhedrad R.C., Derrick G.H., Botten L.C. Electromagnetic Theory of Gratings. Berlin–Heidelberg–New York: Springer-Verlag, 1980.
8. Maystre D., Popov E. Gratings, Theory and Numeric Applications Ch. 7: Differential Theory of Periodic Structures, 2014.
9. Nevriere M., Popov E. Light Propagation in Periodic Media: Differential Theory and Design. CRC Press, 2002.
10. X-Ray Optics Database. <http://www.cxro.lbl.gov/>.
11. PCGrate software. <https://www.pcguate.com/>.
12. Goray L.I. // Proceed. SPIE. February 2004. <https://doi.org/10.1117/12.505679>
13. ACM. <https://www.ntmdt-si.com/products/atomic-force-microscopes/ntegra-ii>.
14. Geant4: Physics Reference Manual. <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>.
15. Geant4: Physics List Guide. <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/PhysicsListGuide/fo/PhysicsListGuide.pdf>.
16. Geant4: User’s Guide: For Toolkit Developers. <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/ForToolkitDeveloper/fo/BookForToolkitDevelopers.pdf>.
17. CADMesh. <https://github.com/christopherpoole/CAD-Mesh>.
18. МКП. https://baspik.com/products/nauka/mkp46_12/.
19. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектрометрию. М.: Наука, 1979.
20. MATLAB. <https://www.mathworks.com/products/matlab.html>.
21. Harte C.S., Higashiguchi T., Otsuka T., D’Arcy R., Kilbane D., O’Sullivan G. // J. Phys. B Atomic Molecular and Optical Physics. 2012. V. 45(20). P. 205002.
22. Gritsuk A.N., Aleksandrov V.V., Grabovskiy E.V., Laukhin Y., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Volkov G.S., Frolov I.N., Shevel’ko A.P. // IEEE Transactions Plasma Sci. 2013. V. 41. P. 3184.
23. Aleksandrov V.V., Branitski A.V., Gasilov V.A., Grabovskiy E.V., Gritsuk A.N., Mitrofanov K.N., Olkhovskaya O.G., Sasorov P.V., Frolov I.N. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 035009.
24. Александров В.В., Браницкий А.В., Болдарев А.С., Гасилов В.А., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Митрофанов К.Н., Ольховская О.Г., Сасоров П.В. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 220.
25. Александров В.В., Баско М.М., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 613.
26. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 887.
27. Mitrofanov K.N., Aleksandrov V.V., Branitski A.V., Grabovskiy E.V., Gritsuk A.N., Oleinik G.M., Frolov I.N., Samokhin A.A., Olkhovskaya O.G., Gasilov V.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64. P. 045007.
28. Kologrivov A.A., Rupasov A.A., Sklizkov G.V. // Nuclear Inst. Methods Phys. Res. 2019. V. A916. P. 313.

ЗОНДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ИСТОЧНИКЕ ТРУБЧАТОЙ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ПЛАЗМЕННОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО СВЧ-УСИЛИТЕЛЯ

© 2023 г. А. В. Пономарев^{а,*}, Д. К. Ульянов^{а,**}

^а Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*e-mail: aronomarev68@gmail.com

**e-mail: ulyanov@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 23.11.2022 г.

После доработки 27.01.2023 г.

Принята к публикации 29.01.2023 г.

Представлены результаты зондовых измерений параметров плазмы в источнике трубчатой плазмы, который применяется в исследованиях по плазменной релятивистской СВЧ-электронике. Трубчатая плазма создается в результате ионизации фонового газа пучком электронов, эмитируемых кольцевым накаливаемым вольфрамовым катодом в аксиальном магнитном поле. Получены вольтамперные характеристики зонда для трех токов разряда 5, 9 и 20 А при трех длинах плазменного столба 10, 20 и 30 см. Показано, что для всех токов разряда и при всех длинах температура электронов в момент проведения измерений времени равна 20 эВ. Показано также, что концентрация плазмы в данном источнике не зависит от длины плазменного столба в диапазоне длин от 10 до 30 см. Продемонстрирована линейная зависимость между током разряда и зондовым током, что позволяет контролировать относительное изменение концентрации плазмы в течение эксперимента. Оценка абсолютного значения концентрации плазмы для разных токов разряда дала значения 10^{12} – 10^{13} см⁻³.

Ключевые слова: зондовые измерения, плазма в магнитном поле, трубчатая плазма, плазменный мазер

DOI: 10.31857/S0367292122601485, **EDN:** WXNAGB

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальная плазменная релятивистская электроника берет начало с работы [1], в которой впервые была показана возможность перестройки частоты выходного СВЧ-излучения при изменении плотности плазмы на уровне мощности 100 МВт. Дальнейшие исследования позволили создать плазменный мазер с электронной перестройкой частоты излучения от 4 до 28 ГГц от импульса к импульсу [2], мазер с перестройкой средней частоты спектра СВЧ-излучения в течение одного импульса [3, 4]. Продемонстрирована возможность получения узкого и широкого спектра излучения [5] и генерации СВЧ-импульсов с частотой 50 Гц и с перестройкой частоты излучения от 3 до 12 ГГц [6]. Также были созданы усилители внешнего монохроматического сигнала [7–9] и сверхширокополосные усилители шума [10, 11].

Работа всех этих приборов основана на взаимодействии релятивистского электронного пучка с медленной волной плазменного волновода, поэтому методика создания плазмы и знание ее параметров крайне важны для понимания процессов, происходящих в плазменных мазерах и совершенствовании их работы. Плазма в этих приборах создается заранее, в результате плазменно-пучкового разряда при ионизации газа низковольтным электронным пучком, эмитируемым кольцевым

накаливаемым вольфрамовым катодом в аксиальном магнитном поле, первое описание которого приведено в 1997 г. [12]. С тех пор была произведена значительная модернизация этого источника – изменен термокотод (листовой вместо проволочного, позволяющий проще менять толщину плазменной трубки), изменены средний диаметр (37 мм вместо 21 мм) и толщина плазменной трубки (2 мм вместо 0.8 мм), создающий плазму пучок осаждается на плоский, а не конусный коллектор. Кроме того, в большинстве экспериментов теперь используется меньшее ведущее магнитное поле (1 Тл вместо 1.7 Тл), а в качестве рабочего газа может быть как воздух, так и ксенон.

Эти изменения привели к невозможности использования результатов работы [12] для калибровки плотности плазмы, и необходимости нового измерения параметров источника плазмы. В данной работе представлены результаты исследования параметров трубчатой плазмы с помощью зондовых измерений в источнике трубчатой плазмы, который используется в плазменном мазере [13].

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема установки показана на рис. 1. Плазма создается в цилиндрическом волноводе l диаметром 60 мм при давлении воздуха 8.6×10^{-2} Па (6.5×10^{-4} Торр), который помещен внутрь соле-

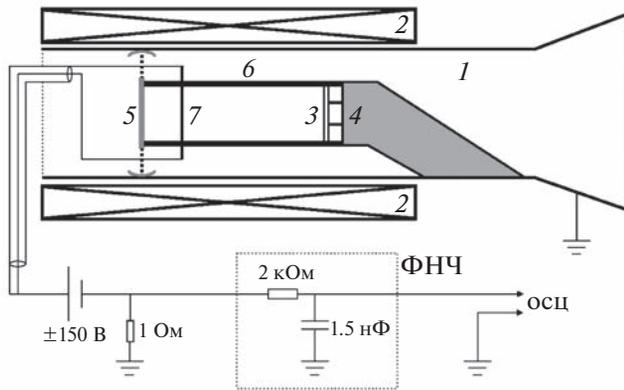


Рис. 1. Схема установки: 1 – волновод, 2 – соленоид, 3 – термокатод, 4 – электрод-держатель, 5 – подвижный коллектор, 6 – трубчатая плазма, 7 – зонд.

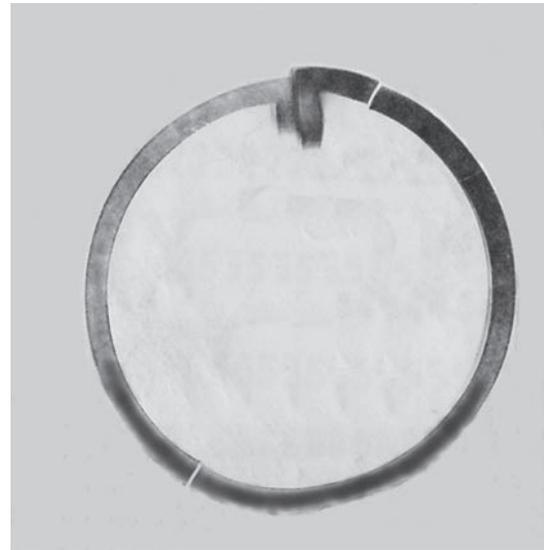


Рис. 2. Отпечаток электронного пучка, создаваемого кольцевым ленточным катодом, на термобумаге, закрепленной перпендикулярно оси волновода. Тонкая светлая линия, пересекающая в двух местах отпечаток термокатада, – тень от проволочного зонда.

ноида 2, создающего продольное магнитное поле 1 Тл. В правой части установки находится кольцевой термокатод 3, изготовленный из листового вольфрама. В момент запуска на него подается импульсный ток накала, длительностью 2 с, раскаляющий его до температуры около 3000 К. После этого на термокатод подается прямоугольный отрицательный относительно волновода 1 импульс напряжения амплитудой 500 В и длительностью 160 мкс. В результате образуется трубчатый электронный пучок, распространяющийся вдоль линий индукции магнитного поля как вправо, к внутреннему электроду 4 выходного коаксиального волновода, так и влево, к подвижному коллектору 5, электрически соединенному с волноводом 1. Этот электронный пучок, распространяясь в разреженном воздухе ионизирует его и создает трубчатую плазму 6 с внутренним и внешним диаметрами 35 и 39 мм соответственно. Отпечаток пучка на термобумаге, закрепленной на коллекторе 5 перпендикулярно оси волновода, приведен на рис. 2. Концентрация создаваемой плазмы может меняться от импульса к импульсу путем изменения температуры термокатада 3, которая, в свою очередь, определяется током накала. Длина столба плазмы также может меняться от 5 до 37 см за счет изменения положения подвижного коллектора 5. Полный ток, идущий через плазму между термокатодом 3 и волноводом 1, мы называем током разряда. В этой работе будет показано, что ток разряда однозначно и линейно связан с концентрацией плазмы.

Справа от подвижного коллектора 5 на расстоянии 15 мм от него по диаметру волновода установлен одиночный прокаливаемый зонд из нихромовой проволоки диаметром 0.18 мм – 7. Конструкция установки позволяет перемещать зонд одновременно с коллектором 5, сохраняя их относительное положение неизменным. Зонд соединен с центральной жилой и оплеткой изолированного коаксиального кабеля, через который сигнал выводится из вакуумной части наружу. В

режиме прокаливания (не показано на рис. 1) между оплеткой и центральной жилой кабеля на зонд в вакууме (4×10^{-3} Па) подавалась мощность 3.7 Вт (3.4 В, 1.1 А) в течение 1 мин, приводящая к его покраснению. Эффективность прокаливания контролировалась по ухудшению вакуума в установке. В режиме измерений оплетка снаружи соединялась с центральным проводником, как показано на рис. 1. В этом режиме два конца зонда соединялись вместе и через не заземленный регулируемый источник постоянного напряжения (до 150 В обеих полярностей) и резистор 1 Ом замыкались на землю. Сигнал с резистора через фильтр низкой частоты (ФНЧ), назначение которого будет показано в дальнейшем, подавался на осциллограф.

3. ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕОРИИ ЛЕНГМЮРА

Как известно [14, 15] для применения теории Ленгмюра необходимо, чтобы длины свободного пробега электронов и ионов были много больше как размеров зонда, так и дебаевского радиуса. В нашем случае диаметр зонда $d = 0.18$ мм, длина свободного пробега электронов $\lambda_e \approx 10^{-1}/p$, Торр ≈ 100 см, ионов $\lambda_i \approx 10^{-2}/p$, Торр ≈ 10 см (p – давление газа), а дебаевский радиус $r_D = 30$ мкм для характерной концентрации электронов 10^{12} см $^{-3}$ и температуры электронов 20 эВ. Поэтому $\lambda_e, \lambda_i \gg d$, $\lambda_e, \lambda_i \gg r_D$, и условия Ленгмюра выполнены. Кроме того, $d \gg r_D$ и слой пространственного заряда вблизи зонда можно считать “беско-

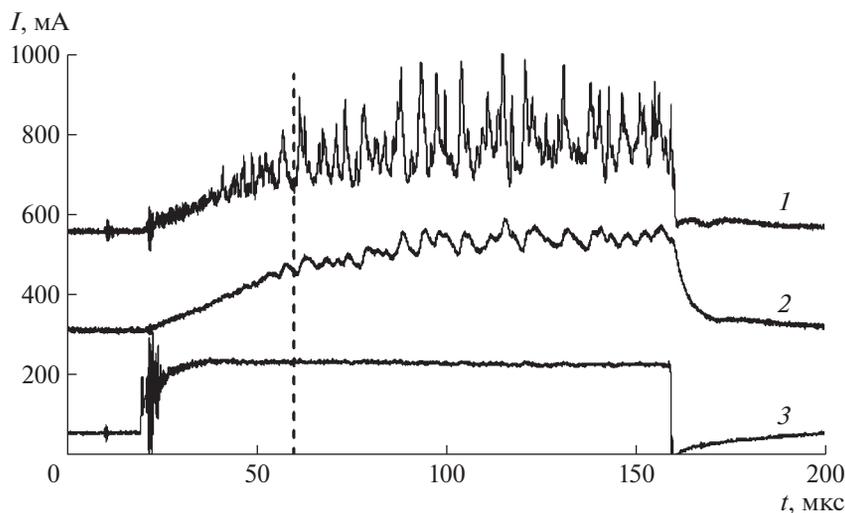


Рис. 3. Осциллограммы инвертированного зондового тока без ФНЧ — 1, с ФНЧ — 2, и тока разряда — 3. Штриховой линией показан момент измерения. Ток разряда 5 А, напряжение смещения 0 В, длина плазмы 20 см.

нечно тонким”, что позволяет существенно упростить применяемые формулы.

С другой стороны в нашем случае плазма находится в сильном магнитном поле, которое не учитывается в стандартной теории Ленгмюра. Ларморовский радиус равен $\rho_{Le} = 15$ мкм для электронов и $\rho_{Li} = 120$ мкм для ионов (магнитное поле 1 Тл, температура электронов 20 эВ, температура ионов 300 К, газ — воздух), поэтому $\rho_{Le} \ll d$, $\rho_{Li} \approx d$, и влиянием магнитного поля в этом случае пренебречь нельзя. Это приводит к тому, что полученные значения концентрации плазмы будут приблизительными, причем значения, полученные из электронной и ионной ветвей ВАХ будут различаться (магнитное поле уменьшает электронный ток насыщения по сравнению с его значением без поля [14]). Однако относительные измерения (зависимость тока зонда от тока разряда в данный момент времени) и значение электронной температуры определяются правильно.

4. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения проводились следующим образом. Подготовка установки: устанавливалась необходимая длина плазменного столба путем установки подвижного коллектора 5 в необходимое положение, система откачивалась до давления 4×10^{-3} Па, производилось прокачивание зонда, с помощью натекателя устанавливалось рабочее давление 8.6×10^{-2} Па воздуха. Проведение измерений: с помощью регулируемого источника напряжения устанавливалось необходимое напряжение на зонде, создавалась плазма, ток с зонда шел через резистор 1 Ом на землю, а напряжение на резисторе регистрировалось осциллографом. После этого изменялось напряжение на зонде и измерение повторялось. Таким образом, при сня-

тии вольтамперной характеристики (ВАХ) использовались разные импульсы создания плазмы. Это оказалось возможным благодаря хорошей повторяемости зондового тока от импульса к импульсу при одинаковом напряжении на зонде.

Необходимость ФНЧ обусловлена сильными колебаниями зондового тока с периодом 3–7 мкс, связанными, как было показано в [12] с колебаниями концентрации плазмы. На рис. 3 показаны осциллограммы инвертированного зондового тока без ФНЧ (1), с ФНЧ (2), и тока разряда (3).

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБСУЖДЕНИЕ

Измерения ВАХ и величины тока разряда производились в момент времени 40 мкс с момента подачи импульса отрицательного напряжения на термокатод (60 мкс на рис. 3, отмечено штриховой линией), также, как и в работе [13]. Вольтамперные характеристики зонда для трех токов разряда 5, 9 и 20 А приведены на рис. 4.

Напомним, что теоретическая ВАХ одиночного зонда имеет следующий вид [14], рис 5.

Сравнение рис. 4 и 5 показывает, что для всех трех токов разряда плавающий потенциал равен -110 В, а потенциал пространства равен -60 В. Ток на зонд оказался с хорошей степенью точности пропорционален току разряда как в области электронного насыщения (область 1, рис. 5), так и в области ионного насыщения (область 3, рис. 5). Более подробно эта зависимость будет представлена ниже.

Определение температуры электронов в сильном магнитном поле затруднено в силу отсутствия теории зондов для быстрорастущей части ВАХ (область 2, рис. 5). Однако, как отмечено в [15], некоторые качественные соображения и экспериментальные данные свидетельствуют о том, что, по-видимому, во многих случаях элек-

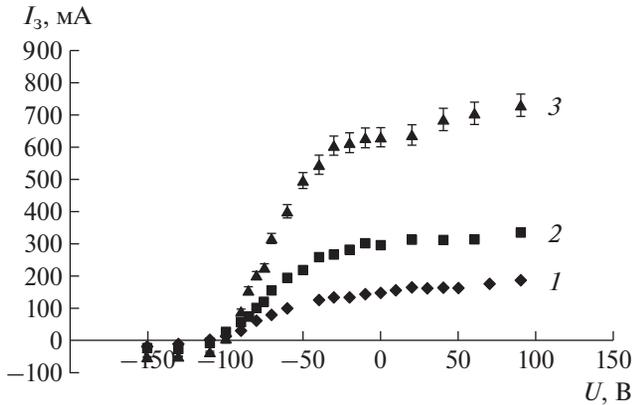


Рис. 4. Вольтамперные характеристики зонда для трех токов разряда: 5 А – 1, 9 А – 2, 20 А – 3. Длина плазмы 20 см. Горизонтальная погрешность меньше размера точки, вертикальная погрешность указана на графике 3. Для графиков 1 и 2 она пропорционально меньше.

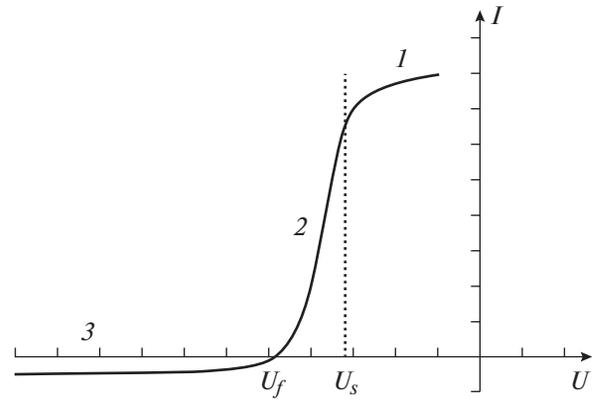


Рис. 5. Теоретическая ВАХ одиночного зонда: 1 – электронный ток насыщения, 2 – суммарный ток электронов и ионов, 3 – ионный ток насыщения; U_f – плавающий потенциал, U_s – потенциал пространства.

Тронная температура может быть оценена здесь стандартным способом. Одно из основных соображений в пользу такого вывода заключается в том, что при отрицательном потенциале собирание электронов зондом резко уменьшается. Поэтому обеднение плазмы электронами вдоль силовых линий поля становится не очень большим. В связи с этим сбор электронов из этой зоны должен происходить в соответствии с обычным экспоненциальным законом. Поэтому для оценки температуры электронов использовался стандартный способ: вычислялась ионная ветвь характеристики, которая потом вычиталась из полной ВАХ [14]. Получающаяся электронная ветвь ВАХ I_e представлена на рис. 6 в полулогарифмическом масштабе.

Зависимость $I_e(U)$ с логарифмическим масштабом по I_e согласно классической теории Ленгмюра должна быть прямолинейной до потенциала пространства, наклон которой (логарифмическая производная тока по потенциалу зонда) и отражает величину температуры:

$$\frac{1}{T_e} = -\frac{k}{e} \frac{d \ln I_e}{dU}. \quad (1)$$

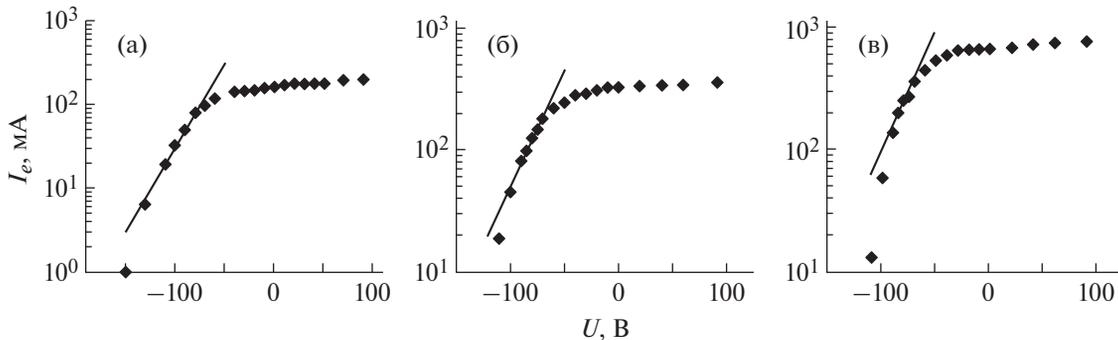


Рис. 6. Электронная ветвь ВАХ зонда в полулогарифмическом масштабе для трех токов разряда: 5 А (а), 9 А (б), 20 А (в). Прямая линия – аппроксимация графика в области ниже потенциала пространства. Длина плазмы 20 см.

Здесь k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона, T_e – температура электронов. Прямые линии на рис. 6 являются аппроксимацией графиков в области ниже потенциала пространства. Температура электронов плазмы определялась по наклону аппроксимирующих прямых на рис. 6 согласно формуле (1). Измерения показали, что для всех токов разряда температура электронов в момент проведения измерений равна 20 эВ.

В работе [13] измерялись параметры плазменного СВЧ-генератора при различных длинах плазменного столба. При этом предполагалось, что концентрация плазмы не зависит от ее длины. В настоящей работе это предположение было экспериментально проверено. Для этого были измерены ВАХ зонда при различных длинах плазменного столба. На рис. 7 представлены ВАХ зонда для трех длин плазмы 10, 20 и 30 см при токе разряда 5 А.

Из рис. 7 видно, что увеличение длины плазмы приводит к уменьшению абсолютной величины как плавающего потенциала, так и потенциала пространства, что объяснимо, так как при этом уменьшается падение напряжения на единицу длины. Важно то, что зондовый ток в области на-

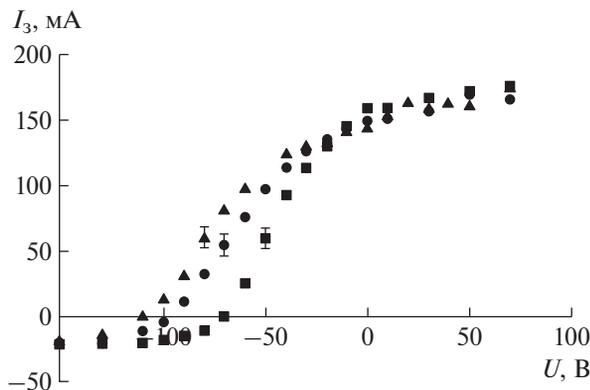


Рис. 7. Вольтамперные характеристики зонда для трех длин плазменного столба: 10 см (левая кривая), 20 см (средняя кривая) и 30 см (правая кривая). Горизонтальная погрешность меньше размера точки, вертикальная погрешность указана на графике для одной точки. Ток разряда 5 А.

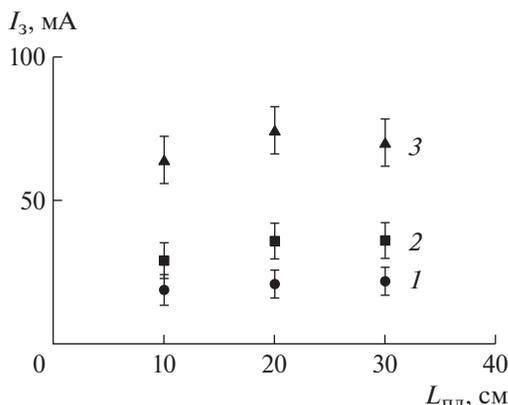


Рис. 8. Зависимость зондового тока в области ионного насыщения ($U = -150$ В) от длины плазмы для трех значений тока разряда: 5 А (1), 9 А (2) и 20 А (3).

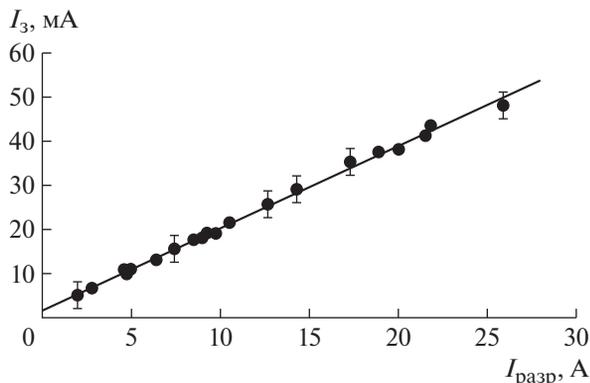


Рис. 9. Зависимость зондового тока в области ионного насыщения ($U = -150$ В) от тока разряда. Длина плазмы 20 см. Горизонтальная погрешность меньше размера точки, характерная величина вертикальной погрешности указана на графике для нескольких точек.

сыщения (как электронного при $U > -20$ В, так и ионного при $U < -120$ В) не зависит от длины плазменного столба. Это доказывает тот факт,

что, как и предполагалось в работе [13] концентрация плазмы в данном источнике не зависит от ее длины. Также с изменением длины не меняется и температура электронов. Обработка ВАХ, аналогичная описанной выше, приводит к тому же значению температуры электронов 20 эВ.

На рис. 8 показана зависимость ионного тока насыщения зонда от длины плазмы для трех значений тока разряда: 5, 9 и 20 А. С учетом погрешности измерений можно заключить, что зондовый ток, а, следовательно, и концентрация плазмы, не меняется при изменении длины плазменного столба. Аналогичный вывод получается и в случае рассмотрения зондового тока в области электронного насыщения.

В данной работе была подтверждена возможность использования тока разряда для определения плотности плазмы в относительных единицах. На рис. 9 показана зависимость между зондовым током и током разряда для длины плазмы 20 см и области ионного насыщения. Видно, что эта зависимость линейная с хорошей точностью.

Абсолютное значение концентрации плазмы оценивалось как по электронному току на зонд I_e при потенциале пространства U_s ($U_s = -60$ В) [15]

$$n_0, \text{ см}^{-3} = \frac{3.7 \times 10^8 I_e(U_s), \text{ мА}}{S, \text{ см}^2 T_e^{1/2}, \text{ эВ}},$$

где n_0 — концентрация плазмы, S — площадь зонда, T_e — температура электронов; так и по ионному току насыщения $I_{+\infty}$ ($U = -150$ В) [15]

$$n_0, \text{ см}^{-3} = 10^{10} \frac{A^{1/2} I_{+\infty}, \text{ мА}}{S, \text{ см}^2 T_e^{1/2}, \text{ эВ}},$$

где A — атомная масса иона.

Вопрос, какую массу иона брать, непростой, так как помимо ионов O_2^+ и N_2^+ с близкими массами возможно существование ионов O^+ и N^+ с массами в два раза меньше. Для оценки мы взяли два предельных случая: отсутствие диссоциации (только O_2^+ и N_2^+), тогда $A = 29$, и полная диссоциация (только O^+ и N^+), $A = 14.5$. Реальная ситуация должна лежать между этими двумя случаями.

Как было отмечено выше, определение абсолютного значения концентрации плазмы из зондовых измерений в присутствии сильного магнитного поля имеет малую достоверность, поэтому были также проведены численные расчеты кодом КАРАТ. В них моделировалась работа плазменного мазера [13], геометрия которого полностью совпадает с рассмотренной в данной работе. В работе [13] было показано, что изменение тока разряда приводит к изменению частоты выходного СВЧ-излучения, причем токам разряда 5, 9 и 20 А соответствуют частоты 4, 6 и 12 ГГц. При моделировании подбиралось такое значение концентрации плазмы, при котором расчетная частота излучения совпадала с экспериментально

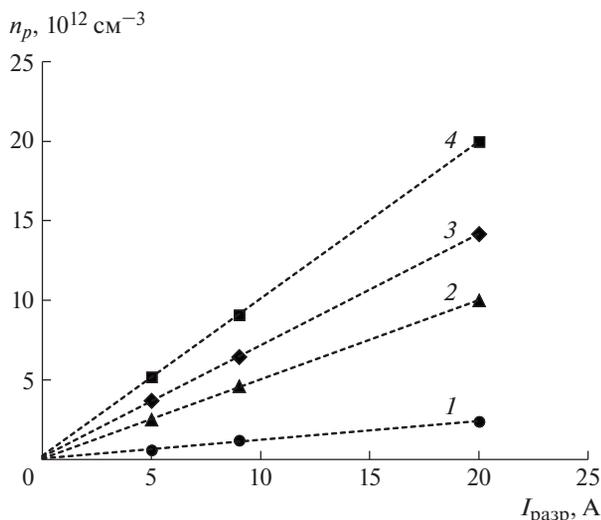


Рис. 10. Зависимость концентрации плазмы, определенной разными методами от тока разряда: 1 – по электронному току при потенциале пространства, 2 – расчет, 3 – по ионному току насыщения в предположении полной диссоциации, 4 – по ионному току насыщения в предположении отсутствия диссоциации. Штриховые линии – линейная аппроксимация. Длина плазмы 20 см.

измеренной. Это позволило связать отдельные значения тока разряда (5, 9 и 20 А) с расчетными значениями концентрации плазмы. Результаты оценок и расчета сведены на рис 10.

Из рис. 10 следует, что, как и было отмечено в [14], значения концентрации плазмы, определенные по электронному току, оказываются заниженными, в то время как значения концентрации плазмы, определенные по ионному току, выше рассчитанной, даже в предположении полной диссоциации. Последнее, по-видимому, связано с тем, что для ионов роль поверхности, собирающей частицы, играет не поверхность зонда, а поверхность большего радиуса, лежащая в квазинейтральной области. Для получения точного значения плотности плазмы планируется проведение измерений концентрации плазмы СВЧ методом. Отметим также, что во всех трех случаях концентрация плазмы растет пропорционально росту тока разряда, причем аппроксимирующие прямые сходятся в нуле, поэтому относительные измерения можно делать как по электронной, так и по ионной ветви.

6. ВЫВОДЫ

В данной работе представлены результаты зондовых измерений в источнике трубчатой плазмы, используемом в плазменных лазерах [10, 13, 16]. Были получены вольтамперные характеристики зонда для трех токов разряда 5, 9 и 20 А при длине плазмы 20 см. Было показано, что для всех трех токов разряда плавающий потенциал равен -110 В, а потенциал пространства равен -60 В. Использование стандартной методики обработки вольтамперных характеристик показало, что для

всех токов разряда температура электронов в момент проведения измерений равна 20 эВ. Также были проведены измерения при длинах плазменного столба 10 и 30 см, и показано, что как концентрация плазмы, так и температура электронов в данном источнике не зависит от ее длины.

Была продемонстрирована линейная зависимость между легко измеряемым в экспериментах по исследованию плазменного лазера током разряда и зондовым током, что позволяет оценить реальное значение концентрации плазмы по полученному в эксперименте относительному значению в амперах (по току разряда). Оценка абсолютного значения концентрации плазмы дало значения в диапазоне $10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Более точное измерение требует применение других методов, например СВЧ-метода.

Авторы выражают благодарность П.С. Стрелкову и И.Е. Иванову за многочисленные полезные обсуждения, а также В.П. Тараканову за проведение расчетов кодом КАРАТ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузев М.В., Мухаметзянов Ф.Х., Рабинович М.С., Рухадзе А.А., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 1358.
2. Стрелков П.С., Ульянов Д.К. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 329.
3. Лоза О.Т., Ульянов Д.К., Баранов Р.В. // ЖТФ. 2011. Т. 81. С. 98.
4. Ульянов Д.К., Баранов Р.В., Лоза О.Т., Ернылева С.Е., Богданкевич И.Л. // ЖТФ. 2013. Т. 83. С. 113.
5. Богданкевич И.Л., Иванов И.Е., Лоза О.Т., Рухадзе А.А., Стрелков П.С., Тараканов В.П., Ульянов Д.К. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 748.
6. Лоза О.Т., Ульянов Д.К., Стрелков П.С., Иванов И.Е., Баранов Р.В. // Кр. сообщения по физике. ФИАН. 2011. Т. 38. С. 47.
7. Пономарев А.В., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 633.
8. Пономарев А.В., Стрелков П.С. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 66.
9. Стрелков П.С., Иванов И.Е., Диас Михайлова Е.Д., Шумейко Д.В. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 257.
10. Стрелков П.С., Иванов И.Е., Шумейко Д.В. // Физика плазмы. 2016. Т. 42 (7). С. 644. <https://doi.org/10.7868/S0367292116070106>
11. Стрелков П.С., Тараканов В.П., Диас Михайлова Д.Е., Иванов И.Е., Шумейко Д.В. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 335.
12. Лоза О.Т., Пономарев А.В., Стрелков П.С., Ульянов Д.К., Шкварунец А.Г. // Физика плазмы. 1997. Т. 23. С. 222.
13. Buleyko A.V., Ponomarev A.V., Loza O.T., Ulyanov D.K., Sharypov K.A., Shunailov S.A., Yalandin M.I. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 023304. <https://doi.org/10.1063/5.0031432>
14. Чен Ф. // Диагностика плазмы / Ред. Р. Хаддлстон, С. Леонард. М.: Мир, 1967.
15. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969.
16. Богданкевич И.Л., Гришин Д.М., Гунин А.В., Иванов И.Е., Коровин С.Д., Лоза О.Т., Месяц Г.А., Павлов Д.А., Ростов В.В., Стрелков П.С., Ульянов Д.К. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 926. <https://doi.org/10.1134/S1063780X08100061>

ДВУМЕРНОЕ ОПИСАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ЗАПЫЛЕННОЙ МАГНИТОСФЕРЕ САТУРНА

© 2023 г. С. И. Копнин^а, Д. В. Шохрин^б, С. И. Попель^{а,*}

^а Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

^б Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

*e-mail: popel@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 09.03.2023 г.

После доработки 29.03.2023 г.

Принята к публикации 30.03.2023 г.

Представлено двумерное описание нелинейных пылевых звуковых волн в запыленной магнитосфере Сатурна, которая содержит электроны двух сортов (горячие и холодные), подчиняющиеся каппа-распределению, ионы магнитосферы, а также заряженные пылевые частицы. Для условий запыленной магнитосферы Сатурна приведен вывод уравнения Кадомцева–Петвиашвили, описывающего нелинейную динамику почти одномерных волновых структур. Рассмотрена возможность распространения локализованных волновых структур типа пылевых звуковых солитонов. Показано, что в условиях магнитосферы Сатурна существуют решения уравнения Кадомцева–Петвиашвили в виде одномерных солитонов и двумерных N -солитонов. Обсуждаются возможные наблюдения рассматриваемых солитонов в будущих космических миссиях.

Ключевые слова: пылевая плазма, уравнение Кадомцева–Петвиашвили, пылевые звуковые солитоны, каппа-распределение, магнитосфера Сатурна

DOI: 10.31857/S0367292123600279, EDN: WYHAGS

1. ВВЕДЕНИЕ

Трудно представить себе заполненную плазмой область Солнечной системы, свободную от мелкодисперсных пылевых частиц [1]. Нано- и микромасштабные пылевые частицы обнаруживаются в межпланетном космическом пространстве, в плазме ионосфер и магнитосфер планет Солнечной системы, в планетарных кольцах, в окрестностях космических тел, не имеющих собственной атмосферы, и др. Важным объектом с точки зрения исследований пылевой плазмы является магнитосфера Сатурна [2, 3]. Параметры плазмы в ней измерялись еще в 1980-х годах в рамках миссий Voyager 1 и 2 [4]. Существование волн в плазме магнитосферы Сатурна также было доказано на основе данных, полученных аппаратом Voyager 1 [5]. Теоретические исследования ионно-звуковых волн в магнитосфере Сатурна проводились в [6].

Плазма в магнитосфере Сатурна обладает рядом особенностей по сравнению с другими космическими системами, исследования которых в настоящее время проводятся весьма активно (для Луны и Марса см., например, [7, 8]). Например, измерения параметров электронов магнитосферы Сатурна, полученные в рамках миссий Voyager [4, 5] и Cassini [9], показали сосуществование двух

видов (горячих и холодных) электронов. Оказалось [9], что скорости электронных популяций подчиняются так называемому κ -распределению с независимыми низкими значениями κ .

Важным источником пылевых частиц в магнитосфере Сатурна является Энцелад — один из крупнейших спутников Сатурна, известный своими ледяными гейзерами (ледяными вулканами, криовулканами). Пылевая плазма в окрестностях Энцелада была обнаружена в рамках миссии Cassini [2, 3]. Исследования в рамках этой миссии указали также на возможную причину ее появления — космический аппарат Cassini обнаружил фонтаны частиц пыли и небольших частиц водяного льда (которые также могут трактоваться как пылевые частицы) высотой во многие сотни километров, бьющие из четырех трещин в районе южного полюса Энцелада [10].

Все это указывает на актуальность проблемы исследования нелинейных волновых структур в пылевой плазме для условий, свойственных для магнитосферы Сатурна, типичными для которой являются пылевые звуковые волны. Важным видом нелинейных структур, наблюдавшихся в космосе [11, 12], являются солитоны, а в пылевой плазме — пылевые звуковые солитоны [13]. Для плазмы запыленной магнитосферы Сатурна рас-

смотрение пылевых звуковых солитонов проводилось [14] в одномерном случае в ситуации, когда не учитывается анизотропия, связанная, например, с присутствием магнитного поля, что и позволяет использовать одномерные (в пространстве) уравнения. Вместе с тем, в магнитосфере Сатурна существует анизотропия, связанная с вектором магнитного поля, которая может повлиять на структуру нелинейной волны. Так, например, если имеется почти одномерный волновой пакет, в котором локализация вдоль вектора магнитного поля, значительно сильнее, чем в других направлениях, то необходимо использовать двумерное описание, схожее с тем, которое приводит к хорошо известному уравнению Кадомцева–Петвиашвили для обычной плазмы (см., например, [15]). При этом особенности пылевой плазмы в системе Сатурна по сравнению с обычной плазмой весьма велики и ограничиваются не просто заменой ионов на положительно заряженные пылевые частицы. Кроме того, необходимо учитывать тот факт, что в магнитосфере Сатурна сосуществуют два вида электронов (горячие и холодные), подчиняющиеся двум различным κ -распределениям. Таким образом, вывод уравнения, описывающего в двумерном случае пылевые звуковые солитоны для случая запыленной магнитосферы Сатурна, следует провести с самого начала с учетом особенностей плазмы его магнитосферы. Целью настоящей работы является вывод этого уравнения и рассмотрение некоторых частных его решений для параметров плазмы запыленной магнитосферы Сатурна.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания пылевых звуковых солитонов (см., например, [16–18]) в пылевой плазме магнитосферы Сатурна можно использовать следующую систему уравнений, включающую в себя уравнение непрерывности и уравнение движения (Эйлера) для пылевых частиц и уравнение Пуассона для самосогласованного электростатического потенциала ϕ

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \nabla \cdot n_d \mathbf{v}_d = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_d}{\partial t} + (\mathbf{v}_d \cdot \nabla) \mathbf{v}_d + \frac{q_d}{m_d} \nabla \phi = 0, \quad (2)$$

$$\Delta \phi = 4\pi e (n_{e,c} + n_{e,h} - n_i - n_d Z_d). \quad (3)$$

Здесь n_d – концентрация пылевых частиц, $\mathbf{v}_d = (v_{d,x}, v_{d,y}, v_{d,z})$ – вектор их гидродинамической скорости, m_d и $q_d = Z_d e$ – масса и заряд пылевых частиц соответственно, $-e$ – заряд электрона, n_i – концентрация ионов, $n_{e,c(h)}$ – концентрация хо-

лодных (горячих) электронов. Ионы подчинены распределению Больцмана

$$n_i = n_{i0} e^{-e\phi/T_i}, \quad (4)$$

где T_i – температура ионов, выраженная в энергетических единицах. Здесь и далее индекс 0 соответствует невозмущенным состояниям.

В магнитосфере Сатурна электроны удовлетворяют κ -распределению по скоростям и соответствуют двум типам распределений (распределения для “холодных” и “горячих” электронов) [19]:

$$n_{e,c} = n_{e,c0} \left(1 - \frac{1}{\kappa_c - 3/2} \frac{e\phi}{T_{e,c}} \right)^{-\kappa_c + 1/2}, \quad (5)$$

$$n_{e,h} = n_{e,h0} \left(1 - \frac{1}{\kappa_h - 3/2} \frac{e\phi}{T_{e,h}} \right)^{-\kappa_h + 1/2}. \quad (6)$$

Здесь $n_{e,c(h)}$ – концентрация холодных (горячих) электронов, $T_{e,c(h)}$ – температура холодных (горячих) электронов, выраженная в энергетических единицах, κ_c и κ_h – параметры для κ -распределений соответственно холодных и горячих электронов. Отметим, что $\kappa_c, \kappa_h > 3/2$.

Можно считать, что на пространственно-временных масштабах, характерных для пылевых звуковых волн, заряд пылевых частиц описывается трансцендентным уравнением

$$I_i(Z_d) = I_{e,c}(Z_d) + I_{e,h}(Z_d), \quad (7)$$

где ионный ток описывается выражением [20]

$$I_i(Z_d) = 4\pi a^2 e n_{i0} \sqrt{\frac{T_i}{2\pi m_i}} \left(1 - \frac{e^2 Z_d}{a T_i} \right), \quad (8)$$

а токи холодных (горячих) электронов – уравнениями

$$I_{e,c(h)}(Z_d) = 2\sqrt{\pi} a^2 e n_{e0,c(h)} \frac{\sqrt{\kappa_{c(h)} - 3/2} \Gamma(\kappa_{c(h)} + 1)}{\kappa_{c(h)} (\kappa_{c(h)} - 1) \Gamma(\kappa_{c(h)} - 1/2)} \times \sqrt{\frac{T_{e,c(h)}}{m_e}} \left(1 - \frac{1}{\kappa_{c(h)} - 3/2} \frac{e^2 Z_d}{a T_{e,c(h)}} \right)^{-\kappa_{c(h)} + 1}. \quad (9)$$

Здесь a – характерный размер пылевых частиц, m_i – масса ионов, $\Gamma(\kappa_{c(h)})$ – гамма-функция.

В условиях квазинейтральности выполнено условие

$$n_{i0} + Z_d n_{d0} = n_{e0}, \quad (10)$$

где $n_{e0} = n_{e0,c} + n_{e0,h}$ – суммарная концентрация невозмущенных холодных и горячих электронов. Удобно ввести коэффициент α , характеризующий количественную связь между концентрация-

ми холодных и горячих электронов следующим образом:

$$n_{e0,c} = \alpha(n_{i0} + Z_d n_{d0}), \quad (11)$$

$$n_{e0,h} = (1 - \alpha)(n_{i0} + Z_d n_{d0}). \quad (12)$$

Отметим, что $0 \leq \alpha \leq 1$.

Из уравнений (7)–(9), описывающих зарядку пылевых частиц, можно определить зарядовые числа Z_d и характерные концентрации электронов в условиях, характерных для магнитосферы Сатурна ($n_{i0} = 10 \text{ см}^{-3}$, $T_i = 100 \text{ К}$, $T_{ec} = 10 \text{ эВ}$, $T_{eh} = 700 \text{ эВ}$, $\alpha = 0.5$, $\kappa_c = \kappa_h = 2$). На рис. 1 приведены полученные таким образом зависимости зарядовых чисел пылевых частиц и концентраций электронов от размеров пылевых частиц для различных концентраций пыли.

В предположении малости параметра $\tilde{\phi} = e\varphi/T_i$ распределения электронов (5) и (6) принимают вид

$$n_{e,c(h)} = n_{e,c(h)0} \left(1 + a_{1,c(h)} \tilde{\phi} + a_{2,c(h)} \tilde{\phi}^2 \right), \quad (13)$$

где

$$a_{1,c(h)} = \frac{\kappa_{c(h)} - 1/2 T_i}{\kappa_{c(h)} - 3/2 T_{e,c(h)}}, \quad (14)$$

$$a_{2,c(h)} = \frac{(\kappa_{c(h)} - 1/2)(\kappa_{c(h)} + 1/2)}{2(\kappa_{c(h)} - 3/2)^2} \left(\frac{T_i}{T_{e,c(h)}} \right)^2.$$

При этом распределение ионов (4) принимает вид

$$n_i = n_{i0} \left(1 - \tilde{\phi} + \tilde{\phi}^2/2 \right). \quad (15)$$

Из выражений (13)–(15) видно, что систему уравнений (1)–(3) удобно представить в следующих безразмерных переменных (отметим, что, поскольку заряды пылевых частиц для параметров магнитосферы Сатурна оказываются отрицательными, в последующих обозначениях следует использовать модуль заряда $|Z_d|$):

$$t \rightarrow \omega_{pd}^{-1} \tilde{t}, \quad (16)$$

$$(x, y, z) \rightarrow (\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) \lambda_D, \quad (17)$$

$$(\mathbf{v}_{d,x}, \mathbf{v}_{d,y}, \mathbf{v}_{d,z}) \rightarrow (\tilde{\mathbf{v}}_{d,x}, \tilde{\mathbf{v}}_{d,y}, \tilde{\mathbf{v}}_{d,z}) C_{Sd}, \quad (18)$$

$$\varphi \rightarrow T_e \tilde{\phi} / e, \quad (19)$$

$$n_d \rightarrow \tilde{n}_d n' / |Z_d|, \quad (20)$$

где $\omega_{pd} = \sqrt{4\pi n' |Z_d| e^2 / m_d}$ – пылевая плазменная частота, $\lambda_D = \sqrt{T_i / 4\pi n' e^2}$ – дебаевский радиус, $C_{Sd} = \omega_{pd} \lambda_D$ – скорость пылевого звука. Кроме того,

$$n' = n_{e,c0} a_{1,c} + n_{e,h0} a_{1,h} + n_{i0}. \quad (21)$$

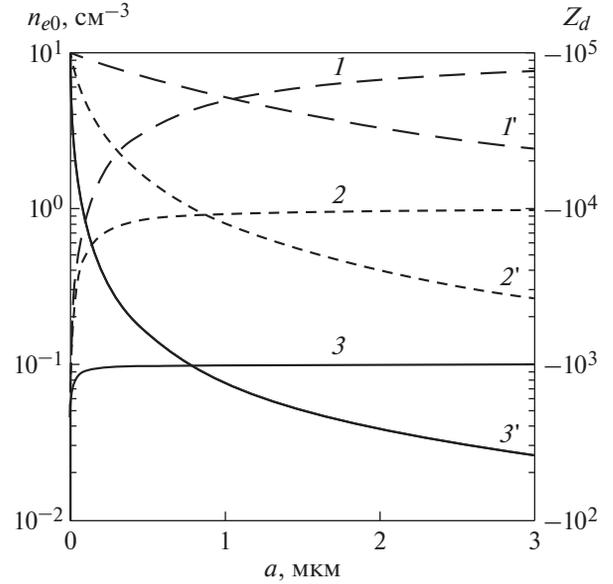


Рис. 1. Зависимости от размеров пылевых частиц зарядовых чисел пылевых частиц Z_d для различных концентраций пыли ($n_{d0} = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ – кривая 1, 10^{-3} см^{-3} – кривая 2 и 10^{-2} см^{-3} – кривая 3), а также зависимости концентраций электронов n_{e0} (включая как холодные, так и горячие частицы) для различных концентраций пыли ($n_{d0} = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ – кривая 1', 10^{-3} см^{-3} – кривая 2', 10^{-2} см^{-3} – кривая 3').

Таким образом, система уравнений (1)–(3) с учетом (13)–(20) принимает вид

$$\frac{\partial \tilde{n}_d}{\partial \tilde{t}} + \tilde{\nabla} \cdot \tilde{n}_d \tilde{\mathbf{v}}_d = 0, \quad (22)$$

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{v}}_d}{\partial \tilde{t}} + (\tilde{\mathbf{v}}_d \cdot \tilde{\nabla}) \tilde{\mathbf{v}}_d - \tilde{\nabla} \tilde{\phi} = 0, \quad (23)$$

$$\Delta \tilde{\phi} = \frac{n_{e,c0} + n_{e,h0} - n_{i0}}{n'} + \tilde{n}_d + \tilde{\phi} + \frac{n''}{n'} \tilde{\phi}^2, \quad (24)$$

где

$$n'' = n_{e,c0} a_{2,c} + n_{e,h0} a_{2,h} - n_{i0} / 2. \quad (25)$$

Систему уравнений (22)–(24) можно использовать для описания пылевых звуковых солитонов в условиях магнитосферы Сатурна. В линейном приближении концентрацию пылевых частиц можно представить в следующем виде:

$$\tilde{n}_d = n_0 + \delta \tilde{n}_d, \quad (26)$$

где $\delta \tilde{n}_d$ – безразмерная величина возмущения концентрации пылевых частиц, вызванного изменениями потенциала $\tilde{\phi}$, а безразмерная невозмущенная концентрация пылевых частиц имеет вид

$$n_0 = |Z_d| \frac{n_{d0}}{n'}. \quad (27)$$

Из системы (22)–(24) следует хорошо известный закон дисперсии для пылевых звуковых волн в безразмерном виде (ср., например, [21, 22])

$$\tilde{\omega}(\tilde{\mathbf{k}}) = \frac{\sqrt{n_0} |\tilde{\mathbf{k}}|}{\sqrt{1 + |\tilde{\mathbf{k}}|^2}}, \quad (28)$$

где $\tilde{\omega}(\tilde{\mathbf{k}})$, $\tilde{\mathbf{k}}$ – безразмерные частота и волновой вектор пылевой звуковой волны. В размерном виде этот закон дисперсии принимает вид

$$\omega(\mathbf{k}) = \frac{C_{SD} |\mathbf{k}|}{\sqrt{1 + |\mathbf{k}|^2 \lambda_D^2}}, \quad (29)$$

где характерная скорость пылевого звука

$$C_{SD} = \sqrt{|Z_d| \frac{n_{d0}}{n'} C_{sd}}. \quad (30)$$

Для почти одномерного волнового пакета, в котором локализация вдоль одной из осей значительно сильнее, чем в других направлениях, (т.е. для случая, когда $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{k}_{\perp}$ и $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$), а также, когда $|\mathbf{k}|^2 \lambda_D^2 \ll 1$, закон дисперсии (24) принимает вид

$$\omega(\mathbf{k}) = C_{SD} |\mathbf{k}_{\parallel}| \left(1 - \frac{|\mathbf{k}_{\parallel}|^2 \lambda_D^2}{2} + \frac{\mathbf{k}_{\perp}^2}{2\mathbf{k}_{\parallel}^2} \right). \quad (31)$$

Без ограничения общности полагаем, что \mathbf{k}_{\parallel} направлена вдоль оси x , тогда уравнение в координатном пространстве, соответствующее закону дисперсии (31), имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + C_{SD} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{C_{SD} \lambda_D^2}{2} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial x^3} \right) = -\frac{C_{SD}}{2} \nabla_{\perp}^2 \Phi, \quad (32)$$

где $\Phi = e\phi/T_i$.

Линейное уравнение (32), описывающее распространение пылевых звуковых волн в запыленной магнитосфере Сатурна, по форме совпадает с аналогичным линейным уравнением, полученным (см., например, [15]) для ионно-звуковых волн в обычной плазме, когда электроны удовлетворяют бoльцмановскому распределению. Учет более высоких порядков малости в системе уравнений (22)–(24) приводит к нелинейному уравнению, для вывода которого можно воспользоваться стандартным методом разложения по малому параметру ϵ [23, 24]. Используя метод асимптотического представления на основе классического анализа размерностей, новые переменные можно представить в следующем виде:

$$\tau = \epsilon^{3/2} \tilde{t}, \quad (33)$$

$$\xi = \epsilon^{1/2} (\tilde{x} - \lambda \tilde{t}), \quad (34)$$

$$\eta = \epsilon \tilde{y}. \quad (35)$$

При этом разложения по малому параметру ϵ принимают вид

$$\tilde{n}_d = n_0 + \epsilon \tilde{n}_1 + \epsilon^2 \tilde{n}_2, \quad (36)$$

$$\tilde{v}_{d,x} = \epsilon \tilde{v}_{1,d,x} + \epsilon^2 \tilde{v}_{2,d,x}, \quad (37)$$

$$\tilde{v}_{d,y} = \epsilon^{3/2} \tilde{v}_{1,d,y} + \epsilon^{5/2} \tilde{v}_{2,d,y}, \quad (38)$$

$$\tilde{\phi} = \epsilon \tilde{\phi}_1 + \epsilon^2 \tilde{\phi}_2. \quad (39)$$

Полученное таким образом нелинейное уравнение для пылевых звуковых возмущений является хорошо известным уравнением Кадомцева–Петвиашвили с отрицательной дисперсией

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \tilde{\phi}_1}{\partial \tau} - \frac{3 + 2\lambda^2 (n''/n')}{2\lambda^2} \lambda \tilde{\phi}_1 \frac{\partial \tilde{\phi}_1}{\partial \xi} + \frac{\lambda}{2} \frac{\partial^3 \tilde{\phi}_1}{\partial \xi^3} \right) = \\ = -\frac{\lambda}{2} \frac{\partial^2 \tilde{\phi}_1}{\partial \eta^2}. \end{aligned} \quad (40)$$

В размерном виде уравнение (35) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x'} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{3 + 2n_0 (n''/n')}{2n_0} C_{SD} \phi \frac{\partial \phi}{\partial x'} + \frac{C_{SD} \lambda_D^2}{2} \frac{\partial^3 \phi}{\partial x'^3} \right) = \\ = -\frac{C_{SD}}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y'^2}, \end{aligned} \quad (41)$$

где (для приведения уравнения Кадомцева–Петвиашвили к каноническому виду) произведена замена $\tilde{\phi}_1 = -\phi$. Отметим, что в результате перехода в подвижную систему отсчета, что выражается заменой переменных (34), система координат (x', y', z') движется относительно системы координат (x, y, z) со скоростью C_{SD} .

3. СОЛИТОННЫЕ РЕШЕНИЯ

Уравнение (41) имеет одномерное устойчивое (см., например, [15]) решение в виде распространяющихся вдоль оси x' солитонов

$$\phi = \phi_0 \operatorname{ch}^{-2} \left(\sqrt{\frac{u}{2C_{SD}}} \frac{x' - u't}{\lambda_D} \right), \quad (42)$$

где

$$\phi_0 = \frac{6n_0}{3 + 2n_0 (n''/n')} \frac{u'}{C_{SD}}. \quad (43)$$

Отметим, что скорость солитона в системе координат (x', y', z') равна u' , а в системе координат (x, y, z) – $u = C_{SD} + u'$. Такой солитон устойчив в двумерном пространстве, поскольку знак перед членом в правой части отрицательный (см., например [15]).

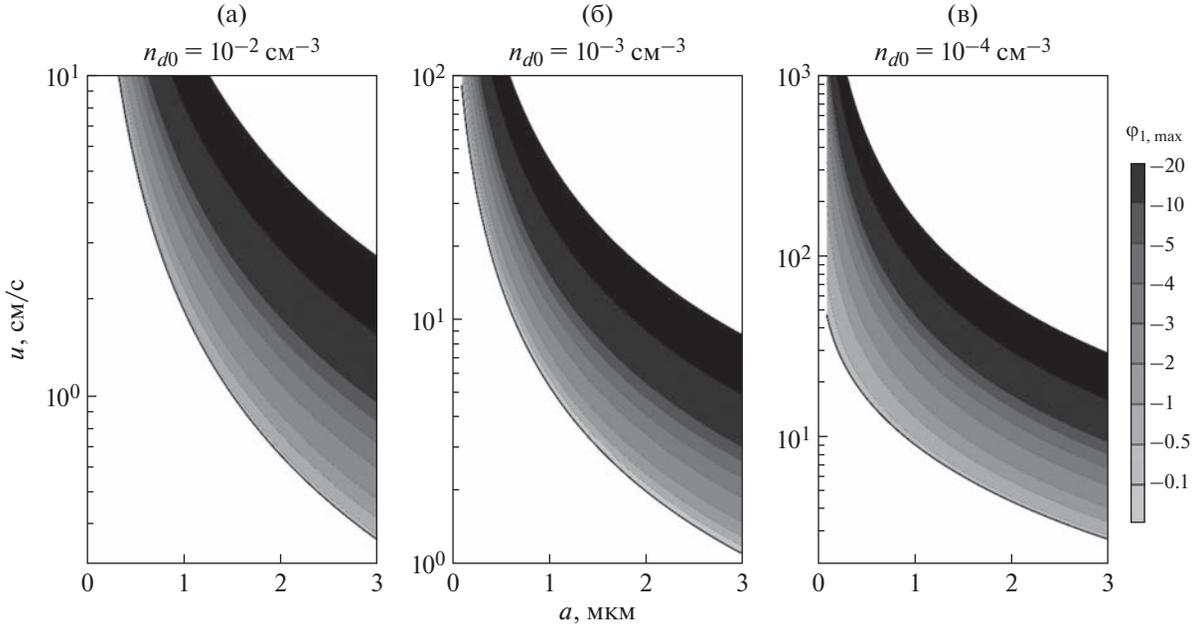


Рис. 2. Амплитуды одномерных солитонов в зависимости от скоростей их распространения и размеров пылевых частиц для различных концентраций пылевых частиц: $n_{d0} = 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ (а), 10^{-3} cm^{-3} (б) и 10^{-4} cm^{-3} (в). Все вычисления проводились для параметров, приведенных на рис. 1, а также для $n_{i0} = 10 \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 100 \text{ K}$, $T_{ec} = 10 \text{ эВ}$, $T_{eh} = 700 \text{ эВ}$, $\alpha = 0.5$, $\kappa_c = \kappa_h = 2$.

Поскольку $\tilde{\phi}_1 = -\phi$, амплитуда таких одномерных солитонов имеет вид

$$\Phi_{1, \max} = -\frac{6n_0}{3 + 2n_0(n''/n')} \frac{u'}{C_{SD}}. \quad (44)$$

Здесь и на приведенных ниже графиках (рис. 2) знак “~” над безразмерной амплитудой $\tilde{\phi}_{1, \max}$ не приводится.

На рис. 2 изображены безразмерные амплитуды одномерных солитонов $\Phi_{1, \max}$ в зависимости от скоростей их распространения, а также от размеров пылевых частиц для различных концентраций пылевых частиц. Все вычисления проводились для параметров, приведенных на рис. 1, а также $n_{i0} = 10 \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 100 \text{ K}$, $T_{ec} = 10 \text{ эВ}$, $T_{eh} = 700 \text{ эВ}$, $\alpha = 0.5$, $\kappa_c = \kappa_h = 2$. Следует отметить, что поскольку при выводе уравнения Кадомцева–Петвиашвили (41) было использовано разложение потенциала $\tilde{\phi} = \varepsilon \tilde{\phi}_1 + \varepsilon^2 \tilde{\phi}_2$ по малому параметру ε , то величины амплитуд солитонов $\Phi_{1, \max}$ имеют конечные значения. Обратим внимание на то, что, в случае магнитосферы Сатурна, когда электроны удовлетворяют к-распределению по скоростям, как и в других природных ситуациях (см., например, [16–18]), характеризующихся другими распределениями электронов, знак амплитуды солитона определяется знаком заряда пылевых частиц.

Хорошо известно [15], что в двумерном пространстве уравнение (41) имеет решения в виде групп N-солитонов. Такие решения удобнее всего искать с помощью метода Хироты [25]. Так, например, для двумерных 2-солитонов можно проверить непосредственной подстановкой, что решением уравнения (41) является функция вида

$$\phi = A \frac{\partial^2 \ln(f(x', y', t'))}{\partial x'^2}, \quad (45)$$

где

$$f(x', y', t') = 1 + e^{\theta_1(x', y', t')} + e^{\theta_2(x', y', t')} + \alpha \cdot e^{\theta_1(x', y', t') + \theta_2(x', y', t')}, \quad (46)$$

$$\theta_1(x', y', t') = \omega_1 t' + k_{x,1} x' + k_{y,1} y' + \delta_1, \quad (47)$$

$$\theta_2(x', y', t') = \omega_2 t' + k_{x,2} x' + k_{y,2} y' + \delta_2. \quad (48)$$

Здесь $\omega_{1(2)}$, $k_{x,1(2)}$, $k_{y,1(2)}$, $\delta_{1(2)}$ – некоторые константы. Следует отметить, что выражение (45) с учетом (46)–(48) является решением уравнения (41) когда справедливы следующие соотношения:

$$A = 12, \quad (49)$$

$$\omega_{1(2)} = -\frac{k_{x,1(2)}^4 x_0^4 - \sigma^2 k_{y,1(2)}^2 y_0^2}{k_{x,1(2)} x_0 t_0}, \quad (50)$$

$$\alpha = \frac{(k_{x,1}\omega_2 + k_{x,2}\omega_1)x_0t_0 + x_0^4 \left[4k_{x,1}k_{x,2}(k_{x,1}^2 + k_{x,2}^2) - 6k_{x,1}^2k_{x,2}^2 \right] - 2\sigma^2 y_0^2 k_{y,1}k_{y,2}}{(k_{x,1}\omega_2 + k_{x,2}\omega_1)x_0t_0 + x_0^4 \left[4k_{x,1}k_{x,2}(k_{x,1}^2 + k_{x,2}^2) + 6k_{x,1}^2k_{x,2}^2 \right] - 2\sigma^2 y_0^2 k_{y,1}k_{y,2}}, \quad (51)$$

где $\sigma^2 = -1$, и

$$x_0 = \lambda_D \sqrt{\frac{n_0}{3 + 2n_0(n''/n')}} \quad (52)$$

$$y_0 = \lambda_D \frac{n_0}{3 + 2n_0(n''/n')},$$

$$t_0 = \frac{\lambda_D}{C_{SD}} \left(\frac{n_0}{3 + 2n_0(n''/n')} \right)^{3/2}. \quad (53)$$

При этом константы $\delta_{1(2)}$ фактически определяют начальное положение максимума 2-солитона и могут иметь любые действительные значения.

Для иллюстрации характерной формы двумерных 2-солитонов на рис. 3 приведены решения вида (45) (с учетом (46)–(53)) для характерных параметров плазмы магнитосферы Сатурна ($n_{i0} = 10 \text{ см}^{-3}$, $T_i = 100 \text{ К}$, $T_{ec} = 10 \text{ эВ}$, $T_{eh} = 700 \text{ эВ}$, $\alpha = 0.5$, $\kappa_c = \kappa_h = 2$) и различных концентраций пылевых частиц ($n_{d0} = 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ и 10^{-4} см^{-3}). Вы-

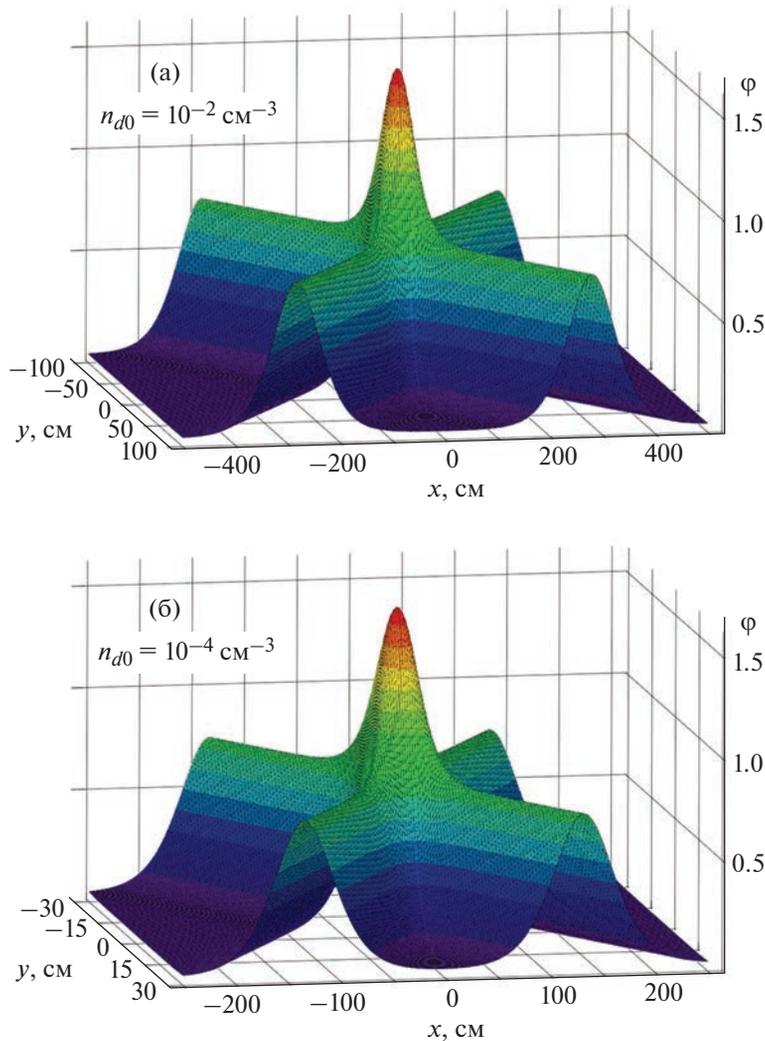


Рис. 3. Двумерные 2-солитоны при $k_{x,1} = k_{x,2} = (2x_0)^{-1}$, $k_{y,1} = -k_{y,2} = (y_0)^{-1}$, $\delta_1 = \delta_2 = 0$, которые могут существовать в условиях плазмы магнитосферы Сатурна с характерными параметрами: $n_{i0} = 10 \text{ см}^{-3}$, $T_i = 100 \text{ К}$, $T_{ec} = 10 \text{ эВ}$, $T_{eh} = 700 \text{ эВ}$, $\alpha = 0.5$, $\kappa_c = \kappa_h = 2$, и различными концентрациями пылевых частиц $n_{d0} = 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ (а) и 10^{-4} см^{-3} (б).

числения проводились для $k_{x,1} = k_{x,2} = (2x_0)^{-1}$,
 $k_{y,1} = -k_{y,2} = (y_0)^{-1}$, $\delta_1 = \delta_2 = 0$.

Обратим внимание, что скорость таких солитонов определяется выражениями

$$\dot{x} = \frac{x_0}{t_0} \frac{(k_{x,1}^4 k_{x,2} k_{y,2} - k_{x,2}^4 k_{x,1} k_{y,1}) x_0^5 y_0 + \sigma^2 (k_{y,2}^2 k_{x,1} k_{y,1} - k_{y,1}^2 k_{x,2} k_{y,2}) x_0 y_0^3}{x_0^3 y_0 k_{x,1} k_{x,2} (k_{x,1} k_{y,2} - k_{x,2} k_{y,1})}, \quad (54)$$

$$\dot{y} = \frac{y_0}{t_0} \frac{(k_{x,1}^4 k_{x,2}^2 - k_{x,2}^4 k_{x,1}^2) x_0^6 + \sigma^2 (k_{y,2}^2 k_{x,1}^2 - k_{y,1}^2 k_{x,2}^2) x_0^2 y_0^2}{x_0^3 y_0 k_{x,1} k_{x,2} (k_{x,2} k_{y,1} - k_{x,1} k_{y,2})}. \quad (55)$$

Следует отметить, что при $k_{x,1} = k_{x,2} = (2x_0)^{-1}$,
 $k_{y,1} = -k_{y,2} = (y_0)^{-1}$ двумерный 2-солитон распро-
 страняется вдоль оси OX со скоростью

$$u' = 4C_{SD} \left(1 + \frac{1}{2^4}\right) \frac{3 + 2n_0 (n''/n')}{n_0}. \quad (56)$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен вывод двумерного нелинейного уравнения Кадомцева–Петвиашвили с отрицательной дисперсией, описывающего динамику нелинейных волновых структур в запыленной плазме магнитосферы Сатурна, которая включает в себя электроны двух сортов (горячие и холодные), ионы магнитосферы, а также заряженные пылевые частицы. Показано, что в условиях магнитосферы Сатурна существуют решения уравнения Кадомцева–Петвиашвили в виде одномерных солитонов и двумерных N-солитонов. Получены зависимости амплитуд одномерных солитонов от скоростей их распространения и размеров пылевых частиц для различных концентраций пылевых частиц, а также солитонные решения в виде двумерных 2-солитонов для различных концентраций пылевых частиц в запыленной плазме магнитосферы Сатурна.

Отметим, что рассмотрение проведено для ситуации, когда фотоэффект при зарядке пылевых частиц в магнитосфере Сатурна несущественен, т.е. пылевые частицы из-за большей подвижности электронов приобретают отрицательные заряды. Хотя расстояние от Сатурна до Солнца весьма велико (около 10 а.е.) возможны ситуации, когда взаимодействие солнечного излучения с пылевыми частицами приводит вследствие фотоэффекта к положительной зарядке пылевых частиц. В этом случае также оказывается возможным вывести уравнение Кадомцева–Петвиашвили с отрицательной дисперсией, которое имеет солитонные решения, схожие с теми, которые получают для случая отрицательных зарядов пылевых частиц, но имеющие противоположный знак электростатического потенциала по сравнению с ними.

Что касается возможных наблюдений рассмотренных солитонов в будущих космических миссиях, несмотря на их малые (но конечные) амплитуды, такие наблюдения в магнитосфере Сатурна, по-видимому, возможны, на что указывают наблюдения нижегибридных солитонов в магнитосфере Земли в эксперименте “Фрея” [12]. Для проведения подобных наблюдений будущими космическими аппаратами, направленными к Сатурну, необходима аппаратура, аналогичная размещенной на космическом аппарате “Фрея”, позволяющая с высокой точностью измерять электрические поля в космическом пространстве.

Работа выполнена по теме “Плазма” Института космических исследований Российской академии наук. Двое из авторов (Д.В. Шохрин и С.И. Попель) выражают благодарность Фонду развития теоретической физики и математики “БАЗИС”, частично поддержавшему грантом выполнение данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Попель С.И. // Природа. 2015. № 9. С. 48.
2. Wahlund J.-E., André M., Eriksson A.I.E., Lundberg M., Morooka M.W., Shafiq M., Averkamp T.F., Gurnett D.A., Hospodarsky G.B., Kurth W.S., Jacobsen K.S., Pedersen A., Farrell W., Ratynskaia S., Piskunov N. // Planet. Space Sci. 2009. V. 57. P. 1795.
3. Yaroshenko V.V., Ratynskaia S., Olson J., Brenning N., Wahlund J.-E., Morooka M., Kurth W.S., Gurnett D.A., Morfill G.E. // Planet. Space Sci. 2009. V. 57. P. 1807.
4. Sittler, Jr. E.C., Ogilvie K.W., Scudde J.D. // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. P. 8847.
5. Barbosa D.D., Kurth W.S. // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 9351.
6. Koen E.J., Collier A.B., Maharaj S.K., Hellberg M.A. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 072122.
7. Popel S.I., Zelenyi L.M., Golub' A.P., Dubinskii A. Yu. // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
8. Голубь А.П., Попель С.И. // Письма ЖЭТФ. 2021. Т. 113. С. 440.
9. Schippers P., Blanc M., Andre N., Dandouras I., Lewis G.R., Gilbert L.K., Persoon A.M., Krupp N., Gurnett D.A., Coates A.J., Krimigis S.M., Young D.T.,

- Dougherty M.K.* // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. P. A07208.
10. *Yeager A.* // Nature. 2008.
<https://doi.org/10.1038/news.2008.1254>
11. *Pécseli H.L., Lybekk B., Trulsen J., Eriksson A.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1997. V. 39. P. A227.
12. *Попель С.И.* // Физика плазмы. 2001. Т. 27. С. 475.
13. *Копнин С.И., Косарев И.Н., Попель С.И., Ю М.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 224.
14. *Копнин С.И., Шохрин Д.В., Попель С.И.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 163.
15. *Петвиашвили В.И., Похотелов О.А.* Уединенные волны в плазме и атмосфере. М.: Энергоатомиздат, 1989.
16. *Копнин С.И., Попель С.И.* // Письма ЖТФ. 2019. Т. 45. С. 26.
17. *Копнин С.И., Морозова Т.И., Попель С.И.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 831.
18. *Копнин С.И., Попель С.И.* // Письма ЖТФ. 2021. Т. 47. С. 29.
19. *Banerjee G., Maitra S.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 043708.
20. *Rubab N., Murtaza G.* // Physica Scripta. 2006. V. 73. P. 178.
21. *Кассем А.И., Копнин С.И., Попель С.И., Зеленый Л.М.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 345.
22. *Кассем А.И., Копнин С.И., Попель С.И., Зеленый Л.М.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 871.
23. *Belashov V.Yu., Vladimirov S.V.* Solitary Waves in Dispersive Complex Media. Theory. Simulation. Applications. Berlin: Springer, 2005. 292 p.
24. *Белашов В.Ю.* // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т. 57. С. 1.
25. *Абловиц М.Ж., Сегур Х.* Солитоны и метод обратной задачи. М.: Наука, 1987.

СТРИМЕРЫ, ИНИЦИИРУЕМЫЕ ЕМКОСТНЫМ РАЗРЯДОМ
ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ВОЗДУХА 0.2–6 Торр© 2023 г. В. Ф. Тарасенко^{а,*}, Е. Х. Бакшт^а, В. А. Панарин^а, Н. П. Виноградов^а^а Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

*e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 17.02.2023 г.

После доработки 28.02.2023 г.

Принята к публикации 01.03.2023 г.

Проведены исследования плазменных диффузных струй (ПДС), имеющих красный цвет, которые состоят из стримеров (волн ионизации). Обнаружено, что плазма, создаваемая в воздухе при давлениях 0.2–4 Торр импульсно-периодическим емкостным разрядом в диэлектрической трубке, инициирует за один импульс две ПДС, в каждой из которых регистрируется до трех стримеров. Установлено, что по два стримера, которые распространяются от кольцевых электродов в противоположных направлениях, формируются одним импульсом напряжения положительной полярности. С помощью ICCD-камеры и кремниевого ФЭУ показано, что приход фронта положительного стримера в область остановки фронта отрицательного стримера, который генерировался первым на фронте отрицательного импульса напряжения, приводит к формированию третьего тонкого стримера в виде конуса с малым углом при вершине. Установлено, что направление движения третьего стримера совпадает с направлением инициирующих его стримеров, однако его скорость меньше на два порядка. Показано, что при низких давлениях воздуха скорость первых положительных стримеров больше, чем у отрицательных, а расстояние, на которое они распространяются при напряжении генератора 7 кВ и давлении воздуха 0.2 Торр превышает 1 м.

Ключевые слова: воздух низкого давления, емкостной разряд, стример, волна ионизации, моделирование спрайтов

DOI: 10.31857/S0367292123700245, **EDN:** WYLTGE

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучению стримерного пробоя при низких давлениях воздуха и других газов последнее время стало уделяться большое внимание. Это связано, в частности, с исследованиями высотных атмосферных разрядов, в первую очередь, красных спрайтов, которые наблюдаются на высотах 40–100 км над уровнем моря и имеют разнообразную форму [1–4]. Достоверно установлено, что их распространение происходит согласно стримерного механизма [5–7]. Продолжаются исследования волн ионизации между электродами, расположенными с двух сторон диэлектрических трубок [8–10]. Интерес к таким исследованиям, в частности, связан с регистрацией пучков убегающих электронов и тормозного рентгеновского излучения из анода [8, 10]. Также проводятся исследования оптических характеристик воздуха, возбуждаемого тлеющим разрядом при давлениях доли – единицы Торр [11].

В [12–15] было показано, что в воздухе низкого давления можно получать плазменные диффузные струи (ПДС), которые распространяются в

кварцевой трубке с внешними электродами на десятки сантиметров от области их инициирования. Для создания плазмы, инициирующей ПДС, в этих работах применялся высокочастотной емкостной разряд. Особенностью ПДС с длиной в десятки сантиметров было существенное (на порядок и более) превышение интенсивности излучения полос второй положительной системы азота (2+) над интенсивностью полос первой положительной системы азота (1+) при их красном цвете, наблюдаемом и регистрируемом фотоаппаратом при давлениях 0.2–3 Торр. Однако в работах [12–15] формирование и распространение отдельных стримеров (волн ионизации) в ПДС не изучалось.

Цель настоящей работы – исследовать инициирование и распространение стримеров красного цвета в плазменных диффузных струях, формируемых при низких давлениях воздуха.

Исследования с помощью ICCD камеры показали, что при возбуждении воздуха одним импульсом напряжения приход фронта положительного стримера в область остановки фронта отрицательного, который генерировался ранее на

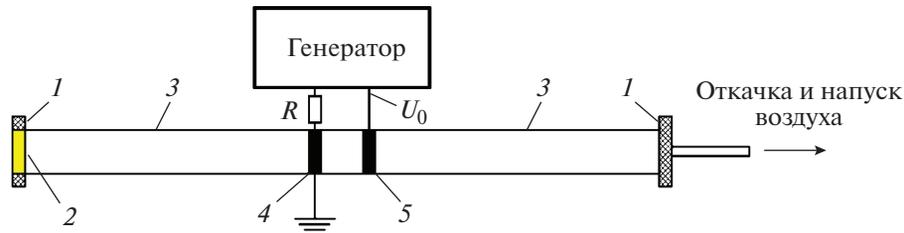


Рис. 1. Установка для изучения стримеров в ПДС, инициируемых емкостным разрядом. 1 – фланцы из капролона, 2 – кварцевое окно, 3 – трубка из кварца, 4 – заземленный кольцевой электрод на поверхности кварцевой трубки, 5 – высоковольтный электрод на поверхности кварцевой трубки. R – сопротивление шунта, U_0 – высоковольтный вывод генератора, к которому подключался делитель напряжения и электрод 5.

фронте импульса напряжения, приводит к формированию третьего тонкого стримера в виде конуса с малым углом при вершине.

2. УСТАНОВКА И МЕТОДИКИ

Исследование характеристик разряда в ПДС проводилось на установке, подобной используемой в работах [12–15]. Основными ее частями являются кварцевая трубка длиной 120 см с внутренним диаметром 5 см, имеющая кольцевые электроды. Трубка располагалась параллельно металлическому стенду на расстоянии 21 см от его поверхности, на которой был установлен импульсный генератор и регистрирующая аппаратура. Схема подключения генератора к электродам, которые устанавливались на внешней поверхности трубки, и другие элементы установки показаны на рис. 1.

Для инициирования стримерных разрядов в отсутствие контакта плазмы с электродами применялся импульсно-периодический генератор, формирующий импульсы напряжения как отрицательной, так и положительной полярности с фронтом и спадом ≈ 350 нс, амплитудой $U_0 = 2$ –7 кВ и длительностью на полувысоте ≈ 1.5 мкс. Разряд зажигался внутри трубки между кольцевыми электродами из фольги шириной 1 см, которые располагались в центральной части кварцевой трубки на ее внешней поверхности. Расстояние между электродами равнялось 6 см. Левый электрод был подключен к генератору и соединен с поверхностью металлического стенда, а на правый подавались импульсы высокого напряжения U_0 . Эксперименты также проводились при установке электродов 4 и 5 у левого фланца, при этом расстояние между ними (6 см) сохранялось. Фотографирование разряда, в том числе, с помощью ICCD-камеры, и регистрация импульсов излучения кремниевым ФЭУ осуществлялись в темной комнате. Частота следования импульсов равнялась 21 кГц. Высокая частота следования импульсов позволяла наблюдать ПДС визуально и фотографировать фотоаппаратом.

Напряжение на промежутке измерялось делителем АКТАКОМ АСА-6039 с полосой пропускания 50 МГц, а ток разряда регистрировался с помощью шунта с сопротивлением $R = 5$ Ом, который был включен между генератором и заземленным электродом. Сигналы с делителя и шунта подавались на осциллограф MDO 3104 (1 ГГц, частота дискретизации 5 выборок/нс). Оптическое излучение плазмы разряда регистрировалось четырехканальной ICCD-камерой HSFC-PRO, цифровым фотоаппаратом SONY A100 и спектрометром OceanOptics HR2000+ES (диапазон 200–1150 нм; разрешение по длине волны ≈ 0.9 нм) с известной спектральной чувствительностью.

При определении скорости фронта ПДС проводились измерения интенсивности излучения на различных участках кварцевой трубки вдоль ее длины. Для этого использовался кремниевый ФЭУ (Si-ФЭУ) в составе модуля MicroFC-SMA-10035. Время нарастания переходной характеристики Si-ФЭУ составляло 0.3 нс, время восстановления ячеек – 180 нс. Излучение разряда регистрировалось на Si-ФЭУ, который устанавливался как справа от электродов, так и слева, при этом излучение от разряда к ФЭУ подавалось по световоду. Приемный конец световода располагался на различных расстояниях от края электродов напротив центральной оси трубки. При этом поле зрения световода, охватывающее длину кварцевой трубки 3 см, дополнительно ограничивалось экраном со стороны электрода. Излучение ПДС регистрировалось на расстояниях 11, 21 и 31 см. Это позволяло определять средние скорости распространения фронта стримера при его прохождении от одного участка трубки к другому. Максимальную чувствительность Si-ФЭУ имеет на длине волны 420 нм, и она плавно уменьшается в обе стороны от максимума, при этом на краях диапазона (320–800 нм) чувствительность равнялась $\approx 15\%$ от максимальной. При измерениях записывалось 3–5 импульсов излучения, форма и амплитуда которых повторялись с отклонением от среднего импульса не более 10%. Для выделения излучения различных спектральных диапазонов

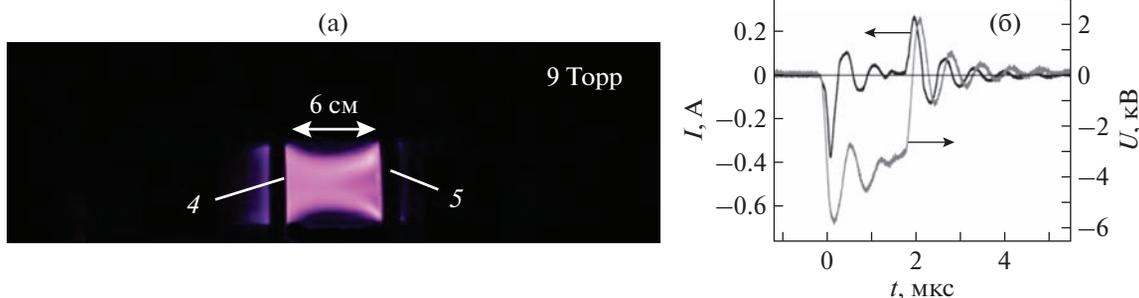


Рис. 2. Фотография разряда в трубке между электродами (а), а также осциллограммы импульсов напряжения U и тока разряда I (б). Давление воздуха $p = 9$ Торр. Напряжение генератора $U_0 = -7$ кВ.

зонов использовались светофильтры УФС-5 и ЖС-16.

Кварцевая трубка откачивалась до давления 10^{-2} Торр, а затем заполнялась комнатным воздухом с относительной влажностью $\approx 23\%$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Основное внимание при проведении исследований было уделено регистрации излучения плазменных диффузных струй при низких давлениях воздуха (0.2–4 Торр), имеющих красный цвет, которые, как было установлено, состоят из стримеров. Известно, что в атмосфере Земли при этих давлениях наблюдаются красные спрайты, также состоящие из стримеров [1–7], которые в “столбчатых спрайтах” располагаются параллельно друг другу.

В нашей работе, по-видимому, впервые, было зарегистрировано по 2–3 стримера в каждой из двух ПДС, распространяющихся в противоположные стороны от предварительно созданной плазмы. Плазма внутри трубки создавалась емкостным импульсно-периодическим разрядом в области внутри трубки между внешними электродами. При низких давлениях воздуха каждый импульс возбуждения приводил к формированию двух ПДС, независимо от положения трубки относительно стенда [12], при этом ПДС распространялись вправо и влево от электродов.

Интенсивность излучения отдельных стримеров в ПДС была сравнительно низкой. Поэтому регистрировать динамику их развития с помощью ICCD-камеры можно только было при сравнительно больших экспозициях одного кадра (~ 100 нс и более), что затрудняло регистрацию фронта стримера во время его движения. При съемке ПДС фотоаппаратом SONY A100, из-за его малой чувствительности (по сравнению с ICCD-камерой), длительность экспозиции приходилось увеличивать до долей секунды и более. Соответственно, на одной фотографии фиксиро-

валось интегральное излучение большого числа ПДС (десятки тысяч), состоящих из стримеров.

Было установлено, что при повышенных давлениях и малых напряжениях ПДС не формируются. Пробой в этих условиях происходит только между электродами 4 и 5, которые показаны на рис. 1, внутри трубки. Фотография разряда при давлении воздуха 9 Торр приведена на рис. 2а.

Между электродами внутри кварцевой трубки видно яркое свечение емкостного разряда, который в отсутствии насыщения матрицы фотоаппарата можно отнести к красному. Однако ПДС при давлении 9 Торр не формировались ни слева, ни справа от электродов. В этих темных областях только слева от заземленного электрода 4 было видно слабое свечение. Все фотографии разряда были сделаны в темной комнате.

На рис. 2б показаны осциллограммы напряжения и тока разряда, зарегистрированные также при давлении 9 Торр. Пробой воздуха происходил на фронте импульса напряжения, поэтому амплитуда импульса напряжения U меньше напряжения генератора в отсутствие разряда $U_0 = -7$ кВ. На осциллограммах тока разряда можно выделить два пика, которые имеют наибольшие амплитуды, но различную полярность. Первый пик тока связан с пробоем газа в области между электродами на фронте импульса напряжения, и его полярность соответствует полярности импульса напряжения. Второй пик тока имеет противоположную полярность и возникает на спаде импульса напряжения. Дополнительные колебания напряжения и тока обусловлены конструкцией генератора. Однако они не оказывали заметного влияния на формирование ПДС и не приводили к появлению стримеров. Максимальная величина емкостного тока при напряжении генератора 7 кВ в отсутствие пробоя в трубке составила ≈ 35 мА, что на порядок меньше тока разряда как при давлении 9 Торр, так и при 1 Торр (рис. 2б и рис. 3). Поэтому в данной работе мы его влияние на осциллограммы не учитывали.

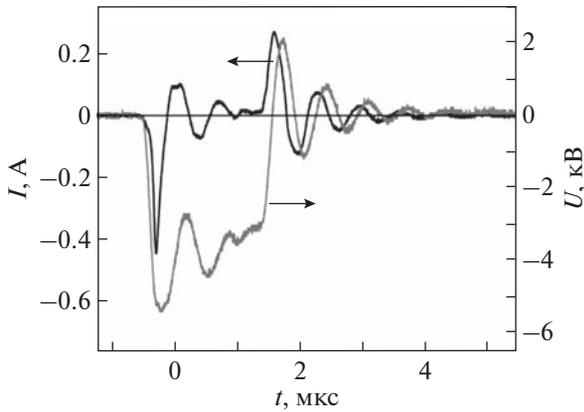


Рис. 3. Осциллограммы импульсов напряжения U и тока разряда I . Давление воздуха $p = 1$ Торр. Амплитуда импульса генератора $U_0 = -7$ кВ.

На рис. 3 показаны осциллограммы напряжения и тока разряда в условиях формирования ПДС при давлении 1 Торр.

Эти осциллограммы по своей форме были подобны осциллограммам, полученным в отсутствии ПДС, рис. 26. Пробой воздуха происходил на фронте импульса напряжения, на осциллограммах тока разряда можно выделить два пика большой амплитуды.

Фотографии свечения ПДС и емкостного разряда между электродами для положительной и отрицательной полярности импульса напряжения показаны на рис. 4.

ПДС появлялись при амплитуде импульсов напряжения 7 кВ, начиная с давления воздуха ≈ 6 Торр. Из сравнения фотографий на рис. 2а и рис. 4 видно, что ПДС распространяются в обе стороны от области емкостного разряда между электродами 4 и 5. Цвет ПДС можно также отнести к красному, но также видно его изменение на различных расстояниях от электродов. Кроме того, у электродов имеются узкие темные области.

Интенсивность излучения разряда из межэлектродной области более высокая, чем у ПДС. Белый цвет плазмы разряда в центре этой области на рис. 4 обусловлен насыщением светочувствительной матрицы фотоаппарата. При уменьшении длительности экспозиции регистрируемый цвет центральной области разряда становился на фотографиях красным и не изменялся при увеличении давления до 9 Торр. Длина ПДС увеличивалась с ростом напряжения генератора и при уменьшении давления, что подтверждает данные, полученные ранее в [12–15].

В настоящих экспериментах было установлено, что при положительной полярности генератора длина ПДС с кольцевыми электродами больше. Кроме того, было обнаружено изменение формы ПДС в месте ее остановки при отрицательной полярности импульса напряжения. Эти части плазменных диффузных струй обозначены цифрами 1 и 2 на рис. 4б. Форма этих областей изменялась при приближении к фланцам на кварцевой трубке. Поэтому на рис. 5 показаны увеличенные изображения ПДС в области их остановки при давлении воздуха 1.5 Торр.

По сравнению с условиями экспериментов, представленных на рис. 4, давление в трубке было увеличено. Это уменьшило длину ПДС и исключило влияние торцевых фланцев на их форму. На рис. 5а видно, что при положительной полярности импульса напряжения форма ПДС в месте ее остановки не имеет особенностей. Подобную форму имела и вторая ПДС, которая одновременно распространялась в левую сторону от электрода 4.

При отрицательной полярности генератора на рис. 5б виден стример меньшего диаметра, который изменяет форму ПДС в месте ее остановки, и является третьим по счету. Такие стримеры формировались при отрицательной полярности генератора как справа, так и слева от электродов. На рис. 5б показана форма третьего стримера, воз-

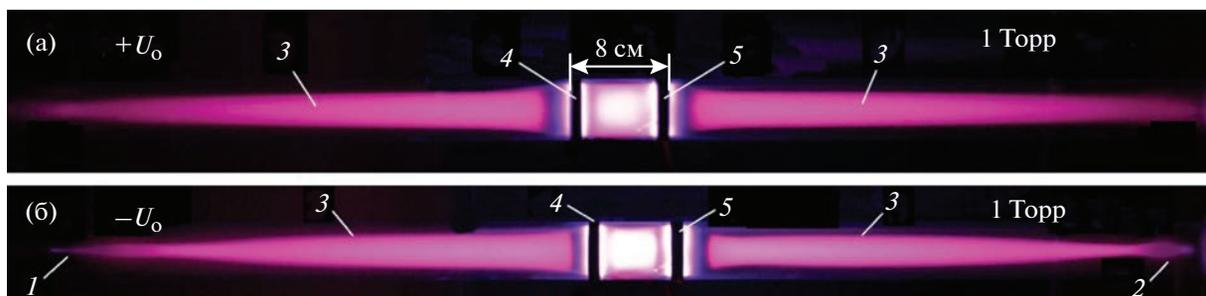


Рис. 4. Фотографии свечения ПДС в кварцевой трубке и емкостного разряда между электродами при $U_0 = +7$ (а) и -7 кВ (б). 1 и 2 — области формирования третьего стримера при отрицательной полярности импульса напряжения, 3 — ПДС, 4 — заземленный электрод, 5 — высоковольтный электрод. Давление воздуха $p = 1$ Торр. Экспозиции 0.2 с.

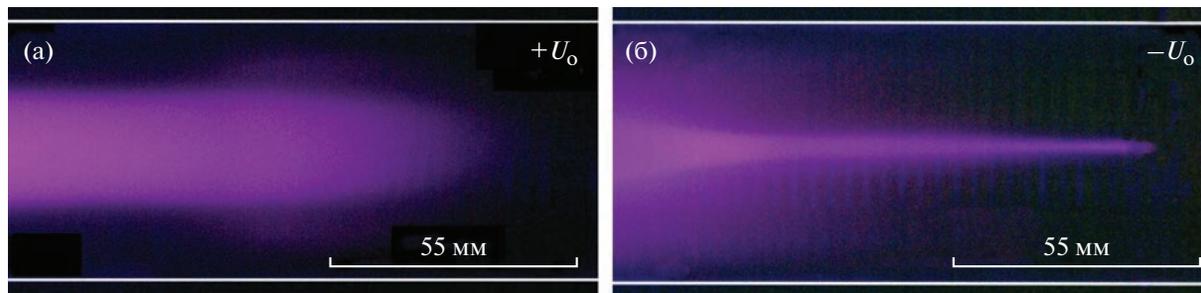


Рис. 5. Фотографии свечения ПДС у их окончания при напряжении генератора $U_0 = +7$ (а) и -7 кВ (б). Край правого электрода 5 (см. рис. 4) расположен слева от левого края фотографий этого рисунка на расстоянии 23 см. $p = 1.5$ Торр. Экспозиция 1 с.

нижнего справа от электродов в области остановки первых двух стримеров.

Как видно из рис. 4 и 5, цвет ПДС и интенсивность их свечения изменяются не только у электродов, но и у их окончания. На рис. 5 заметны как красный, так и синий цвета. В будущем планируется провести более подробные исследования этих областей ПДС.

Для получения информации о продвижении фронта стримера по длине ПДС, с помощью Si-ФЭУ были зарегистрированы импульсы излучения на различных расстояниях от электродов. Осциллограммы тока разряда и импульсов излучения, полученных с помощью Si-ФЭУ, в том числе при установке светофильтров, выделяющих излучения в различных спектральных областях, приведены на рис. 6.

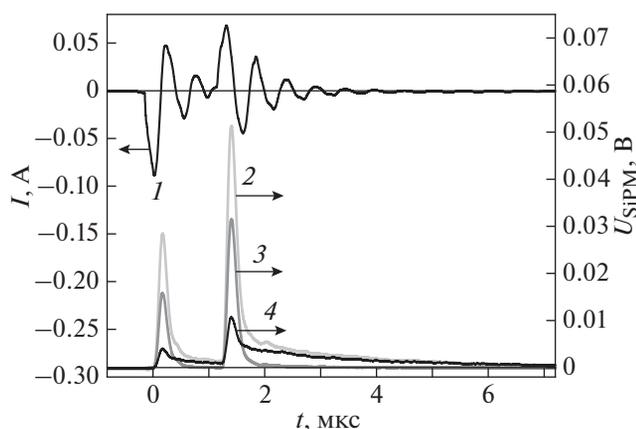


Рис. 6. Осциллограммы тока разряда 1 и импульсов излучения 2–4, полученные при $p = 0.2$ Торр и $U_0 = -3$ кВ. Si-ФЭУ был установлен справа от электродов на расстоянии 21 см от края правого (потенциально) электрода. Импульс 2 зарегистрирован без светофильтров, импульс 3 за светофильтром УФС-5 (пропускание в области 300–400 нм) и импульс 4 за светофильтром ЖС-16 (пропускание в области 440–1000 нм).

Благодаря высокой чувствительности Si-ФЭУ стабильно регистрировались два импульса излучения. Эти импульсы возникали во время пиков тока с наибольшей амплитудой, которые формировались на фронте и спаде импульса напряжения. Импульсы тока разряда и излучения, регистрируемые с помощью Si-ФЭУ, синхронизированы с наносекундной точностью. Было обнаружено, что излучение ПДС состоит из двух импульсов, и это можно объяснить формированием двух стримеров.

Как известно [16, 17], при прохождении стримера через локальную область, основной вклад в его излучение дает возбуждение газа на его фронте при высоком электрическом поле. В условиях, при которых регистрировались осциллограммы на рис. 6, вклад в излучение ПДС давали два стримера, и интенсивность излучения второго превышала интенсивность первого. Было установлено, что при постоянной амплитуде импульсов напряжения генератора амплитуды импульсов излучения стримеров зависят от давления воздуха. При $p = 1$ Торр интенсивность излучения первого импульса была больше, чем второго.

Для определения спектрального состава ПДС применялись как светофильтры, так и спектрометр OceanOptics HR2000+ES. С его помощью были проведены подробные спектральные исследования излучения ПДС при различных давлениях и напряжениях, а также расстояниях от электродов. Один из спектров показан на рис. 7.

В области длин волн излучения 280–900 нм наибольший вклад в излучение ПДС дают вторая (2+) и первая (1+) положительные системы молекулярного спектра азота. При этом спектральная плотность энергии излучения (W) на наиболее интенсивных линиях (2+) системы азота (300–400 нм) на порядок и более превышает W на наиболее интенсивных линиях (1+) системы азота (550–900 нм). Однако красный цвет разряда, как и в излучении красных спрайтов [1–7], определяется излучением молекулярного спектра (1+) си-

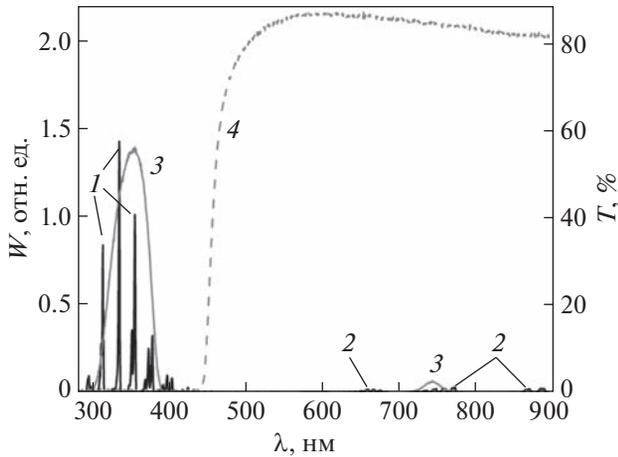


Рис. 7. Спектр излучения ПДС из области, расположенной на расстоянии 11 см от края правого электрода и области пропускания светофильтров. 1 – наиболее интенсивные полосы 2+ системы азота, 2 – наиболее интенсивные полосы 1+ системы азота, 3 – пропускание светофильтра УФС-5, 4 – пропускание светофильтра ЖС-16. $p = 1$ Торр, $U_0 = +7$ кВ, экспозиции 20 с.

стемы азота. Данный спектр излучения ПДС и стримеров, которые образуют ПДС, соответствует спектрам, приведенным в работах [12–15] для аналогичных условий. Из рис. 6 и 7 также следует, что в этих условиях длительность импульса излучения в УФ-области спектра, которая обусловлена переходами (2+) системы молекулярного азота, существенно меньше длительности импульса (1+) системы азота. Излучение (2+) системы азо-

та было выделено светофильтром УФС-5, а система (1+) – светофильтром ЖС-16.

Подробное исследование свечения стримеров малого диаметра, возникающих у окончаний ПДС при отрицательной полярности генератора, было проведено с помощью ICCD-камеры. Это позволяло зафиксировать как пространственные, так и временные характеристики излучения. На рис. 8 показан импульс тока разряда и изображения свечения разряда в отдельные моменты времени при отрицательной полярности импульса напряжения, полученные при двух включениях ICCD-камеры.

Импульсы тока разряда и изображения кадров с ICCD-камеры были синхронизированы. На первом кадре к1 излучение разряда отсутствует, поскольку промежуток между электродами еще не пробит. На кадре к2 показано излучение фронта первого стримера после прохода им по кварцевой трубке расстояния 11 см и его остановке. Основной вклад в свечение дает фронт стримера, который был инициирован первым пиком импульса тока. Кадр к2, как видно из рис. 8а, соответствует по длительности первому пику импульса тока разряда отрицательной полярности. Далее интенсивность излучения в этой области кварцевой трубки быстро уменьшалась и на кадре к3 видно только слабое свечение. Через 1.3 мкс в эту область приходит фронт второго положительного стримера и интенсивность излучения снова возрастает. Излучение фронта второго стримера показано на кадре к4. Поскольку ICCD-камера позволяла делать не более четырех кадров за один импульс, то для получения изображений трех стримеров были записаны 6 кадров за два отдельных импульса. Начало формирования третьего

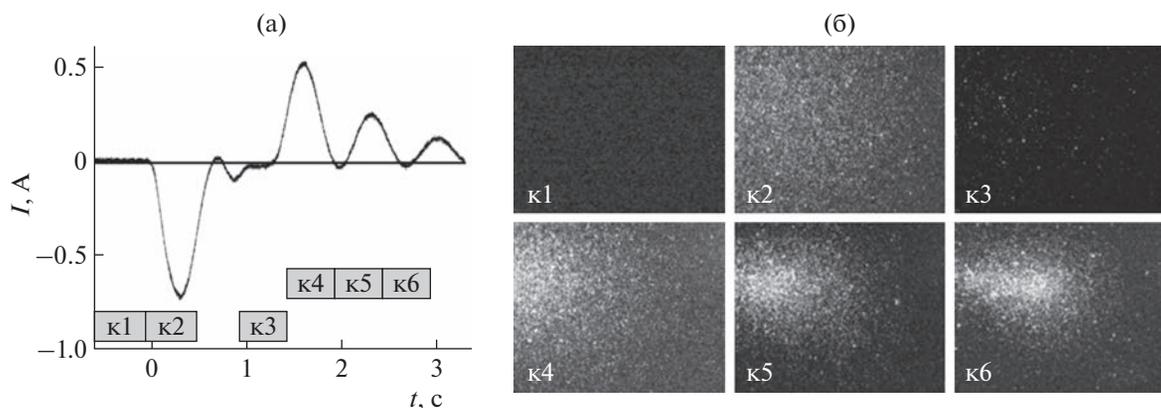


Рис. 8. Осциллограмма тока разряда, на временной шкале которой показаны места привязки отдельных кадров ICCD-камеры (к1, к2, к3) и (к4, к5, к6) во время двух импульсов с их длительностями (а), а также изображения свечения разряда шириной 3 см во время этих кадров, полученные на расстоянии 11 см от края правого (высоковольтного) электрода, который находился слева от изображений (б). Соответственно, все изображения были получены в области трубки между 11 и 14 см от края высоковольтного электрода. Длительность каждого из кадров равна 0.5 мкс. Излучение на кадре к2 наблюдается во время первого пика на импульсе тока, а на кадре к4 во время второго пика на импульсе тока. Задержка между пиками тока равнялась 1.3 мкс. $U_0 = -6$ кВ, $p = 3.6$ Торр.

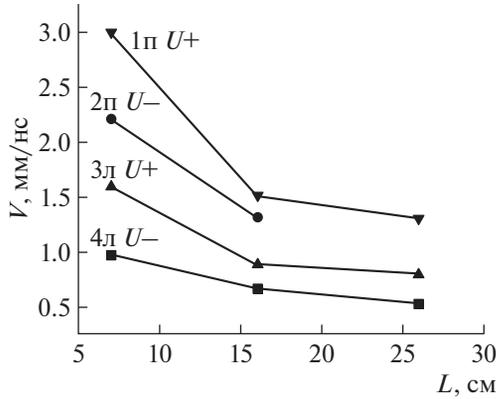


Рис. 9. Зависимости средней скорости фронта первых стримеров, распространяющихся от электродов вправо (1п, 2п) и влево (3л, 4л) при напряжении генератора +4.5 (1п, 3л) и -4.5 кВ (2п, 4л). Точки на зависимостях, которые расположены слева, соответствуют средней скорости прохождения фронтом области трубки от 3 до 11 см, средние точки – от 11 до 21 см и правые – от 21 до 31 см. Эти точки на кривых соответствуют серединам указанных выше областей, а L равняется расстоянию от края ближайшего электрода до середины данной области. $p = 1$ Торр.

стримера показано на кадрах к5 и к6. Его диаметр меньше, чем у первых двух. Как видно на кадрах к5 и к6 на рис. 8б, фронт третьего стримера удаляется от места остановки первых двух стримеров. Его средняя скорость, рассчитанная по смещению области свечения на кадре к6 по отношению к кадру к5, составила ≈ 12 мкм/нс. Средние скоро-

сти фронта первого и второго стримера при их движении по трубке были на два порядка больше. На рис. 9 показаны средние скорости фронта первых стримеров, распространяющихся в различные стороны от электродов, которые были измерены с помощью Si-ФЭУ.

Видно, что скорости фронта первых двух стримеров в обе стороны от электродов составляют доли единицы мм/нс и больше при положительной полярности импульса напряжения. Скорости фронта второго стримера, который инициируется на спаде импульса напряжения, также составляют доли единицы мм/нс. Уменьшение напряжения генератора и увеличение давления воздуха, как и должно быть согласно [16], снижают скорость фронта стримера. Также скорость фронта стримера уменьшается при удалении от электродов, что видно из рис. 9.

Более подробно движение фронта третьего стримера и его форму при удалении от электродов демонстрирует рис. 10.

В этом эксперименте кольцевые электроды были смещены к левому фланцу кварцевой трубки без изменения расстояния между ними (6 см). На изображении к1 показано свечение фронта третьего стримера, который к этому времени удалился от места его появления, см. рис. 8. Кадр к1 имеет задержку ≈ 1.45 мкс относительно второго пика тока разряда. На рис. 10а он показан первым в верхнем ряду. Как отмечено выше, расстояния, на которые удаляются стримеры от электродов увеличиваются с уменьшением давления. На рис. 10 показаны результаты измерений при дав-

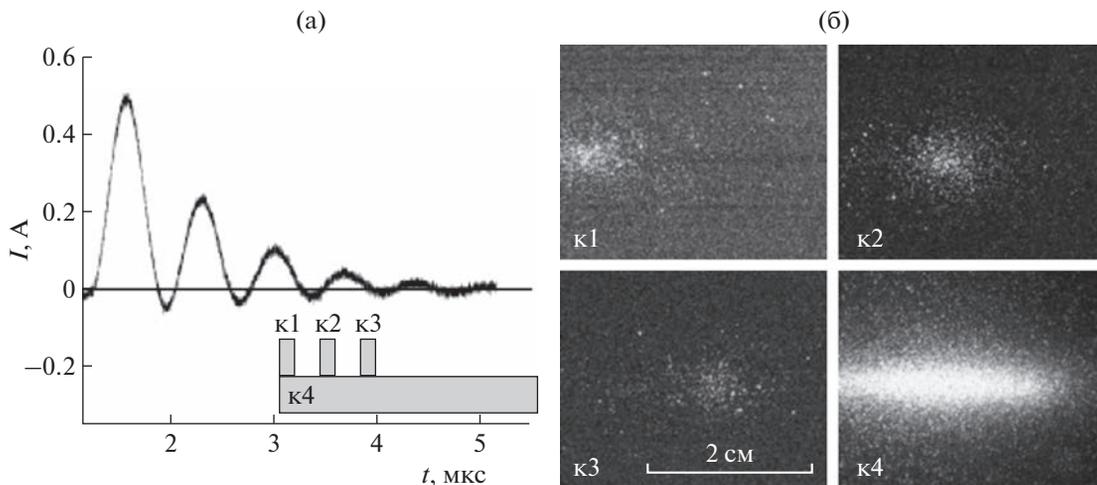


Рис. 10. Осциллограмма тока разряда, приведенная начиная со второго пика импульса тока, на временной шкале которой показаны места привязки отдельных кадров ICCD-камеры (к1, к2, к3, к4) и их длительности (а), а также изображения фронта третьего стримера на расстоянии от 53 до 56 см от правого электрода, который находился с левой стороны от изображений, полученных за 0.14 мкс (к1, к2 и к3) и 2.5 мкс (к4) (б). Ширина каждого изображения 3 см. Задержка между началом кадров к1 и к2, а также кадров к2 и к3 равнялась 0.4 мкс, кадры к1 и к4 начинались одновременно. Съемка была выполнена при одинаковой чувствительности для всех каналов ICCD-камеры. $U_0 = -6$ кВ, $p = 1$ Торр.

лении воздуха 1 Торр. Поэтому для исключения влияния правого фланца кварцевой трубки на формирование третьего стримера электроды были смещены к левому фланцу. В этих условиях появилась возможность увеличить задержку отдельных кадров относительно второго пика импульса тока. Из рис. 10б видно, что на расстоянии 53–56 см от правого электрода диаметр третьего стримера уменьшился, как и при давлении воздуха 1.5 Торр (см. фотографию на рис. 5б). Второй к2 и третий к3 кадры ICCD-камеры демонстрируют продвижение фронта третьего стримера. Его средняя скорость, рассчитанная по изображениям на кадрах к1 и к2, составила ≈ 24 мкм/нс, а по изображениям на кадрах к2 и к3 – ≈ 15 мкм/нс. Основной вклад в свечение дает, как и на рис. 8, фронт стримера.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для формирования стримеров и волн ионизации, которые имеют одинаковую физическую природу при распространении, необходимо создать область с высокой концентрацией плазмы в электрическом поле с приведенной напряженностью электрического поля выше критической. В этих условиях возникает поляризация отрицательных (электронов) и положительных (ионов) зарядов, что приводит к появлению области с усиленным электрическим полем, которая перемещается вдоль силовых линий. Соответственно, в этой области, на фронте стримера, наблюдается интенсивная ионизация газа, см., например, [16]. Поскольку скорость ионов на порядки меньше, чем у электронов, они остаются практически на месте, а перемещается область с высоким электрическим полем, в которой электроны ионизируют газ.

В условиях данного эксперимента, область с наибольшей концентрацией плазмы создается емкостным разрядом между кольцевыми электродами во время двух пиков тока с наибольшими амплитудами. Возникшие стримеры попарно начинают двигаться от этого плазменного образования между электродами в трубке в противоположных направлениях. Данные условия формирования стримеров отличаются от разрядов, которые реализуются при низких давлениях в диэлектрических трубках с электродами на их торцах, см. [8–10]. В этих работах описаны волны ионизации, распространяющиеся между металлическими электродами. Более близкие условия, реализуемые в ПДС, создаются при коронном разряде с единственным острием [18–20], а также при апокампическом разряде, в котором стримера формируются от изгиба на канале разряда между двумя электродами, установленными под углом, [21, 22]. В обоих случаях цилиндрические стримеры стартуют из плазмы, создаваемой у ме-

таллических электродов, и распространяется в свободное пространство, в котором электрическое поле уменьшается. При коронном разряде вначале возникает сферический стример у острия положительной полярности [19], а при апокампическом разряде появляется отросток на изогнутом канале плазмы между двумя электродами [21], которые имеют положительный потенциал относительно заземленного стенда. В ПДС, стримеры цилиндрической формы, как при коронном разряде с единственным острием, так при апокампическом разряде, распространяются из предварительно созданной плазмы в свободное пространство. Однако плазма емкостного разряда в кварцевой трубке, инициирующая стримеры, не имеет контакта с металлическими электродами. Кроме того, стримеры формируются как при положительной полярности импульсов генератора, так и при отрицательной полярности.

Отличие условий формирования стримеров в ПДС, от стримеров, описанных в работе [23], где цилиндрические стримеры стартовали с керамического электрода, заключается в отсутствии второго металлического электрода, увеличивающего электрическое поле в направлении распространения стримера. Отметим также отличие условий формирования стримеров в ПДС от условий, описанных в работе [24]. В [24] изучался стример, стартующий при барьерном разряде из волны ионизации, однако область разряда находилась между двумя металлическими электродами, покрытыми диэлектриком.

В настоящей работе установлено, что в ПДС наибольшие концентрации электронов, которые превышали критические и инициировали стримеры, достигались при двух пиках тока с наибольшими амплитудами. Первый пик регистрировался при пробое воздуха на фронте импульса напряжения, обычно около его максимума. Второй пик, с задержкой ≈ 1.3 мкс после первого, возникал на спаде импульса напряжения. При этом, полярность первого пика импульса тока, соответствовала полярности импульса напряжения, а второй пик имел противоположную полярность, см. рис. 2б и 3. Оба пика тока при давлении воздуха 0.2–6 Торр инициировали по два стримера в каждой ПДС. Причем, один из стримеров был положительный, а второй отрицательный, и они распространялись вдоль трубки от электродов как влево, так и вправо. Красный цвет ПДС и ее форма в основном определялись первыми двумя стримерами.

Существенные отличия формы окончания струи наблюдались только при отрицательной полярности генератора. Было обнаружено, что при отрицательной полярности импульса напряжения, положительный стример достигая области, в которой останавливался отрицательный,

формирует третий стримера меньшего диаметра. Это можно объяснить тем, что положительный стример, который формировался вторым всплеском тока (при меньшей амплитуде пика тока) разряда имел в одинаковых условиях большую скорость (см. рис. 9), чем отрицательный. Благодаря большей скорости ему удавалось достигать места остановки первого отрицательного стримера. По-видимому, создаваемая положительным стримером концентрация электронов и остаточная концентрация плазмы от первого отрицательного стримера, в этих условиях были достаточны для инициирования третьего стримера. Уменьшение диаметра третьего стримера и его малая скорость обусловлены уменьшением напряженности электрического поля при удалении от электродов.

На основе полученных результатов можно предполагать, что при локальном увеличении концентрации плазмы в “каналах” красных спрайтов могут возникать и распространяться по первичному направлению, а также в другие стороны, дополнительные стримеры различного диаметра. Распространение красных спрайтов в различных направлениях описано в работах [7, 25, 26].

Причин появления локальных областей с повышенной концентрацией плазмы может быть несколько. Во-первых, это может быть плазма микро- и нанометеоритов, сгоревших в атмосфере Земли. Такой сценарий обсуждался в работах [27–29]. Во-вторых, это могут быть разряды в серебристых облаках между областями с концентрацией зарядов различной полярности. Подобное предположение высказывались в статьях [12, 15, 29]. Об образовании частиц льда в серебристых облаках известно из работы [30]. Механизм разделения зарядов в грозовых облаках, приводящий к разрядам молний, подробно описан в монографии [31]. Можно предположить, что в случае разрядов в серебристых облаках, при наличии достаточного электрического поля, вторичные стримеры могут возникать как в “каналах” красных спрайтов, так и в областях около них, при этом направление движения новых стримеров может быть различным.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе обнаружено, что из плазменного образования, созданного при низких давлениях воздуха емкостным разрядом в диэлектрической трубке, в противоположные стороны распространяется несколько стримеров. Стримеры стартуют во время двух пиков тока разной полярности, имеющих наибольшие амплитуды. Установлено, что при положительной полярности второго пика тока формируется положительный стример, который достигает места остановки первого (отрицательного) стримера и иницирует

третий стример. Диаметр третьего стримера в несколько раз меньше диаметров первых двух стримеров, а его скорость отличается на порядки и составляет всего десятки мкм/нс. Скорости первых двух стримеров в этих условиях в зависимости от давления и расстояния от электродов составляют доли единицы мм/нс. Цвет ПДС и стримеров в их средней части при давлениях воздуха 0.2–4 Торр красный, что определяется излучением первой положительной системы молекулярного азота. Считаем, что изучение плазменных диффузных струй позволит получить новую информацию об иницировании, распространении и форме красных спрайтов в мезосфере Земли.

Авторы благодарят Д.А. Сорокина за поддержку данной работы, Д.С. Печеницина за создание генератора и В.С. Скакуна за помощь в эксперименте.

Данное исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, Соглашение № 075-15-2021-1026 от 15.11.2021.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Füllekrug M., Mareev E.A., Rycroft M.J. (Eds.). Sprites, elves and intense lightning discharges. V. 225. Springer Science & Business Media, 2006.*
2. *Jehl A., Farges T., and Blanc E. // J. Geophys. Res. Space Physics. 2013. V. 118. P. 454. <https://doi.org/10.1029/2012JA018144>*
3. *Garipov G.K., Khrenov B.A., Klimov P.A., Klimenko V.V., Mareev E.A., Martines O., Mendoza E., Morozenko V.S., Panasyuk M.I., Park I.H., Ponce E., Rivera L., Salazar H., Tulupov V.I., Vedenkin N.N., Yashin I.V. // J. of Geophysical Research: Atmospheres. 2013. V. 118. № 2. P. 370. <https://doi.org/10.1029/2012JD017501>*
4. *Huang A., Lu G., Yue J., Lyons W., Lucena F., Lyu F., Cummer S.A., Zhang W., Xu L., Xue X., Xu S. // Geophys. Res. Lett. 2018. V. 45. P. 13. doi.org/10.1029/2018GL079576*
5. *McHarg M.G., Stenbaek-Nielsen H.C., Kammer T. // Geophys. Res. Lett. 2007. V. 34. P. L06804. <https://doi.org/10.1029/2006GL027854>*
6. *Ebert U., Nijdam S., Li C., Luque A., Briels T., van Veldhuizen E. // JGR: Space Physics. 2010. V. 115. № A7. A00E43. <https://doi.org/10.1029/2009JA014867>*
7. *Pasko Victor P., Jianqi Qin, and Celestin Sebastien // Surveys in Geophysics. 2013. V. 34. P. 797. <https://doi.org/10.1007/s10712-013-9246-y>*
8. *Vasilyak L.M., Kostyuchenko S.V., Kudryavtsev N.N., Filyugin I.V. // Phys. Usp. 1994. V. 37. № 3. P. 247. <https://doi.org/10.1070/PU1994v037n03ABEH000011>*
9. *Anikin N.B., Zavialova N.A., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Y. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2008. V. 36. P. 902. <https://doi.org/10.1109/TPS.2008.924504>*

10. *Huang B., Zhang C., Qiu J., Zhang X., Ding Y., Shao T.* // Plasma Sourc. Sci. and Technol. 2019. V. 28. № 9. P. 095001.
11. *Goto Y., Ohba Y., Narita K., Goto Y., Ohba Y., Narita K.* // Journal of Atmospheric Electricity. 2007. V. 27. Iss. 2. P. 105.
12. *Tarasenko V., Vinogradov N., Baksht E., and Sorokin D.* // Journal of Atmospheric Science Research. 2022. V. 5. Iss. 3. P. 26.
<https://doi.org/10.30564/jasr.v5i3.4858>
13. *Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Виноградов Н.П.* // Прикладная физика. 2022. № 4. С. 11.
<https://doi.org/10.51368/1996-0948-2022-4-11-17>
14. *Бакшт Е.Х., Виноградов Н.П., Тарасенко В.Ф.* // Оптика атмосферы и океана. 2022. Т. 35. № 9. С. 777.
<https://doi.org/10.15372/AOO20220911>
15. *Sorokin D., Tarasenko V., Baksht E.Kh., Vinogradov N.P.* // European Journal of Environment and Earth Sciences. 2022. V. 3. Iss. 6. P. 42.
<https://doi.org/10.24018/ejgeo.2022.3.6.322>
16. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009, 736 с.
17. *Starikovskiy A.Yu., Aleksandrov N.L., Shneider M.N.* // Journal of Applied Physics. 2021. V. 129. № 6. P. 063301.
<https://doi.org/10.1063/5.0037669>
18. *Wu S., Cheng W., Huang G., Wu F., Liu C., Liu X., Zhang C., Lu X.* // Physics of Plasmas. 2018 V. 25. № 12. P. 123507.
<https://doi.org/10.1063/1.5042669>
19. *Tarasenko V.F., Kuznetsov V.S., Panarin V.A., Skakun V.S., Sosnin E.A., Baksht E.K.* // JETP Letters. 2019. V. 110. P. 85.
<https://doi.org/10.1063/1.4981385>
20. *Tarasenko V., Baksht E., Kuznetsov V., Panarin V., Skakun V., Sosnin E., Beloplotov D.* // Journal of Atmospheric Science Research. 2020. V. 3. Iss. 4. P. 28.
<https://ojs.bilpublishing.com/index.php/jasr>
21. *Tarasenko V.F., Sosnin E.A., Skakun V.S., Panarin V.A., Trigub M.V., Evtushenko G.S.* // Physics of Plasmas. 2017. V. 24. № 4. P. 043514.
22. *Sosnin E.A., Babaeva N.Yu., Kozyrev A.V., Kozhevnikov V.Yu., Naidis G.V., Skakun V.S., Panarin V.A., Tarasenko V.F.* // Phys. Usp. 2021. V. 64. Is. 2. P. 191.
<https://doi.org/10.3367/UfNe.2020.03.038735>
23. *Panarin V.A., Skakun V.S., Baksht E.K., Sosnin E.A., Kuznetsov V.S., Sorokin D.A.* // Plasma Physics Reports. 2022. V. 48. № 7. P. 812.
24. *Hoder T., Bonaventura Z., Prukner V., Gordillo-Vázquez F.J., Šimek M.* // Plasma Sources Science and Technology. 2020. V. 29. № 3. P. 03LT01.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab7087>
25. *Stenbaek-Nielsen H.C., McHarg M.G., Kanmae T., and Sentman D.D.* // Geophys. Res. Lett. 2007. V. 34. № 11. P. L11105.
<https://doi.org/10.1029/2007GL029881>
26. *Stenbaek-Nielsen H.C., Kanmae T., McHarg M.G., Haaland R.* // Surveys in Geophysics. 2013. V. 34. P. 769.
27. *Zabotin N.A., Wright J.W.* // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. № 13. P. 2593.
28. *Janalizadeh R., Pasko V.P.* // Electron Impact Ionization of Metallic Species at Sprite Altitudes as a Mechanism of Initiation of Sprite Streamers. AGU Fall Meeting. 2018.
29. *Tarasenko V., Vinogradov N., Beloplotov D., Burachenko A., Lomaev M., Sorokin D.* // Nanomaterials. 2022. V. 12. № 4. P. 652.
<https://doi.org/10.3390/nano12040652>
30. *Hervig M., Thompson R.E., McHugh M., Gordley L.L., Russell III J.M., Summers M.E.* // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28 № 6. P. 971.
<https://doi.org/10.1029/2000GL012104>
31. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001, 320 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СКОЛЬЗЯЩЕГО РАЗРЯДА С НАКЛОННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

© 2023 г. И. В. Мурсенкова^{a,*}, И. Э. Иванов^{a,**}, Ю. Ляо^{a,***}, А. Ф. Зиганшин^{a,****}

^a МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

*e-mail: murs_i@physics.msu.ru

**e-mail: ivanovmai@gmail.com

***e-mail: 565164346@qq.com

****e-mail: ziganshin.af19@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 05.10.2022 г.

После доработки 10.01.2023 г.

Принята к публикации 15.01.2023 г.

Экспериментально исследован распределенный поверхностный скользящий разряд длительностью 500 нс в сверхзвуковых потоках воздуха с наклонной ударной волной. Числа Маха потока составляли 1.18–1.68, плотность воздуха 0.02–0.45 кг/м³. Разряд инициировался в режиме одиночного импульса. Ток разряда составлял около 1 кА при напряжении 25 кВ. Показано, что ток разряда и пространственно-временные характеристики излучения зависят от параметров локальной зоны разрежения в пограничном слое. В стационарном потоке с косым скачком уплотнения разряд формируется в виде одиночного канала. Анализ высокоскоростной теневой съемки потока после разряда показал, что одиночный канал разряда генерирует полуцилиндрическую волну. Сравнение экспериментальной динамики ударной волны с результатами численного моделирования течения на основе нестационарных уравнений Навье–Стокса показало, что величина выделяемой в разрядном канале тепловой энергии составляет 0.15–0.36 Дж.

Ключевые слова: наносекундный поверхностный скользящий разряд, сверхзвуковой поток, наклонная ударная волна, высокоскоростная теневая визуализация, численное моделирование

DOI: 10.31857/S0367292123600164, EDN: VEYJSC

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия широко обсуждалось влияние электрических разрядов на высокоскоростные потоки [1–5]. В плазменной аэродинамике управление воздушным потоком может быть реализовано с помощью электрического разряда в качестве источника подводимой энергии и управляемых возмущений. Плазма поверхностных разрядов может применяться для управления пограничным слоем, локальными ударными волнами и отрывными зонами [1, 3–6]. Основным механизмом действия плазменного актуатора, основанного на воздействии диэлектрического барьерного разряда на низкоскоростные потоки, является пристеночное течение (ионный ветер) [3, 5]. Интерес к использованию наносекундных поверхностных разрядов для управления сверхзвуковым потоком возрастает. Быстрое выделение тепла в поверхностном разряде, генерируемое киловольтным импульсом наносекундной длительности, приводит к генерации ударных волн и развитию сложного поля течения [2, 6–9]. Поверхностные разряды нано-

секундной длительности позволяют воздействовать на течение и пограничный слой за счет нагрева газа и движения ударных волн. Вопрос об определении влияния наносекундного разряда на высокоскоростное течение за счет локального нагрева остается открытым [1, 3].

Поверхностный скользящий разряд, инициируемый импульсным напряжением со скоростью роста $\sim 10^{11}$ В/с [10], представляет собой распределенный плазменный слой в виде системы параллельных каналов, скользящих по поверхности диэлектрика. Разряды такого типа используются в качестве плазменных электродов для предионизации разрядного объема в газоразрядных и эксимерных лазерах [10, 11]. Поверхностный скользящий разряд развивается в тонком слое газа на границе раздела твердого и газообразного диэлектриков и дает значительный энерговклад в газ. При прорастании разрядных каналов реализуются высокие значения напряженности электрического поля E с преобладанием нормальной составляющей к поверхности диэлектрика [10] и достигаются существенные значения приведен-

ного электрического поля ($E/N \sim 10^{-15} \text{ В} \cdot \text{м}^2$, N – концентрация молекул). Пробой газа характеризуется быстрым ростом тока и образованием ярко светящихся каналов в межэлектродном промежутке. Плазма завершеного скользящего разряда обладает высоким сопротивлением, которое остается высоким во время разряда и обеспечивает выделение почти всей энергии, запасенной в основной емкости [10]. Последующее падение напряжения определяется нагревом и тепловым расширением каналов. Сильноточная фаза разряда определяет энергоклад в приповерхностный слой газа. Толщина плазменного слоя уменьшается с ростом давления от 1 мм при давлении в несколько Торр до 0.1 мм при атмосферном давлении, и сравнима с толщиной пограничного слоя в ударной трубе [2, 12]. В спектрах излучения разряда в сверхзвуковых потоках наблюдаются полосы второй положительной системы молекулярного азота ($\text{C}^3\text{P}_u \rightarrow \text{B}^3\text{P}_g$ -переход), интенсивные эмиссионные линии атомарного кислорода, азота, водорода, континуальное излучение [2, 8]. Концентрация электронов в разряде, рассчитанная по штарковскому уширению линии водорода H_α , составляла $(2-6) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в неподвижном воздухе [8]. В предположении, что континуум обусловлен тормозным излучением, средняя энергия электронов в плазме разряда оценивалась в 1.8–2.2 эВ [8]. По окончании тока наблюдается послесвечение каналов со временем затухания $\sim 1-3$ микросекунды, аналогично результатам [7].

Разряд сопровождается образованием ударных волн, вызванных быстрым вводом энергии в ограниченный объем [2, 12]. Динамика ударных волн после инициирования разряда была подробно изучена в неподвижном воздухе и в однородных трансзвуковых и сверхзвуковых потоках [2, 6, 12]. Фронты ударных волн формируются в течение 1–5 мкс в результате интерференции ударных волн от дискретных каналов разряда. Во всех случаях через 5–10 мкс после разряда образуется почти плоский огибающий фронт ударной волны.

Инициирование поверхностного скользящего разряда в газодинамическом потоке в ударной трубе позволяет экспериментально моделировать импульсный поверхностный энергоклад в области пограничного слоя [2, 6, 12, 13], который имеет малую длительность по сравнению с характерным газодинамическим временем. При определении энергоклада в газ одним из методов является анализ движения ударных волн, возникающих вблизи зоны разряда [2, 6]. Сравнение экспериментальной и моделируемой динамики ударных волн в неподвижном воздухе и в однородных потоках показало, что 0.05–0.22 Дж энергии разряда преобразуется в тепловую энергию в течение одной микросекунды [2, 12–14]. Показа-

но, что эта энергия сопоставима с энтальпией потока и может привести к существенной модификации течения в пограничном слое.

Актуальным в настоящее время остается описание режимов разряда в сверхзвуковых потоках, определение параметров плазмы, величины тепловыделения и оценки влияния разряда на локальные характеристики потока и ударно-волновую структуру потока. Кроме того, для определения условий работы актуатора требуются измерения индуцированного разрядом потока. При разработке методов управления потоком с помощью плазмы необходимо учитывать взаимное влияние высокоскоростного газового потока и разряда.

Целью исследования было изучение динамики ударной волны от наносекундного поверхностного скользящего разряда в сверхзвуковом потоке с наклонной ударной волной, необходимое для понимания механизма плазменного управления сверхзвуковыми потоками. Численное двумерное моделирование с локальным подводом энергии к потоку вблизи стенки было проведено на основе уравнений Навье–Стокса [6, 15] для изучения зависимости динамики ударной волны от режима импульсного подвода энергии. Времена релаксационных процессов в плазменном слое рассматривались с точки зрения их влияния на динамику индуцированной ударной волны и на течение в пограничном слое.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И АППАРАТУРА

Эксперименты проводились на ударной трубе со встроенной разрядной камерой прямоугольного сечения $24 \times 48 \text{ мм}^2$ [2, 6]. Сверхзвуковые однородные потоки со скоростями 660–1370 м/с длительностью 300–400 мкс создавались за ударными волнами с числами Маха 2.30–5.20. При начальном давлении воздуха 1–50 Торр числа Маха потоков составляли 1.18–1.68, плотность воздуха в потоке $0.02-0.45 \text{ кг/м}^3$, давление в потоке 30–400 Торр. При обтекании препятствия (прямоугольного параллелепипеда) на нижней стенке разрядной камеры формировался наклонный скачок уплотнения, взаимодействующий с пограничным слоем на верхней стенке. Квазистационарное течение с отраженным от верхней стенки косым скачком уплотнения показано на рис. 1а. Поверхностный скользящий разряд длительностью около 500 нс инициировался на верхней стенке разрядной камеры при квазистационарном течении. На рис. 1а прямоугольником, ограниченным пунктирной линией, показана область разряда в неподвижном воздухе.

Для создания разряда, скользящего по поверхности диэлектрика, использовалась конфигура-

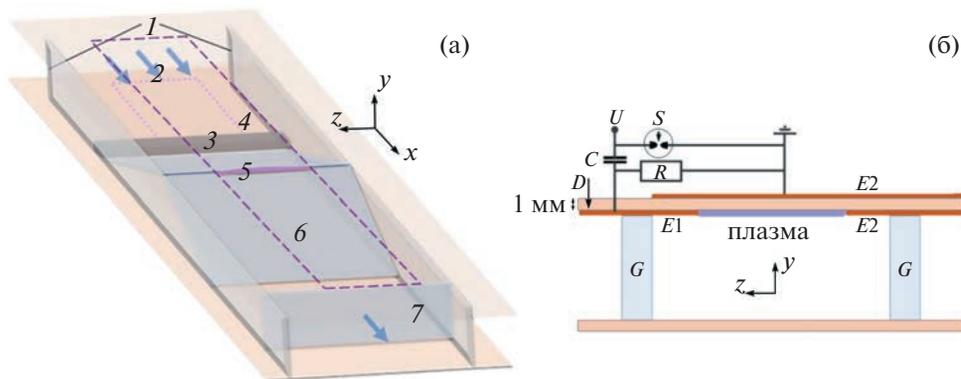


Рис. 1. Структура течения в разрядной камере (а): 1 – стекла; 2 – поток; 3 – препятствие; 4 – наклонная ударная волна; 5 – разрядный канал; 6 – отраженная ударная волна; 7 – исходная плоская ударная волна. Электрическая схема поверхностного скользящего разряда (б): $E1$ – высоковольтный электрод, $E2$ – заземленный электрод, D – диэлектрик; C – конденсатор; S – управляемый разрядник; U – высокое напряжение; G – стекла ($C = 2300$ пФ, $R = 1$ кОм).

ция электродов, показанная на рис. 1б. При подаче импульса напряжения на электрод $E1$ на поверхности диэлектрика D возникает ток смещения, который определяется скоростью нарастания напряжения и переменной емкостью между поверхностным разрядом и электродом $E2$ на противоположной стороне диэлектрика. В электрической схеме использовался конденсатор емкостью 2300 пФ и одноканальный управляемый разрядник. Эксперименты проводились при положительной полярности высоковольтного электрода. Поверхностный скользящий разряд в неподвижном воздухе и в однородном потоке имеет ширину 30 мм и длину 100 мм [2, 12, 14]. Специальный шунт регистрировал разрядный ток [2, 8]. Параметры плазмы разряда оценивались по измерениям импульсного тока, полного напряжения и геометрии разряда. Концентрация электронов рассчитывалась по току разряда [16]

$$n_e = \frac{I_m}{SeV_d \left(\frac{E}{N} \right)} \quad (1)$$

где n_e – концентрация электронов, I_m – максимальный ток разряда, e – заряд электрона, S – сечение токового канала, $V_d(E/N)$ – скорость дрейфа электронов в электрическом поле напряженностью E при концентрации нейтральных частиц N . Скорость дрейфа электронов определялась по данным [17].

Оптическая диагностика осуществлялась через кварцевые стекла разрядной камеры. Спектры регистрировались спектрометром AvaSpec-2048. Девятикадровая электронно-оптическая камера К011 БИФО и фотокамеры регистрировали излучение разряда. Структура потока анализировалась на основе высокоскоростной теневой съемки (частота до 525 000 кадров в секунду, экспозиция кадра 1 мкс) [6, 8]. По сигналам датчиков

давления в канале ударной трубы измерялась скорость ударных волн и обеспечивалась синхронизация процессов в экспериментах.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Разряд в потоке с наклонной ударной волной

Фотоизображения поверхностного скользящего разряда, сделанные через окна разрядной камеры, показаны на рис. 2а, в. Разряд имеет многоканальную структуру в неподвижном воздухе (рис. 2а, б). На 9-кадровом изображении разряда видно однородное свечение длительностью 100 нс и несколько ярких каналов. Видно, что длительность свечения ярких каналов достигает 2000 нс.

Взаимодействие косоугольного скачка уплотнения с пограничным слоем приводит к образованию зоны пониженной плотности (рис. 3, [6, 8]). Распределение плотности является неоднородным с четким минимумом. В этой области реализуется локальное высокое значение приведенного электрического поля E/N при подаче импульса напряжения. Повышенная концентрация электронов в областях пониженной плотности приводит к изменению режима разряда в неоднородных газодинамических потоках [6–8, 13]. В сверхзвуковом потоке с наклонной ударной волной скользящий разряд развивается в виде одиночного локализованного канала (рис. 2в, г). Разрядный канал располагался в области пониженной плотности на верхней стенке, которая образовалась при взаимодействии наклонной ударной волны с пограничным слоем [6, 8]. Зависимость положения разрядного канала от времени хорошо коррелирует с расчетным положением области пониженной плотности (рис. 4). Свечение разряда представляет собой яркую полосу шириной 2–10 мм и

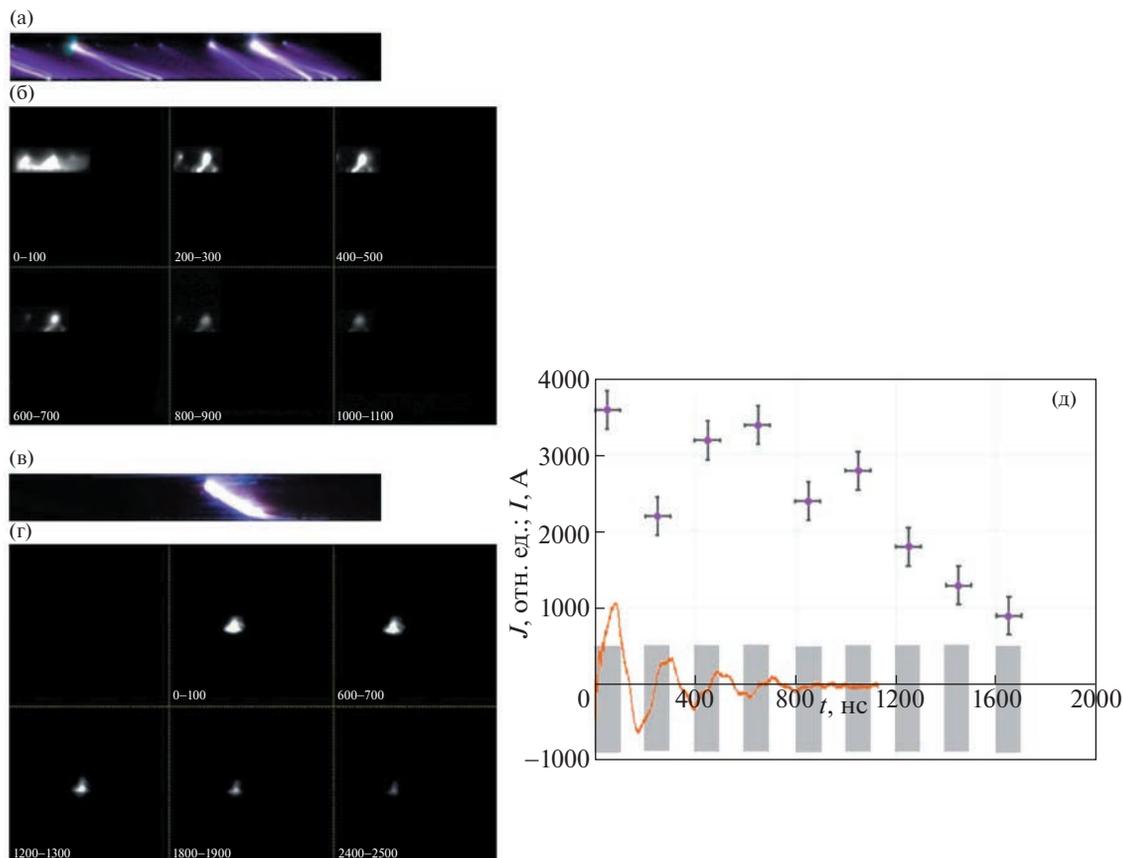


Рис. 2. Фотоизображения (а, в) и 9-кадровые изображения (б, г) разряда в неподвижном воздухе при давлении 45 Торр (а, б) и в сверхзвуковом потоке воздуха (в, г); интенсивность излучения J и осциллограмма тока I (д). 9-кадровые изображения получены с временем экспозиции 100 нс, временные интервалы между кадрами 100 нс (б) и 500 нс (г). Слева на кадрах указано время в наносекундах. Число Маха потока 1.32; плотность 0.11 кг/м^3 . Поток направлен слева направо.

толщиной $0.5\text{--}2.0 \text{ мм}$ ($x \times y$). Длительность свечения разряда оценивалась по результатам регистрации 9-кадровой электронно-оптической камерой. На рис. 2 д представлены зависимость интенсивности свечения разрядного канала от времени и осциллограмма тока. Видно, что время свечения разрядного канала больше длительности тока. В экспериментах время свечения канала в потоке достигало 5 мкс.

Ток разряда достигает своего максимального значения $\sim 1\text{--}2 \text{ кА}$ в течение $\sim 30 \text{ нс}$, а его колебания затухают в течение 500 нс (см. рис. 2 д). Концентрация электронов в канале разряда, рассчитанная по соотношению (1), составила $(1\text{--}6) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что в 3–10 раз выше, чем в неподвижном воздухе при аналогичной плотности. Сечение разрядного канала оценивалось по экспериментально определенным ширине и толщине канала. Для расчета концентрации молекул N бралось среднее значение плотности воздуха в области разрядного канала.

3.2. Движение ударных волн после разряда

Теневая съемка показала, что индуцированная ударная волна представляет собой примерно полуболюцилиндрическую ударную волну, движущуюся от разрядного канала. Ударная волна движется вниз от канала и смещается вправо по направлению течения, воздействуя на наклонный скачок уплотнения и пограничный слой (рис. 5а). В течение $\sim 100\text{--}150 \text{ мкс}$ движение ударной волны существенно меняет структуру течения в разрядной камере; затем стационарная конфигурация восстанавливается. Тепловой след от разрядного канала движется, оказывая влияние на приповерхностное течение и пограничный слой (см. рис. 5б, ба). Предполагается, что этот эффект можно использовать для управления пограничным слоем.

Целью моделирования было определение динамики генерируемой ударной волны после импульсного подвода энергии к потоку с наклонным скачком уплотнения. В расчетах разрядный канал моделировался как локальный источник тепла в виде прямоугольного параллелепипеда

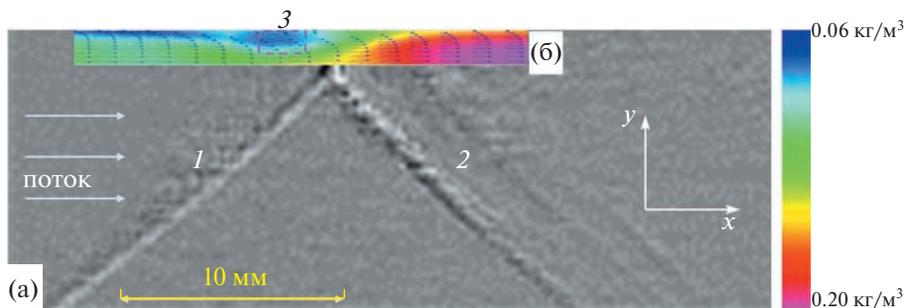


Рис. 3. Теневое изображение (а) и фрагмент расчетного поля плотности с векторами скорости (б): 1 – наклонная ударная волна, 2 – отраженная ударная волна, 3 – зона низкой плотности, сформировавшаяся при взаимодействии наклонной ударной волны с пограничным слоем. Прямоугольником показана область энерговыклада размером $2 \times 1 \text{ мм}^2$ ($x \times y$) в численном расчете. Число Маха набегающего потока 1.44, плотность 0.13 кг/м^3 .

длиной 30 мм, толщиной 0.5–2.0 мм и шириной 1–3 мм ($z \times y \times x$). Величина энерговыклада и его зависимость от времени варьировались. Показано, что движение генерируемой ударной волны зависит от режима ввода энергии. Первый этап моделирования включал в себя движение плоской ударной волны через расчетную область и дифракцию на препятствии до установления стационарного течения [6]. На втором этапе рассчитывалось поле течения после подвода энергии к малому объему в зоне отрыва на верхней стенке. Варианты энерговыклада варьировались таким образом, чтобы форма фронта и динамика движения моделируемой ударной волны соответствовали экспериментальным данным. Энерговыклад задавался в двух вариантах: при постоянной мощности энергоподвода (вариант 1) и линейно уменьшающейся во времени мощности (вариант 2) в течение 300–1600 нс.

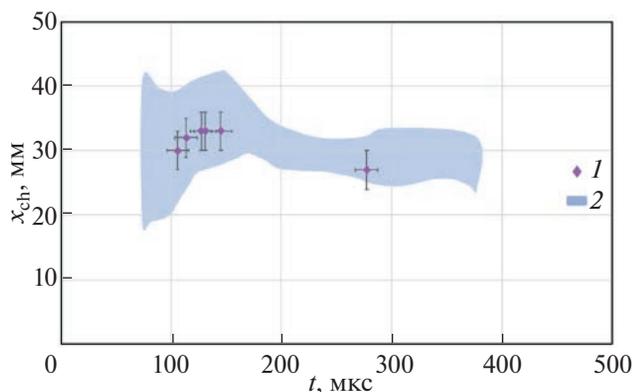


Рис. 4. Временная зависимость расстояния от препятствия до разрядного канала в потоках с числами Маха 1.36–1.40 – 1; расчетное положение области пониженной плотности ($\rho/\rho_0 \leq 0.6$) в потоке с числом Маха 1.38 – 2. Плотность потока 0.11 кг/м^3 (Время после начала дифракции ударной волны на препятствии).

Сравнение результатов расчетов и экспериментов показало хорошее совпадение при втором варианте подвода энергии (вариант 2) при длительности 600–1400 нс, энергии 0.15–0.36 Дж (см. рис. 5а и б). Вводимая в газ энергия, в результате которой формируется ударная волна, состав-

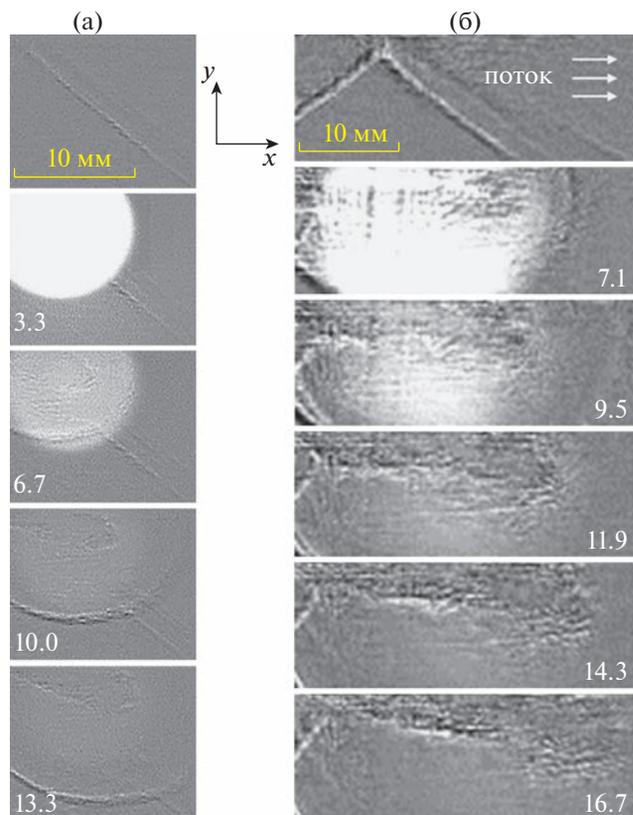


Рис. 5. Две последовательности теневых изображений (а, б) после разряда при числе Маха потока 1.45. Плотность 0.11 кг/м^3 . Цифрами на изображениях обозначено время после разряда в микросекундах.

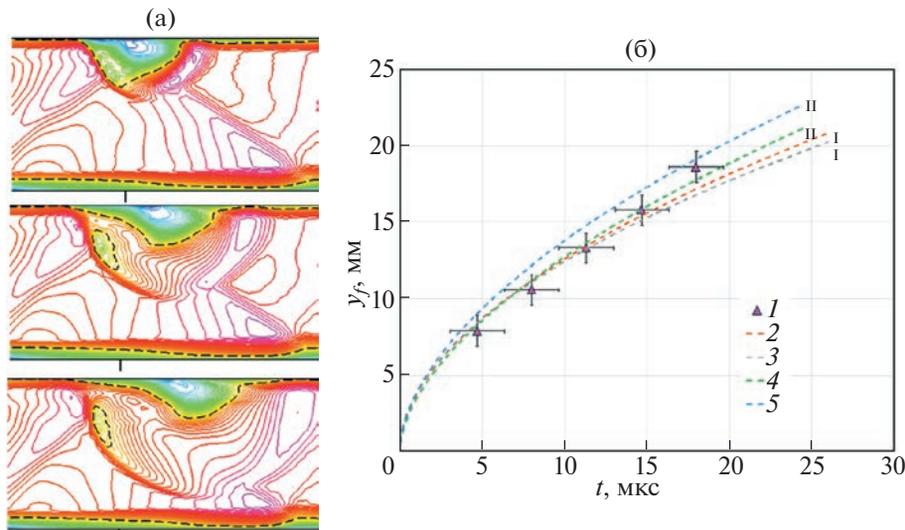


Рис. 6. а) – Расчетные поля локального числа Маха через 6.7, 13.4 и 20.1 мкс после энерговклада; б) Зависимость вертикального смещения фронта ударной волны от времени: 1 – эксперимент; 2–5 – расчеты; 2 – вариант 1, длительность 800 нс, энергия 0.29 Дж; 3 – 1, 600 нс, 0.29 Дж; 4 – 2, 1400 нс, 0.21 Дж; 5 – 2, 800 нс, 0.29 Дж. Плотность 0.11 кг/м³, число Маха потока 1.40.

ляет 29–40% электрической энергии, запасенной в конденсаторе С (см. рис. 16).

С точки зрения кинетических процессов в плазме расчет с длительностью подвода энергии более 600 нс может соответствовать дополнительному энерговыделению при релаксационных процессах. В результате релаксации энергия внутренних степеней свободы возбужденных молекул переходит в тепловую энергию [3, 18].

Оценки показали, что время рекомбинации электронов и ионов составляет несколько наносекунд при концентрации электронов в разрядном канале $\sim 10^{15}$ см⁻³, и выделение энергии в реакциях рекомбинации соответствует быстрому нагреву. После рекомбинации в неравновесно возбужденном воздухе могут протекать реакции с участием колебательно и электронно-возбужденных молекул азота и кислорода [1, 3, 18, 19]. Измерения вращательной и поступательной температуры [3] и численные расчеты электронной плотности, заселенности возбужденных состояний азота в наносекундных импульсных разрядах в воздухе [3, 19] показывают, что повышение температуры газа может происходить за счет тушения возбужденных электронных состояний молекул азота и за счет колебательной релаксации. Время колебательной релаксации в плазме воздуха составляет около миллисекунды при температуре 1000 К [18, 19]. Переход энергии электронного возбуждения в тепловую энергию (ЕТ – релаксация) в воздухе может происходить с участием возбужденных метастабильных молекул азота [19]. При столкновениях часть энергии возбуждения переходит в кинетическую энергию, что приво-

дит к нагреву газа. Характерные времена реакций зависят от концентрации возбужденных состояний, и могут достигать десятков микросекунд [3]. Таким образом, тушение электронно-возбужденных молекул азота в плазме разрядного канала может привести к выделению энергии в течение нескольких микросекунд после окончания тока разряда.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально установлено, что поверхностный скользкий разряд развивается в виде одиночного прямолинейного канала при инициировании в сверхзвуковом потоке воздуха с наклонной ударной волной. Разрядный канал располагается в зоне пониженной плотности, образующейся при взаимодействии наклонной ударной волны с пограничным слоем. Концентрация электронов в разрядном канале выше, чем в однородных условиях; длительность свечения может превышать 5 мкс.

Экспериментально методом теневого зондирования с частотой до 525 000 кадров в секунду исследованы поля течения после поверхностного скользкого разряда в неоднородных сверхзвуковых потоках с числами Маха 1.18–1.68. На основе обработки изображений высокоскоростной теневой съемки проанализирована динамика ударных волн от разряда и их влияние на структуру течения продолжительностью более 100 мкс.

Проведено численное моделирование сверхзвуковых потоков в канале с локальным подводом энергии на основе нестационарных урав-

нений Навье–Стокса. Показана зависимость динамики индуцированных ударных волн от характеристик энергоклада. Путем сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными установлено, что в течение 600–1400 нс в разрядном канале выделяется тепловая энергия 0.15–0.36 Дж. Энерговыделение на послеразрядной стадии можно объяснить тушением электронно-возбужденных молекул азота. Таким образом, с помощью наносекундного поверхностного скользящего разряда можно реализовать ввод энергии в высокоскоростной поток газа и генерацию ударных волн, что позволяет управлять течениями в каналах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leonov S.B., Adamovich I.V., Soloviev V.R. // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. 063001. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/6/063001>
2. Mursenkova I.V., Znamenskaya I.A., Lutsky A.E. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2018. V. 51. № 10. <https://doi.org/10.105201.10.1088/1361-6463/aaa838>
3. Стариковский А.Ю., Александров Н.Л. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 2. С. 126.
4. Webb N., Clifford C., Samimy M. // Exp. Fluids. 2013. V. 54. 1545. <https://doi.org/10.1007/s00348-013-1545-z>
5. Benard N., Moreau E. // Exp. Fluids. 2014. V. 55. 1846. <https://doi.org/10.1007/s00348-014-1846-x>
6. Mursenkova I.V., Ivanov I.E., Liao Yu., Kryukov I.A. // Energies. 2022. V. 15. № 6. 2189. <https://doi.org/10.3390/en15062189>
7. Mursenkova I.V., Kuznetsov A.Yu., Sazonov A.S. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 115. № 11. 114102. <https://doi.org/10.1063/1.5116810>
8. Mursenkova I.V., Ivanov I.E., Ulanov P., Liao Yu., Sazonov A.S. // Journal of Physics: Conf. Ser. 2020. V. 1698. 012001. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1698/1/012001>
9. Moreau E., Bayoda D., Benard N. // J. Appl. Phys. 2021. V. 54. 075207. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/abc44b>
10. Atanasov P.A., Vasilev S.G., Kovalyov I.O., Kuz'min G.P., Nesterenko A.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1988. V. 21. P. 1750. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/21/12/014>
11. Борисов В.М., Демин А.И., Ельцов А.В., Новиков В.П., Христофоров О.Б. // Квантовая электроника. 1999. Т. 26. № 3. С. 204.
12. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В., Сысоев Н.Н. // ЖТФ. 2007. Т. 77. № 5. С. 10.
13. Liao Yu., Mursenkova I.V., Ivanov I.E., Znamenskaya I.A., Sysyoev N.N. // Physics of Fluids. 2020. V. 32. № 10. <https://doi.org/10.106108.10.1063/5.0025319>
14. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. № 17. С. 35.
15. Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А. // Матем. моделирование. 2009. Т. 21. № 12. С. 103.
16. Архипов Н.О., Знаменская И.А., Мурсенкова И.В., Остапенко И.Ю., Сысоев Н.Н. // Вестник Моск. ун-та. Сер. 3: Физ. астрон. 2014. Т. 1. С. 88.
17. Brunet H., Vincent P. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. № 7. P. 4708. <https://doi.org/10.1063/1.326527>
18. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
19. Попов Н.А. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 9. С. 863.