
СОДЕРЖАНИЕ

Том 47, номер 8, 2021

ТОКАМАКИ

Инициирование разряда в токамаках Глобус-М2 и КТМ
с помощью коаксиального ускорителя плазменной струи

*А. В. Воронин, В. Ю. Горяинов, В. К. Гусев, В. Б. Минаев,
А. Н. Новохацкий, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, Е. Г. Жилин,
Б. Ж. Чектыбаев, Е. А. Сарсембаев, А. Д. Садыков, А. Т. Кусаинов* 675

L–H-переход при полоидально-неоднородном нагреве ионов
в турбулентной плазме токамака

Р. В. Шурыгин 684

Возможность самообеспечения тритием термоядерного реактора

Ю.В. Готт 693

СТЕЛЛАРАТОРЫ

Поглощение микроволн в различных режимах электронно-циклотронного
нагрева плазмы на стеллараторе Л-2М

Г. М. Батанов, В. Д. Борзосеков, К. А. Сарксян, Н. К. Харчев 698

МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

Исследование вращения плазмы в открытой винтовой ловушке смола

*А. А. Инжеваткина, А. В. Бурдаков, И. А. Иванов, К. А. Ломов,
В. В. Поступаев, А. В. Судников, В. О. Устюжанин* 706

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Методы лазерной теневой фотографии с электронно-оптической
регистрацией в хронографическом режиме для исследования
динамики плазмы в диоде генератора РЭП

*Е. Д. Казаков, Ю. Г. Калинин, Д. И. Крутиков, А. А. Курило, М. Ю. Орлов,
М. Г. Стрижаков, С. И. Ткаченко, А. Ю. Шашков* 716

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

МГД-моделирование турбулентного развития “сосисочной”
неустойчивости Z-пинча

С. Ф. Гаранин, В. Ю. Долинский 728

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

Нестационарные процессы при формировании пылевой плазмы
у поверхности спутника Марса – Деймоса

А. П. Голубь, С. И. Попель 741

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

Процессы энергетического обмена в слоистых системах неидентичных
заряженных частиц

О. С. Ваулина, С. В. Кауфман

748

ПУЧКИ В ПЛАЗМЕ

Транспортировка низкоэнергетического ионного пучка
с баллистической фокусировкой

Т. В. Коваль, В. П. Тараканов

756

Памяти Александра Алексеевича Сквороды (01.11.1949–07.03.2021)

766

УДК 533.9

ИНИЦИИРОВАНИЕ РАЗРЯДА В ТОКАМАКАХ ГЛОБУС-М2 И КТМ С ПОМОЩЬЮ КОАКСИАЛЬНОГО УСКОРИТЕЛЯ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ

© 2021 г. А. В. Воронин^а, В. Ю. Горяинов^{а, д, *}, В. К. Гусев^а, В. Б. Минаев^а,
А. Н. Новохацкий^а, Ю. В. Петров^а, Н. В. Сахаров^а, Е. Г. Жилин^б,
Б. Ж. Чектыбаев^с, Е. А. Сарсембаев^с, А. Д. Садыков^с, А. Т. Кусаинов^с

^а Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

^б Общество с ограниченной ответственностью Иоффе Фьюжн Текнолоджи, С.-Петербург, Россия

^с Филиал Института атомной энергии, Министерства энергетики Республики Казахстан, Курчатов, Казахстан

^д Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: vgorainov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 13.03.2021 г.

После доработки 06.04.2021 г.

Принята к публикации 06.04.2021 г.

Проведены исследования возможности применения коаксиального ускорителя плазменной струи для облегчения пробоя и старта тока плазмы в токамаках Глобус-М2 и КТМ. Результаты экспериментов по инъекции струи в токамак Глобус-М2 с магнитным полем 0.7 Тл показали, что ток в разряде начинал свой рост на 1–2 мс раньше по сравнению с началом роста тока при использовании газонапуска и индукционного пробоя рабочего газа. При этом напряжение пробоя уменьшалось до 2 раз. Результаты экспериментов по инъекции плазменной струи через экваториальный патрубок в токамак КТМ с магнитным полем 0.9 Тл показали, что пробой происходил до 6 мс раньше по сравнению с разрядом, создаваемым чисто индукционным способом. При этом происходило снижение напряжения на обходе в 1.5 раза. Практически во всех случаях с ускорителем достигался пробой, в то время как при его отсутствии в некоторых случаях пробой отсутствовал совсем.

Ключевые слова: пробой рабочего газа, формирование разряда, плазменный ускоритель, токамак

DOI: 10.31857/S0367292121080114

1. ВВЕДЕНИЕ

Технология пробоя рабочего газа, заполнение плазмой, а также оптимизация сценария разряда — актуальные задачи, решение которых необходимо для эффективного управления параметрами токамака. Вихревого поля индуктора токамака часто бывает недостаточно для пробоя рабочего газа. В настоящее время применяются дополнительные методы формирования разряда, основанные на источниках ВЧ-излучения, плазменных струй, компактных торов [1–7] и др. Для гарантированного и управляемого пробоя газа правильнее всего использовать ВЧ-источники, работающие в режиме ЭЦ-резонанса. Для тороидального поля ~ 1 Тл частота волны накачки должна быть около 40–80 ГГц. К сожалению, известные магнетроны российского производства в этом диапазоне в штатных режимах работы с длительностью импульса несколько микросекунд оказались непригодными для целей предыонизации. Производимые гиротроны обладают избыточной мощностью (~ 1 МВт) и высокой стоимостью (1–2 доллара за 1 Ватт). Это ограничивает их

применение на небольших установках. Возможности эффективного инициирования разряда с помощью плазменной струи были ранее продемонстрированы экспериментально на токамаке Глобус-М с магнитным полем ≤ 0.4 Тл [8]. Также была произведена подпитка топливом токамака с помощью плазменной струи. В результате удалось увеличить плотность частиц на 30% в центральной области плазменного шнура без срыва тока [9].

Настоящая работа является продолжением исследований по разработке ускорителя плазмы с большой кинетической энергией и его применению на токамаках Глобус-М2 и Казахстанском материаловедческом токамаке (КТМ) с более высокими магнитными полями.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Исследование начальной фазы разряда, создаваемого с помощью коаксиального ускорителя плазменной струи в токамаках Глобус-М2 и КТМ проводилось при величине магнитного поля 0.7 и

Таблица 1. Основные параметры токамаков на момент проведения экспериментов

Параметр	Глобус-М2	КТМ
Большой радиус плазмы, м	0.36	0.9
Малый радиус плазмы, м	0.24	0.45
Объем плазмы, м ³	0.6	5
Тороидальное магнитное поле, Тл	0.7	0.9

0.9 Тл соответственно. Для сравнения основные параметры токамаков представлены в табл. 1.

Схема оригинального коаксиального ускорителя плазмы с конической вставкой в области формирования разряда представлена на рис. 1а. Диаметры наружного и центрального электродов составляли 46 и 10 мм соответственно, длина – 250 мм. Питание ускорителя осуществлялось с помощью емкостного накопителя 160 мкФ, напряжением до 5 кВ и током разряда до 120 кА. Напуск дейтерия под давлением 2.5 атм. осуществлялся через боковую поверхность наружного электрода на начальном участке ускорителя с помощью клапана электродинамического типа. Спустя 400 мкс после напуска газа инициировался разряд в ускорителе. Электрический разряд, проходящий через газ между коаксиальными электродами, обеспечивал ионизацию газа и ускорение плазмы. На рис. 1б представлены зависимости напряжения и тока разряда от времени. Видно, что общая длительность импульса, включая обратный полупериод тока, составляла ~24 мкс.

В камеру токамака Глобус-М2 инжестрировали дейтериевую струю плазмы в экваториальной плоскости в радиальном направлении со стороны слабого магнитного поля. Схема расположения ускорителя на токамаке представлена на рис. 2.

Количество инжектируемых частиц было сопоставимо с общим числом частиц в плазме токамака и составляло 10^{19} – 10^{20} . Поэтому ускоритель мог заполняться плазмой токамака Глобус-М2 и без дополнительного напуска рабочего газа. Расположение элементов плазменного ускорителя на токамаке Глобус-М2 представлено на рис. 3.

В ходе экспериментов были проведены измерения динамики роста тока плазмы, напряжения на обходе плазменного шнура, плотности плазмы, излучения плазмы на линиях D_{α} и СIII. Расположение диагностик указано на рис. 2а. На токамаке Глобус-М2 были задействованы следующие диагностики:

- пояс Роговского для измерения тока плазмы, погрешность составляла 3%;
- петля, проложенная в тороидальном направлении для измерения напряжения на обходе тора;
- СВЧ-интерферометр для измерения концентрации плазмы;
- кремниевые фотоприемники, снабженные интерференционными фильтрами, для измерения интенсивности излучения линий D_{α} и СIII (465 нм);
- магнитные петли, расположенные на поверхности вакуумной камеры для реконструкции крайней замкнутой магнитной поверхности;
- скоростная видеокамера для визуализации свечения плазмы в токамаке.

По величине излучения углерода определялся уровень примесей в разряде, так как внутренняя стенка камеры токамака была покрыта графитовыми пластинами. На стадии формирования разряда ионизация углерода за счет энергии плазменной струи могла приводить к увеличению радиационных потерь и, в свою очередь, к охлаждению и уменьшению проводимости плазмы.

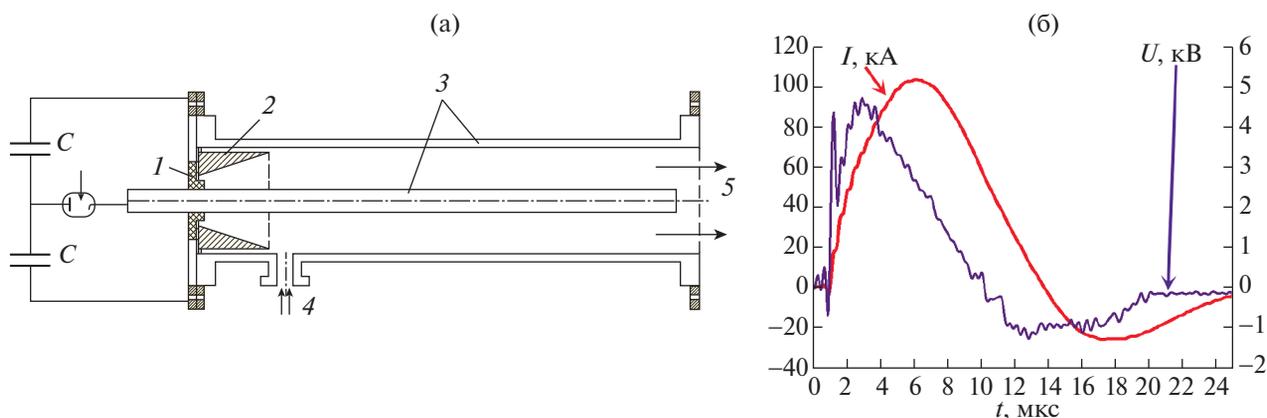


Рис. 1. Коаксиальный ускоритель плазмы – (а): 1 – керамика, 2 – коническая вставка, 3 – коаксиальный ускоритель, 4 – напуск газа электродинамическим клапаном, 5 – плазменная струя; зависимости напряжения U и тока I ускорителя от времени, погрешность измерений составляла 10% – (б).

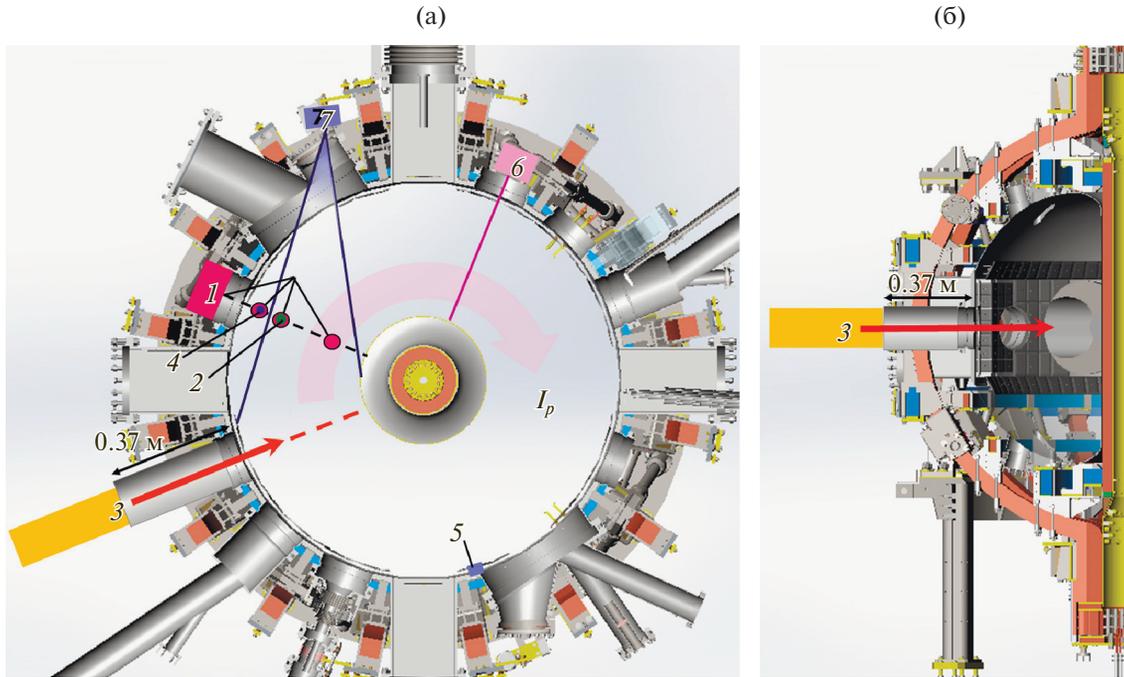


Рис. 2. Схема расположения ускорителя на токамаке Глобус-М2, (а) экваториальное сечение: 1 – СВЧ-интерферометр, 2 – измерение плотности плазмы, усредненной по хорде, 3 – плазменный ускоритель и направление плазменной струи, 4 – диагностика D_α , 5 – напуск газа пьезоклапаном, 6 – диагностика СПИ, 7 – видеокамера; (б) полоидальное сечение.

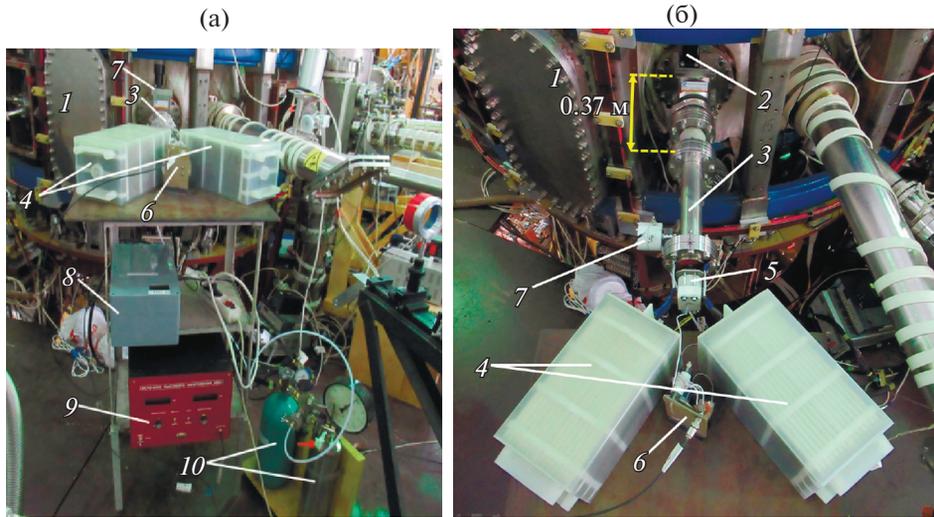


Рис. 3. Виды сзади (а) и сверху (б) элементов плазменного ускорителя, установленного на токамаке Глобус-М2: 1 – токамак, 2 – вакуумный шибер, 3 – коаксиальный ускоритель, 4 – конденсаторный накопитель, 5 – коммутатор тока, 6 – система запуска коммутатора тока, 7 – электродинамический клапан, 8 – источник питания клапана, 9 – зарядное устройство, 10 – система напуска рабочего газа.

мы. Это могло затруднять инициирование разряда в токамаке. Излучение D_α регистрировали с помощью приемника, расположенного на верхнем куполе с линией наблюдения вдоль вертикальной хорды, расположенной на периферии

плазменного шнура. Измерение усредненной плотности плазмы производили вдоль хорды, проходящей в вертикальном направлении и расположенной на расстоянии 42 см от оси тора. Алгоритм подвижных токовых колец [10] использо-

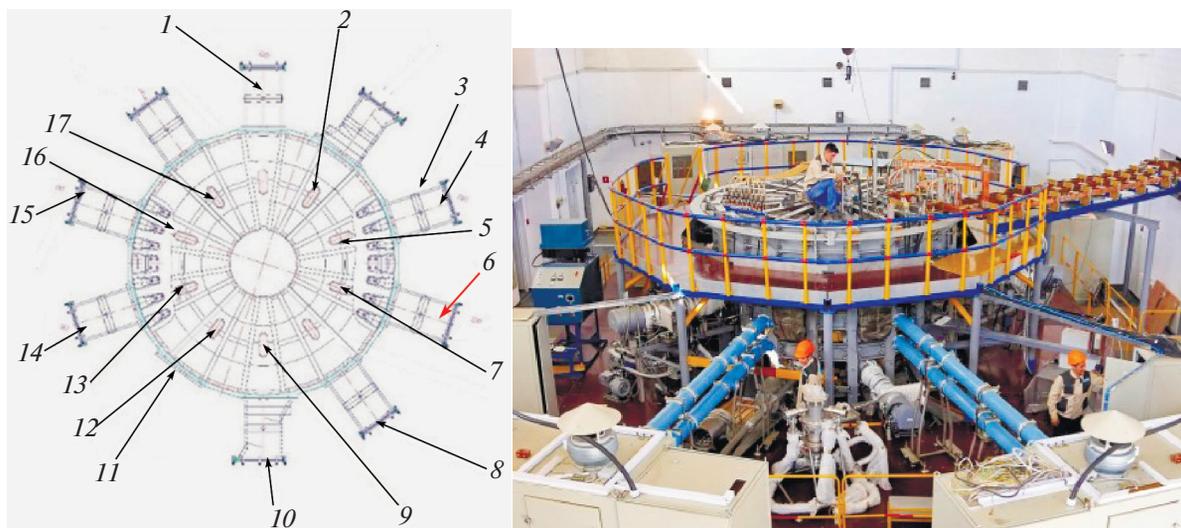


Рис. 4. Схема расположения систем на токамаке (слева) и вид токамака КТМ (справа). 1, 8 – вакуумная откачка через экваториальный патрубков, 2 – диагностика SXR, 3 – вакуумная откачка ДУ-320, 4, 14, 15 – экваториальная ВЧ-антенна, 5 – электрод системы тлеющего разряда, 6 – ускоритель плазменной струи, 7 – газонапуск, 9 – спектрометры H_{α} - D_{α} , 10 – рефлектометры, система предьонизации, 11 – AXUV-монитор 1, болометр, видеокамера, зонды, 12 – AXUV-монитор 2, 13 – спектрометр высокого разрешения, 16 – пирометр, ИК-монитор 1,2, 17 – пирометр, ИК-монитор 3,4.

вали для реконструкции крайней замкнутой магнитной поверхности. Кроме тока плазмы и токов в обмотках токамака входными данными были магнитные потоки, измеряемые петлями, расположенными на поверхности вакуумной камеры (всего использовалась 21 петля). Достоинством алгоритма являлась возможность реконструкции магнитных поверхностей при малых токах плазмы, что важно для исследования стадии пробоя разряда в токамаке и начальной фазы старта плазменного тока. Видеокамера располагалась в экваториальной плоскости тора и позволяла регистрировать эволюцию свечения плазмы в токамаке. Напуск рабочего газа в токамак осуществлялся с помощью пьезоэлектрического клапана, который располагался в экваториальной плоскости со стороны сильного магнитного поля (рис. 2а).

Схема расположения систем и вид токамака КТМ представлены на рис. 4. Исследования пробоя и ионизации рабочего газа на начальной фазе плазменного разряда в токамаке КТМ проводились поэтапно. На первом подготовительном этапе были проведены сборка и монтаж плазменного ускорителя на вакуумной камере. После чего были проведены предварительные испытания работы ускорителя с инжекцией плазменной струи в вакуумную камеру без использования обмоток электромагнитной системы. Затем были проведены испытания ускорителя плазменной струи в условиях тороидального магнитного поля со значением на оси тора 0.9 Тл. Далее проводились ис-

пытания ускорителя плазменной струи на сценариях плазменного разряда.

На рис. 5 показано размещение ускорителя на экваториальном патрубке КТМ.

В качестве рабочего газа использовался водород с чистотой 99.999%.

Для проведения исследований на токамаке КТМ были задействованы следующие диагностики:

- пояс Роговского для измерения тока плазмы;
- полноразмерные петли для измерения напряжения на обходе;
- диагностика H_{α} для измерения интенсивности излучения линий водорода;
- обзорный болометр и AXUV монитор для измерения радиационных потерь плазмы;
- быстродействующая видеокамера для визуализации свечения плазмы в токамаке.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2

На рис. 6а показано излучение струи плазмы, инжектированной в камеру токамака без магнитного поля. Видно, что по мере движения струи от патрубка ее свечение уменьшалось. Однако вблизи стенки камеры у центрального столба излучение вновь увеличилось, что вызвано взаимодействием потока частиц струи со стенкой. На рис. 6б видно излучение выходящей в камеру струи плазмы с тороидальным магнитным полем

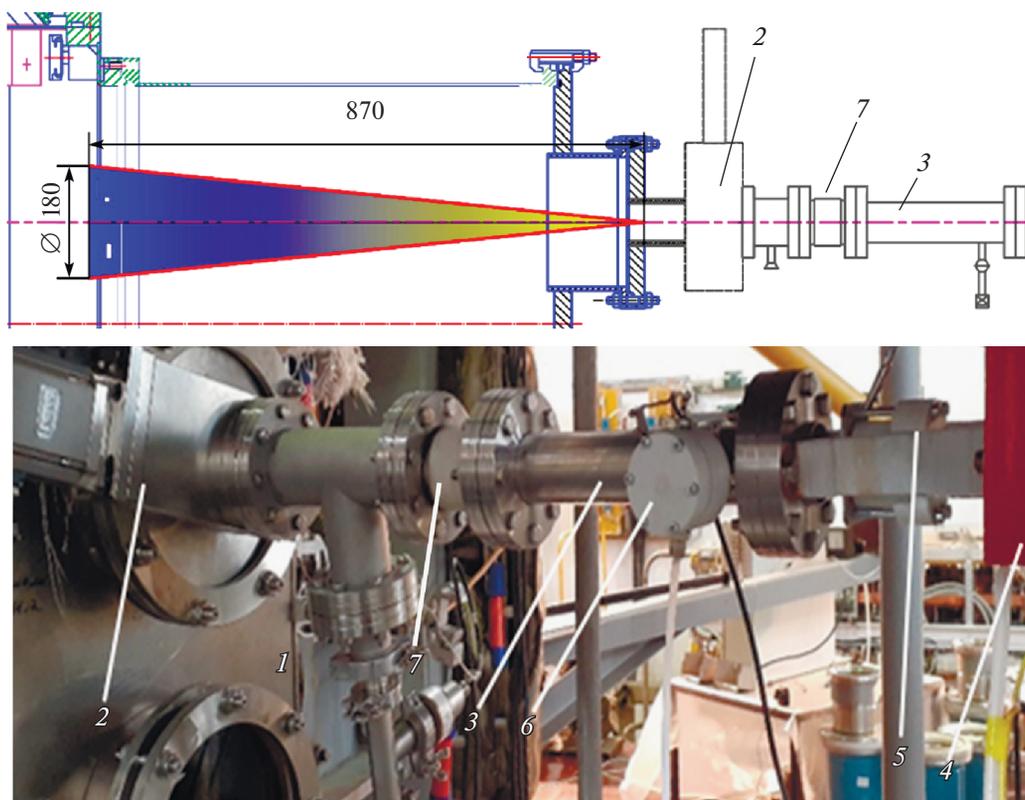


Рис. 5. Расположение ускорителя на экваториальной трубке КТМ: 1 – фланец патрубка; 2 – затвор; 3 – коаксиальный ускоритель; 4 – конденсаторный накопитель; 5 – коммутатор тока; 6 – электродинамический клапан, 7 – металлокерамический переход.

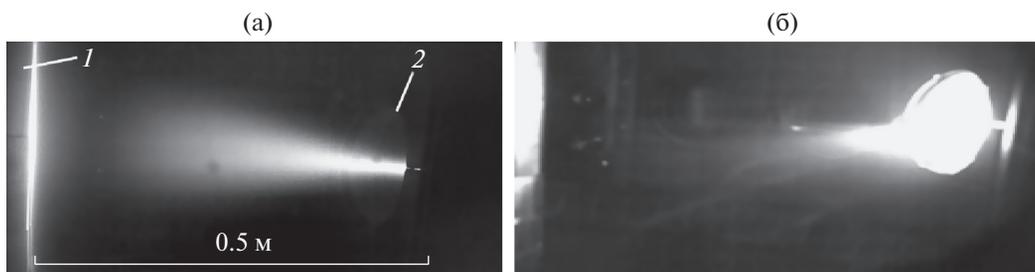


Рис. 6. Видеокадры плазменной струи, инжестрированной в камеру токамака (а) – без магнитного поля, 1 – центральная колонна, 2 – патрубок; (б) – с тороидальным магнитным полем 0.7 Тл. Время интегрирования 1.8 мс.

0.7 Тл. Обнаружено отклонение струи по направлению силовых линий поля. Тем не менее, струя могла влиять на развитие разряда в токамаке.

На рис. 7а показана эволюция параметров плазмы в экспериментах по формированию начальной фазы разряда с применением ускорителя плазменной струи. Напряжение на электродах ускорителя составляло 4.7 кВ, количество инжестрируемых частиц дейтериевой плазмы – 2×10^{20} . Для сравнения на рисунке приведены зависимости параметров разряда в условиях чисто индук-

ционного пробоя рабочего газа. Количество частиц нейтрального дейтерия в этом случае также составляло 2×10^{20} . Видно, что напряжение пробоя в разряде с использованием плазменной струи уменьшилось с 6.1 до 3.1 В по сравнению с разрядом, инициируемым только индукционным способом, в котором газ напускался с помощью пьезоклапана. Уменьшение напряжения пробоя позволяло снизить расход магнитного потока, создаваемого полоидальной магнитной системой токамака. Ток в разряде, инициированный плазменной струей, начинал свой рост примерно на

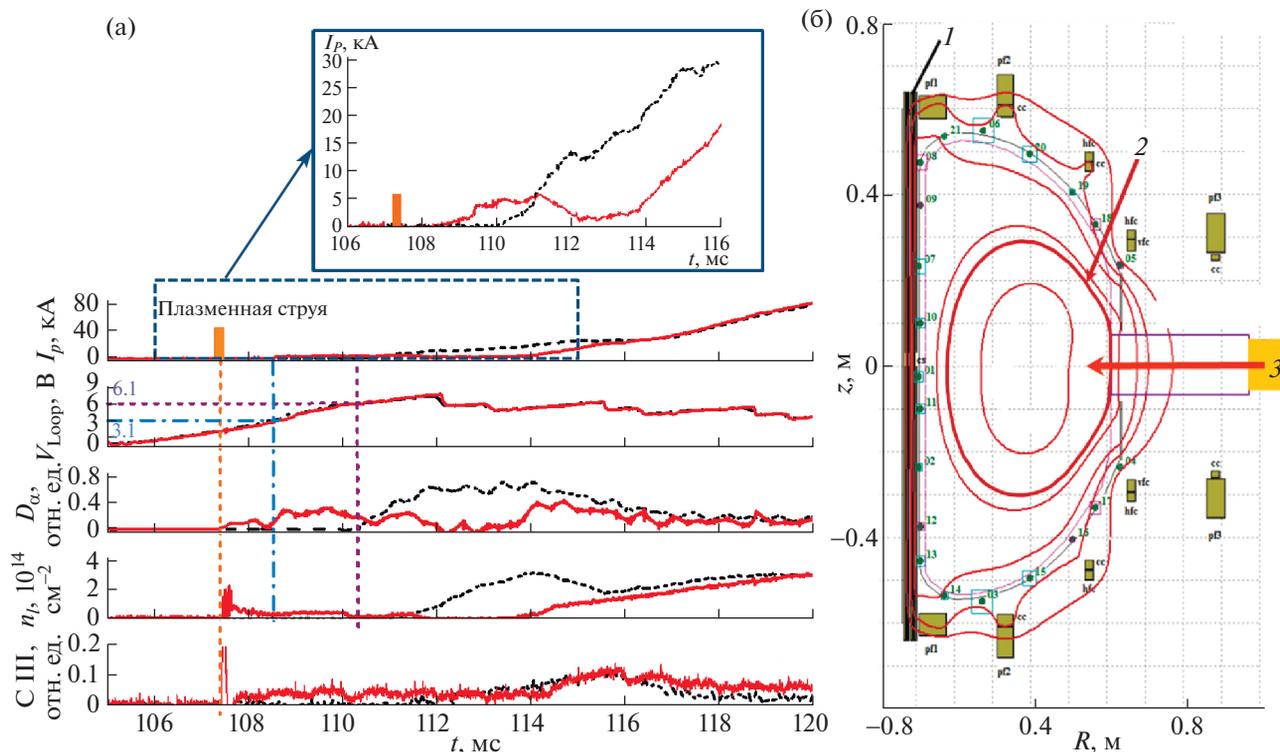


Рис. 7. а) Зависимости от времени t параметров плазменного разряда в токамаке Глобус-М2 в случае чисто индукционного пробоя рабочего газа (# 38956 — прерывистые кривые) и с инъекцией плазменной струи (# 38967 — сплошные линии): I_p — ток плазмы, V_{Loop} — напряжение на обходе плазменного шнура, интенсивности излучения линий D_{α} , СПИ, усредненная по хорде плотность плазмы n_l ; б) реконструкция магнитных поверхностей на начальной фазе разряда в токамаке (119.6 мс разряда # 38967): 1 — центральная колонна, 2 — сепаратриса, 3 — плазменная струя.

2 мс раньше, но скорость его нарастания была ниже, чем в случае чисто индукционного пробоя. Это могло быть связано с особенностями работы системы управления током плазмы, настройки которой не были оптимизированы. После 116 мс токи выравнивались, а дальнейшее их увеличение происходило по одному и тому же сценарию. На 112 мс наблюдалось уменьшение плотности плазмы и уровня D_{α} вслед за током, после восстановления роста тока плазмы к 114 мс наблюдался рост плотности. Выход тока на плато происходил на 140–145 мс. Интенсивность свечения линии углерода в разряде с плазменной струей оказывалась примерно в 2 раза выше по сравнению с обычным разрядом. Снижение напряжения на электродах ускорителя до 4 кВ приводило к увеличению напряжения пробоя до 4.8 В, а ток в разряде, инициированный плазменной струей, начинал свой рост на 1 мс раньше, чем в случае чисто индукционного пробоя. При этом интенсивность свечения линии углерода оказывалась примерно на том же уровне, что и в разряде без инъекции плазменной струи.

На начальной стадии разряда с применением инъекции плазменной струи также, как и в слу-

чае чисто индукционного пробоя, происходило формирование конфигурации с замкнутыми магнитными поверхностями. На рис. 7б представлен вид крайней замкнутой магнитной поверхности, сформировавшейся к 119.6 мс, после инъекции струи (на 107.4 мс). Реконструкция была выполнена с помощью метода подвижных токовых колец [10].

На рис. 8 представлены видеокadres эволюции свечения разряда после инъекции струи плазмы в токамак. Струю инжестировали на 107.4 мс в течение 20 мкс. Видно, что до 111 мс развитие разряда происходило вдоль стенки вакуумной камеры. На 112 мс свечение разряда равномерно распределялось по объему камеры. Начиная со 114 мс, и в течение последующих 7 мс наблюдалось свечение вблизи патрубка, через который ранее инжестировалась струя. Можно предположить, что это результат взаимодействия вытекающего потока остаточного газа с плазменным шнуром, уже сформировавшимся к этому моменту. После 124 мс и до окончания разряда свечение наблюдалось только на периферии плазменного шнура.

Результаты исследований, полученные на токамаке Глобус-М2, позволили применить уско-

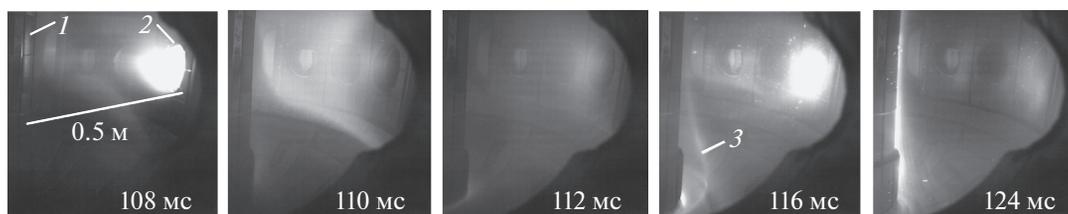


Рис. 8. Видеокадры свечения разряда # 38967, инициированного с помощью плазменной струи, на стадии пробоя и подъема тока. Время интегрирования 125 мкс. 1 – центральная колонна, 2 – патрубок, 3 – сепаратриса.

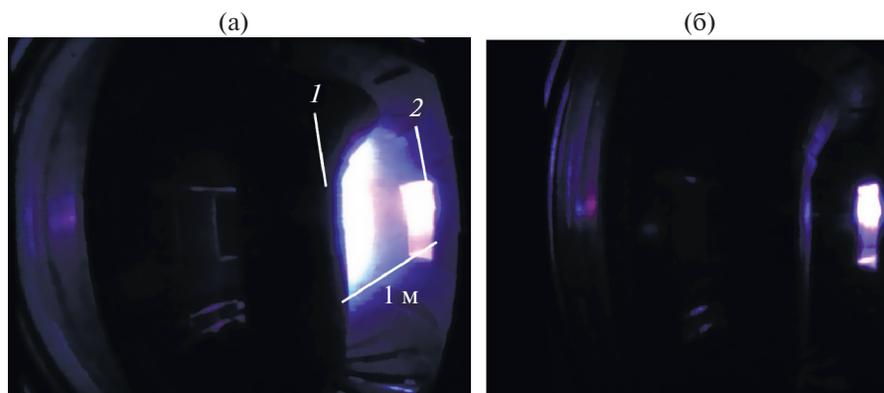


Рис. 9. Видеокадры плазменной струи, инжектированной через экваториальный патрубок в вакуумную камеру КТМ: без магнитного поля (а), с тороидальным магнитным полем 0.9 Тл (б). Время экспозиции ~4 мс. 1 – центральная колонна, 2 – патрубок, к которому пристыкован плазменный ускоритель.

ритель плазменной струи для организации пробоя и ионизации газа, а также оптимизации сценария начальной фазы разряда в Казахском материаловедческом токамаке.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА НА ТОКАМАКЕ КТМ

На токамаке КТМ была проведена серия экспериментов по получению пробоя в рабочем газе с использованием ускорителя плазменной струи, пристыкованного к экваториальному патрубку разрядной камеры. Следует отметить, что на момент проведения экспериментов уровень давления остаточных газов в вакуумной камере КТМ был повышен и составлял около 10^{-6} Торр. В связи с этим обстоятельством получение плазменного разряда с высокими параметрами по длительности и току плазмы было затруднено.

На рис. 9 представлены видеокадры инъекции плазменной струи в объем вакуумной камеры токамака КТМ. В случае инъекции без магнитного поля (см. рис. 9а) видно яркое свечение на выходе из патрубка и вблизи центральной колонны. Последнее, вероятно, связано с взаимодействием плазменной струи с графитовой стенкой. Однако при наличии тороидального магнитного поля

0.9 Тл свечение у центральной колонны практически отсутствовало (см. рис. 9б). В эксперименте без магнитного поля не наблюдалось четкой границы струи, зарегистрированной в эксперименте с инъекцией в токамак Глобус-М2. Такое отличие можно объяснить разными ракурсами видеосъемки и расстояниями от ускорителя до внутренней стенки вакуумной камеры. На токамаке Глобус-М2 расстояние от фланца экваториального патрубка до центральной колонны было чуть более 0.8 м, а на КТМ только длина экваториального патрубка составляла около 1 м. Углы видеосъемки на КТМ и Глобус-М и составляли ~108 и 45 градусов соответственно. Поэтому, скорее всего, на КТМ и не было видно четкой струи на выходе из патрубка.

На рис. 10 представлены временные зависимости параметров разряда, инициируемого с помощью плазменной струи совместно с вихревым электрическим полем индуктора. Для сравнения показаны аналогичные зависимости параметров разряда, произведенного лишь с помощью индукционного пробоя рабочего газа. Давление рабочего газа в камере составляло $\sim 4 \times 10^{-5}$ Торр. Видно, что чисто индукционный пробой происходил на 6 мс позже, с меньшей длительностью и амплитудой тока плазмы по сравнению с разря-

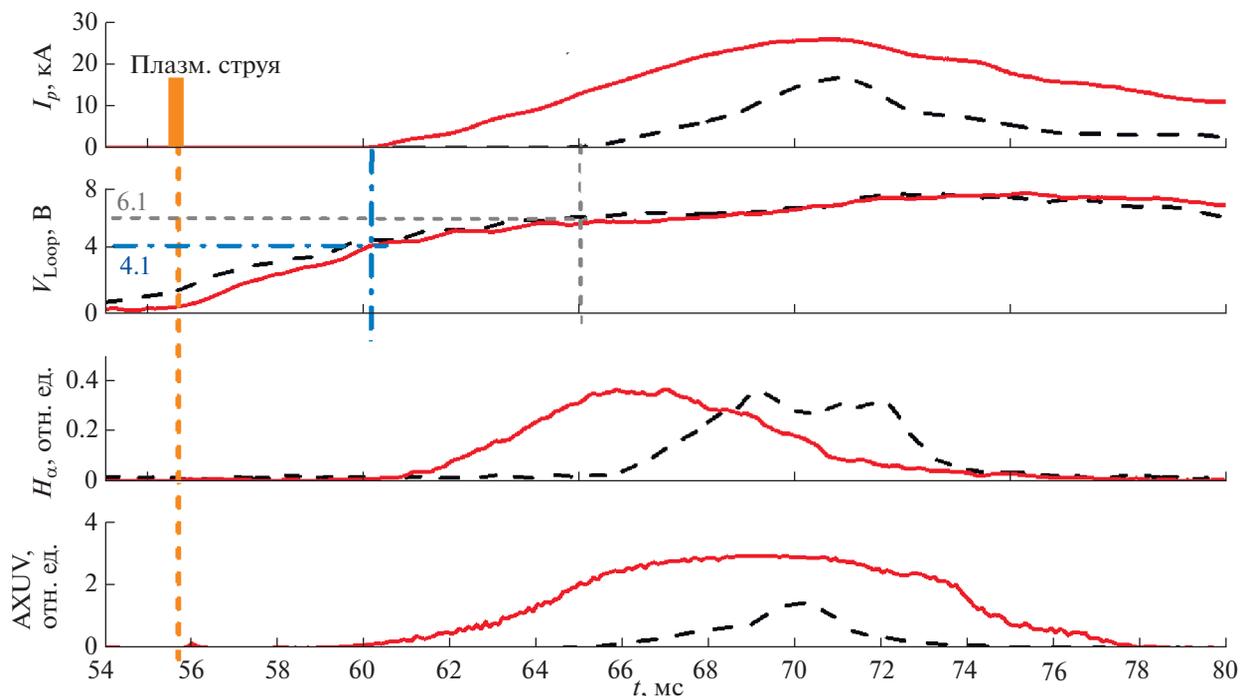


Рис. 10. Эволюция параметров плазменного разряда в токамаке КТМ, создаваемых с помощью инъекции плазменной струи совместно с полем индуктора – сплошные линии, #3884 и индукционного пробоя рабочего газа – штриховые линии, #3866.

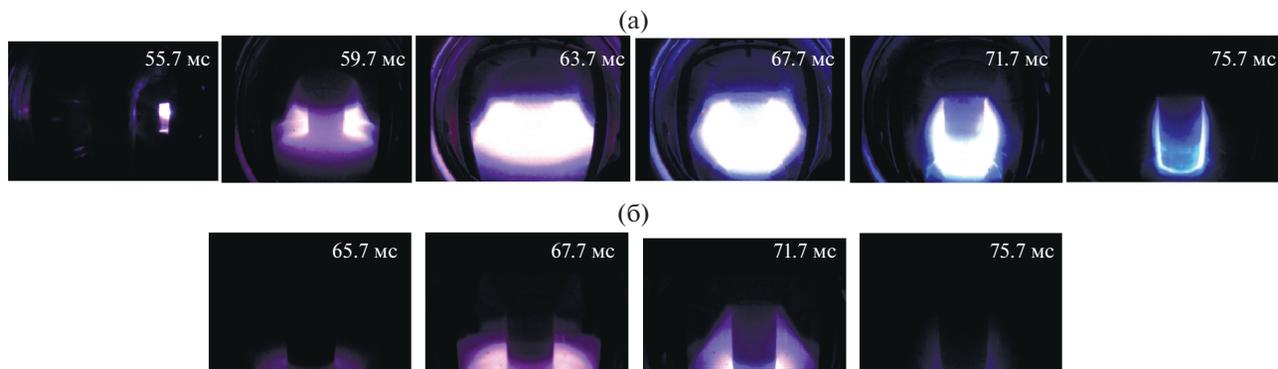


Рис. 11. Видеокадры разрядов в токамаке КТМ, создаваемых с помощью инъекции плазменной струи совместно с полем индуктора, # 3884 (а); индукционного пробоя рабочего газа, # 3866 (б).

дом с использованием плазменного ускорителя. Также пробой с инъекцией плазменной струи происходил при значении напряжения на обходе около 4 В, в то время как чисто индукционный пробой – при напряжении 6 В. Интенсивность свечения H_α и сигнал с обзорного болометра коррелировали во времени с током плазмы на стадии его роста. Различие величин радиационных потерь объясняется различной амплитудой тока плазмы. Как показали эксперименты, при использовании плазменного ускорителя практически во всех случаях достигался пробой. Без ис-

пользования ускорителя в некоторых случаях пробой отсутствовал совсем.

На рис. 11 для сравнения приведены видеокадры двух плазменных разрядов #3884 и #3866, соответственно с инъекцией плазменной струи (рис. 11а) и с чисто индукционным пробоем рабочего газа (рис. 11б). Как можно увидеть, при использовании коаксиального ускорителя иницирование плазменного разряда начиналось раньше на 5–6 мс. В обоих случаях плазменный шнур появлялся на внутреннем обходе вакуумной камеры в ожидаемом месте пробоя. В разряде с использо-

ванием ускорителя свечение разряда распределялось по большему объему вакуумной камеры по сравнению со свечением разряда, создаваемого чисто индукционным пробоем газа.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены исследования возможности применения коаксиального ускорителя плазменной струи для инициирования пробоя и оптимизации начальной стадии разряда в токамаках Глобус-М2 и КТМ.

Эксперименты на токамаке Глобус-М2 показали, что при инжекции плазменной струи через экваториальный патрубок развитие разряда началось со стороны наружной стенки вакуумной камеры. При этом пробой происходил при значительно меньшем напряжении на обходе по сравнению со случаем чисто индукционного пробоя. После пробоя и по мере развития разрядного тока в центре камеры формировалась конфигурация с замкнутыми магнитными поверхностями.

Эксперименты на токамаке КТМ также показали, что при инжекции плазменной струи через экваториальный патрубок пробой происходил при значительно меньшем напряжении на обходе по сравнению со случаем чисто индукционного пробоя. При использовании плазменного ускорителя пробой достигался всегда, в то время как при его отсутствии в некоторых случаях пробой отсутствовал совсем.

Проведенные на токамаках Глобус-М2 и КТМ исследования показали, что применение коаксиального ускорителя плазменной струи значительно облегчало пробой в камере токамака, снижая необходимое для его инициирования напряжение. Это позволило, в свою очередь, значительно снизить расход магнитного потока, создаваемого полоидальной магнитной системой токамака. При этом применение плазменного ускорителя практически не оказывало влияния на последующий подъем тока и параметры разряда.

В работе использованы экспериментальные данные, полученные в рамках государственного задания № 0040-2019-0023 на УНУ “Сфериче-

ский токамак Глобус-М”, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях” ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Также работа поддержана Минобрнауки РФ в рамках государственного задания в сфере науки по проекту № 0784-2020-0020. Экспериментальный образец коаксиального ускорителя плазменной струи был изготовлен и испытан в рамках соглашения с Минобрнауки РФ (идентификатор проекта RFMEFI58519X0007).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vipin K., Sathyarayanan K., Bora D.* // *Pramana J. Phys.* 2008. V. 70. P. 487.
2. *Ejiri A., Takase Y., Oosako T., Yamaguchi T., Adachi Y., Watanabe O., Nagashima Y., An B., Kobayashi H., Kurashina H., Hayashi H., Matsuzawa H., Yamada K., Tojo H., Masuda T., Sasaki M., Kumazawa R., Kasahara H., Shimpo F.* // *Nuclear Fusion.* 2009. V. 49. P. 065010.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/6/065010>
3. *Mueller D.* // *Phys. Plasmas.* 2013. V. 20. P. 058101.
<https://doi.org/10.1063/1.4804416>
4. *Gryaznevich M., Shevchenko V., Sykes A.* // *Nuclear Fusion.* 2006. V. 46. P. 573.
5. *Dyachenko V., Chernyshev F., Chugunov I., Gin D., Gusev V., Khitrov S., Kurskiev G., Larionov M., Patrov M., Petrov Yu., Rozhdestvenskii V., Sakharov N., Shcherbinin O., Shevelev A., Stepanov A., Tolstyakov S.* // 37th EPS Confer. Plasma Phys. 2010. P. 5.151.
6. *Voronin A., Abramova K., Gusev V., Kurskiev G., Ayushin B., Kochergin M., Levin R., Minaev V., Mukhin E., Patrov M., Petrov Yu., Sakharov N., Scherbakov I., Tolstyakov S.* // 33nd EPS Conf. Plasma Phys. 2006. P. 4.105.
7. *Raman R., Mueller D., Jardin S., Jarboe T., Nelson B., Bell M., Gerhardt S., Hooper E., Kaye S., Kessel C., Menard J., Ono M., Soukhanovskii V., and the NSTX Research Team* // *Nuclear Fusion.* 2013. V. 53. P. 073017.
8. *Voronin A., Gusev V., Petrov Yu., Sakharov N., Abramova K., Sklyarova E., Tolstyakov S.* // *Nuclear Fusion.* 2005. V. 45. P. 1039.
9. *Voronin A., Goryainov V., Gusev V.* // *Technical Phys.* 2020. V. 90. P. 987-93.
10. *Vasiliev V., Kostsov Yu., Lobanov K., Makarova L., Mineev A., Gusev V., Levin R., Petrov Yu., Sakharov N.* // *Nuclear Fusion.* 2006. V. 46. P. S625.

УДК 533.9

L–H-ПЕРЕХОД ПРИ ПОЛОИДАЛЬНО-НЕОДНОРОДНОМ НАГРЕВЕ ИОНОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА

© 2021 г. Р. В. Шурыгин*

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: regulxx@rambler.ru

Поступила в редакцию 05.01.2021 г.

После доработки 17.03.2021 г.

Принята к публикации 06.04.2021 г.

На основе численного решения нелинейных уравнений редуцированной двухжидкостной гидродинамики Брагинского исследована турбулентная динамика плазмы токамака в случае полоидально-неоднородного нагрева ионов. Показано, что при превышении порога в интенсивности нагрева происходит динамическая бифуркация решения рассматриваемой МГД-системы, в результате которой существенно возрастает величина скорости среднего $E \times B$ -дрейфа. Взаимодействие этого течения с турбулентными флуктуациями приводит к подавлению последних и уменьшению радиального переноса, что означает переход плазмы в режим улучшенного удержания, именуемый L–H-переходом. Из результатов расчета следует, что различие в месте локализации источника тепла (например, в верхней или нижней полуплоскости камеры токамака) сохраняет явление L–H-перехода, однако приводит к различию в эффективности подавления турбулентного потока тепла из электронной компоненты плазмы. Численное моделирование показало, что в условиях полоидально-неоднородного нагрева основную роль в генерации полоидальной скорости вращения играют не турбулентная сила напряжений Рейнольдса F_{RE} , а геодезическая сила F_{SW} и неоклассическая сила возникающая за счет продольной вязкости $F_{NEO} \sim (T_{i0})^{5/2}$, величина которой существенно растет в процессе нагрева ионов.

Ключевые слова: редуцированные МГД-уравнения, турбулентность в токамаке, L–H-переход

DOI: 10.31857/S0367292121080096

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди многочисленных исследований в области термоядерного синтеза наиболее актуальной задачей является поиск ключевых параметров плазмы токамака, изменение которых позволяет перейти в режим улучшенного удержания, реализуя так называемый L–H-переход. Несмотря на то, L–H-переход впервые наблюдался [1] более 30-ти лет назад, окончательного теоретического объяснения он пока не получил. Знание операционной области параметров плазмы для эффективного доступа в зону H-моды играет важную роль при проектировании токамака ITER. Учитывая сложную нелинейную природу указанного явления, изучение физических процессов его сопровождающих проводят с помощью анализа результатов численного моделирования турбулентной динамики плазмы на основе анализа решений двухжидкостных редуцированных МГД-уравнений Брагинского. Как правило, рассматривается узкая пристеночная область токамака, разделенная на две зоны: основную плазму (с замкнутыми силовыми линиями) и зону SOL-плазмы.

Так, например, результаты численного моделирования проведенные в указанных зонах с учетом нагрева ионов показали [2–4], что эволюция турбулентности проходит в двух режимах. В первом режиме доминирует крупномасштабная турбулентная конвекция и величина скорости $E \times B$ -потока сравнительно небольшой величины. Во втором режиме, при превышении порога в величине ионного нагрева, интенсивность турбулентности увеличивается, одновременно возрастает скорость перехода турбулентной энергии флуктуаций в кинетическую энергию среднего течения (ZF) $E \times B$ -потока. Как результат, наступает динамическая бифуркация, которая приводит к падению уровня флуктуаций и уменьшению турбулентных радиальных потоков частиц и тепла. Указано, что ключевую роль в этом процессе играет турбулентная сила напряжений Рейнольдса и геодезическая работа сил давления ионов $p_i \cdot \text{div} \mathbf{V}_E$. Кроме того отмечено, для получения в расчетах L–H-перехода необходимо использовать модель обобщенного вихря, включающего помимо электрического дрейфа также скорость

диамагнитного дрейфа ионов [3]. Определенные черты рассмотренного механизма появления L–H-перехода наблюдались при исследовании решений нелинейных одномерных уравнений хищник–жертва [4, 5]. Показано, что ZF играют роль “хищника”, растущего за счет поглощения кинетической энергии (“жертва”) флуктуаций и, в конечном счете, инициирующих L–H-переход.

В работе [6] изучалась динамика L–H-перехода и образования транспортного барьера за счет нагрева ионов в рамках двухполевой $\{\phi, p_i\}$ 3D модели уравнений Брагинского. Показано, что в процессе генерации скорости полоидального вращения за счет турбулентной силы Рейнольдса и силы неоклассического трения образуется положительная обратная связь между скоростью ExB-дрейфа и градиентом ионного давления, которая при превышении порога нагрева приводит к появлению низкочастотных квазипериодических колебаний флуктуаций (LCO limit-cycle oscillations, I-фаза) с последующим переходом в режим улучшенного удержания.

В работах [7, 8] исследовалась динамика плазмы в токамаке при наличии полоидально-неоднородных источников в уравнениях для плотности, импульса и энергии ионной компоненты. Показано, что при соответствующей полоидальной асимметрии этих источников происходит эффективное увеличение геодезической силы, связанной с неоднородностью тороидального магнитного поля (сила Стрингера–Винзора F_{SW} [9]), под действием которой растет полоидальная скорость ионов. В работе [10] рассмотренный случай полоидально-неоднородной зависимости коэффициента диффузии $D = D_0 \cdot [1 + \delta \cdot \cos(\theta)]$ в уравнении для плотности обнаружил появление бифуркации в величине полоидальной скорости, что можно трактовать как переход из L-ежима в H.

В данной работе изучается механизм появления L–H-перехода при наличии полоидально-неоднородного нагрева ионов в тороидальном пристеночном слое токамака. Оказалось, что в условиях такого нагрева основную роль в генерации полоидальной скорости вращения играют не турбулентная сила напряжений Рейнольдса F_{RE} , а геодезическая сила F_{SW} и неоклассическая сила $F_{NEO} \sim (T_{i0})^{5/2}$ возникающая за счет продольной вязкости, величина которой существенно растет в процессе нагрева ионов. Показано, что при достижении определенного порога в величине нагрева ионов, за счет роста средних скоростей диамагнитного вращения ионов cp_i/enB и шировой скорости дрейфа cE/B происходит подавление турбулентных флуктуаций и, как следствие, наблюдается L–H-переход.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В работе используется 3-х полевая $\{\phi, p_e, p_i\}$ система редуцированных двухжидкостных нелинейных МГД-уравнений Брагинского, описывающих поведение плазмы в условиях сильной столкновительности в тороидальном пристеночном слое токамака. Основные уравнения приведены в работах [11–14]. Расчеты показали, что в исследуемой низкотемпературной области токамака введенных переменных достаточно для адекватного описания взаимодействия дрейфовой турбулентности с зональными потоками и изучения L–H-перехода при нагреве ионов.

Указанную систему удобно привести к безразмерному виду, используя следующее преобразование переменных: $\frac{n}{n_*}, \frac{p}{p_*}, \frac{\phi}{\phi_*}, \frac{t}{t_*}, \frac{r}{L_*}$, где $n_* = n_{i3} \frac{L_*}{d}$, $p_* = n_* T_* \frac{L_*}{d}$, $\phi_* = \frac{B_0 L_*^2}{c t_*}$, $t_* = \gamma_B^{-1} = C_S^{-1} \sqrt{\frac{R_0 d}{2}}$ обратный инкремент γ_B идеальной баллонной моды.

$$L_* = 2\pi \cdot q \sqrt{\frac{0.51 \rho_S R_0 v_{ei0}}{\omega_{ce}}} \left(\frac{2R_0}{d}\right)^{1/4},$$

$$L_{\parallel} = 2\pi \cdot q R_0, \quad C_S = \sqrt{\frac{T_*}{m_i}}, \quad \rho_S = \frac{C_S}{\omega_{ci}},$$

$$\omega_{ce,i} = \frac{eB_0}{m_{e,i} c}, \quad n_{i3} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}.$$

Для коэффициентов поперечного переноса по соображениям численной устойчивости были выбраны величины $[v_{\perp}, \chi_{e,i\perp}] \cong 0.01\text{--}0.04 D_{\text{ВОИМ}}$.

После процедуры нормализации МГД-уравнения преобразуются к виду

$$\frac{Dw}{Dt} + Z_{BW} = \frac{1}{v} \nabla_{\parallel}^2 H - \quad (1a)$$

$$- \frac{1}{n_0} \cdot [C(p_e + p_i) + \Pi_{\parallel}] + v_{\perp} \Delta_{\perp} w + \Lambda_w,$$

$$\frac{Dp_e}{Dt} + Z_{Bpe} = \sigma p_e \nabla_{\parallel}^2 H + \hat{\chi}_{\parallel e} \nabla_{\parallel}^2 p_e + \quad (1b)$$

$$+ \chi_{\perp e} \Delta_{\perp} p_e + \Psi_{pe} - W_{ie} + \Lambda_{pe}$$

$$\frac{Dp_i}{Dt} + Z_{Bpi} = \sigma p_i \nabla_{\parallel}^2 H + \hat{\chi}_{\parallel i} \nabla_{\parallel}^2 p_i + \quad (1c)$$

$$+ \chi_{\perp i} \Delta_{\perp} p_i + \Psi_{pi} + W_{ie} + \Lambda_{pi} + S_{pi}$$

$$\Psi_{pe} = \frac{5}{3} g \cdot [p_e C(\phi) - \xi C(p_e T_e)] \quad (1d)$$

$$\Psi_{pi} = \frac{5}{3} g \cdot \{[p_i C(\phi) + \xi C(p_i T_i) - \xi T_i C(p_e + p_i)]\},$$

$$w = \nabla_{\perp}^2 \phi + \tau \cdot \nabla_{\perp}^2 p_i, \quad (1f)$$

$$H = \tau \cdot p_e - \phi, \quad \tau = \frac{\alpha}{n_0}$$

Величина плотности $n_0(r)$ считается заданной функцией. Значения величин Z_{WB} , Z_{eB} , Z_{iB} указаны ниже. В работе использована тороидальная система координат (r, θ, ζ) , в котором равновесное магнитное поле имеет вид $\mathbf{B} = \frac{B_0 R_0}{R} \mathbf{e}_{\zeta} + \frac{\varepsilon B_0}{q(r)} \mathbf{e}_{\theta}$,

$R = R_0 + r \cdot \cos \theta$, где r – малый и R – большой радиусы токамака, q – коэффициент запаса устойчивости. Функции Ψ_j в уравнениях (1a)–(1f) включают эффекты, связанные с кривизной магнитного поля токамака, где оператор кривизны $C(f)$ определяется как $C(f) = -\frac{R_0 B_0}{2} \operatorname{rot} \frac{b}{B} \cdot \nabla f = \sin \theta \frac{\partial f}{\partial r} + \cos \theta \frac{\partial f}{r \partial \theta}$.

В системе (1a)–(1f) использованы следующие обозначения $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \{\phi\}$, $\{A, B\} = \frac{\partial A}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial B}{\partial \theta} - \frac{\partial B}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial \theta}$, $\nabla_{\parallel} = \frac{\partial}{\partial \theta}$, $\alpha = \frac{\rho_S \cdot C_S \cdot t_*}{d \cdot L_*}$, $\xi = \alpha \frac{d}{L_*}$, $\sigma = \frac{g \cdot \alpha}{v}$.

Нормализованные коэффициенты продольной диссипации для электронов и ионов имеют вид

$$v_0 = \frac{C_S^2 t_*^2}{L_{\parallel}^2}, \quad \hat{\chi}_{\parallel e} = k_e \frac{m_i v_0 T_{e0}^{5/2}}{m_e v_{0e} n_0},$$

$$\hat{\chi}_{\parallel i} = k_i \frac{v_0 T_{i0}^{5/2}}{v_{0i} n_0}, \quad k_e = \frac{2}{3} 3.16, \quad k_i = \frac{2}{3} 3.9,$$

$$v = \left(\frac{n_0 L_*}{T_{e0}^{3/2} d} \right), \quad v_{e0} = \frac{10^{-5} Z_{eff} \Lambda n_{13}}{3.5 T_*^{3/2}},$$

$$v_{i0} = \frac{10^{-7} \left(\frac{2m_H}{m_i} \right) Z^3 \Lambda n_{13}}{3.0 T_*^{3/2}}, \quad W_{ei} = \frac{2m_e v_{e0}}{m_i \omega_*} v(p_e - p_i).$$

Безразмерное выражение для продольной вязкости Π_{\parallel} [10] принимает вид:

$$\Pi_{\parallel} = v_{\parallel} \cdot C[T_{i0}^{5/2} C(Y)],$$

$$Y = \phi + \tau \cdot p_i - k_{NEO} \cdot \xi \cdot T_{i0},$$

$$k_{NEO} \approx \frac{1.17 - 0.35 v_{i*}^{1/2} - 2.1 v_{i*}^2 \varepsilon^3}{1.0 + 0.7 v_{i*}^{1/2} + v_{i*}^2 \varepsilon^3},$$

$$v_{i*} = \frac{q R v_{ii}}{\varepsilon^{3/2} V_{ii}}, \quad V_{ii} = \sqrt{\frac{2T_{i0}}{M_i}}, \quad v_{\parallel} = 0.16 \frac{d}{L_*} \frac{d\omega_*}{R v_{i0}}.$$

Расчеты проводились в прямоугольной пристеночной области $r_0 < r < a$, $-\pi < \theta < +\pi$,

$d = a - r_0$ – ширина расчетного слоя. Значения нормировочных величин для плотности, электронной температуры и магнитного поля принимались равными $n_{13} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_* = 100 \text{ эВ}$, $B_0 = 2 \text{ Тл}$.

Были выбраны размеры пристеночной области $r_0 < r < a$, $r_0 = 24 \text{ см}$, $a = 30 \text{ см}$ при учете SOL-слоя. Незамкнутые силовые линии магнитного поля (SOL-слой) занимали область $r_{SOL} < r < a$, $r_{SOL} = 29 \text{ см}$. Таким образом, ширина расчетной области равнялась $d = a - r_0 = 6 \text{ см}$, а ширина SOL-слоя $d_{SOL} = a - r_{SOL} = 1 \text{ см}$. Диссипация в SOL-слое связана с продольным движением ионов и электронов вдоль незамкнутых силовых линий магнитного поля (sheath current), которые соединяют поверхности пластин дивертора. Указанный ток описывают источники членов Λ_j в области SOL-слоя и имеют вид [14, 15]:

$$\Lambda_W = \eta \sqrt{T_{e0}} \cdot (1 - e^{\psi}), \quad \psi = \Lambda_e - \frac{\phi_0}{\xi T_{e0}},$$

$$\Lambda_n = -\gamma \cdot n \cdot \sqrt{T_{e0}} \cdot e^{\psi},$$

$$\Lambda_{pe} = -\frac{5}{3} \gamma \cdot p_e \cdot \sqrt{T_{e0}} \cdot e^{\psi}, \quad \Lambda_{pi} = -\frac{5}{3} \gamma \cdot p_i \cdot \sqrt{T_{e0}}, \quad (1)$$

$$\Lambda_e = \ln \sqrt{\frac{m_i}{2 \cdot \pi \cdot m_e}}, \quad \eta = \gamma \frac{\omega_{ci}}{\omega_*}, \quad V_* = \frac{L_*}{t_*}.$$

Так как вне области SOL Λ_j отсутствуют, в работе эти члены умножались на ступенчатую функцию вида:

$$h(r) = 0 \quad r_0 < r < r_{SOL}, \quad h(r) = 1 \quad r_{SOL} < r < a$$

Для численного расчета турбулентной динамики преобразуем систему (1a–1f), используя подход, развитый в работе [16], основанный на введении “медленных” и “быстрых” полевых переменных. В этом случае в тороидальной системе координат $\{r, \theta, \zeta\}$ полевые переменные могут быть представлены в виде суммы “медленной” аксиальносимметричной (не зависящей от угла ζ) переменной $f_A(r, \theta, t)$ и “быстрой” баллонной переменной $f_B(r, \theta, \zeta, t)$ имеющей зависимость от тороидального угла ζ . Рассмотрение существенно упрощается, если изучать только одну тороидальную баллонную моду вблизи резонанса $m = nq$. Тогда для полевых переменных описывающих плазменные поля справедливо представление

$$f(r, \theta, \zeta, t) = f_{Ax}(r, \theta, t) + f_B(r, \theta, \zeta, t),$$

$$f_B(r, \theta, \zeta, t) = f_S(r, \theta, t) \sin(\lambda) + f_C(r, \theta, t) \cos(\lambda), \quad (2)$$

$$\lambda = m\theta - n\zeta = nq\theta - n\zeta.$$

После замены переменных $r \rightarrow r'$, $\theta \rightarrow \theta'$, $\zeta \rightarrow \lambda$ и усреднения по углу λ полная система МГД-уравнений разбивается на две взаимодействующие

подсистемы уравнений для аксиальносимметричных переменных f_{AX} и баллонных $f_{S,C}$. При использовании представления плазменных полей в виде разложения (2) появляется возможность экономии временного ресурса при численных расчетах, за счет перехода от решения пространственной трехмерной $\{r, \theta, \zeta\}$ задачи к двумерной $\{r, \theta\}$. При этом сохраняя физически важную трехмерную природу турбулентных флуктуаций. Кроме того, появляется возможность рассмотрения наиболее неустойчивых баллонных мод с $m \gg 1$.

Используемое разложение (2) полевых переменных на аксиально-симметричные и баллонные моды, позволяет разбить исходную систему МГД-уравнений (1a)–(1f) на две взаимодействующие между собой подсистемы мод. Система эволюционных уравнений для баллонных мод $f_{S,C}(r, \theta, t)$, полученная из исходной системы (1a)–(1f) усреднением по углу λ в приближении $m \gg 1$ приведена в Приложении. В работе численное моделирование проводилось на основе совместного решения системы (1a)–(1f) для аксиально-симметричных мод и системы (П.1)–(П.3) для баллонных мод. Описание численной схемы, используемой для решения вышеприведенных уравнений подробно рассмотрена в [13].

3. ПОЛОИДАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Для удобства рассмотрения, выделим среднюю по полоидальному углу величину в каждой из рассматриваемых полевых переменных

$$f(r, \theta, t) = f_0(r, t) + \tilde{f}(r, \theta, t),$$

$$f_0 = \langle f \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f d\theta.$$

Усредняя уравнение (1a) по угловым переменным получим эволюционное уравнение для средней величины вихря $w_0(r, t) = \langle w(r, \theta, t) \rangle$, где по определению $w(r, \theta, t) = \text{div}[\mathbf{V}_\perp \times \mathbf{b}]$, $\mathbf{V}_\perp = c[\mathbf{E} \times \mathbf{b}]/B + c[\nabla p_i \times \mathbf{b}]/en_0B$:

$$\frac{\partial w_0}{\partial t} = -\frac{d}{rdr} r \Pi_{RE} - \frac{1}{n_0} \cdot \frac{d}{dr} [\langle (p_e + p_i) \sin \theta \rangle] +$$

$$+ \frac{1}{n_0} \cdot \frac{d}{rdr} r \Pi_\parallel + v_\perp \frac{d^2 w_0}{dr^2} + \langle \Lambda_w \rangle, \quad (3)$$

где $\Pi_{RE} = \Pi_{AX} + \Pi_B$ – сумма турбулентных потоков импульса, связанных с аксиально-симметричными модами $\Pi_{AX} = \langle \tilde{V}_{Er} \cdot \tilde{w} \rangle$ и баллонными – $\Pi_B = \langle m/2r \cdot (\phi_C w_S - \phi_S w_C) \rangle$.

Величина $w_0(r, t)$ связана с усредненными скоростями электрического дрейфа $V_E(r, t)$ и диамагнитного дрейфа ионов $V_{Di}(r, t)$ соотношениями:

$$w_0 = \frac{\partial}{r \partial r} r V_0, \quad V_0 = V_E + V_{Di}, \quad (4)$$

$$V_E = \partial \phi_0 / \partial r, \quad V_{Di} = \tau \cdot \partial p_{i0} / \partial r,$$

где $V_0(r, t)$ – скорость полоидального вращения ионов. Далее с учетом малой ширины слоя $d \ll a$ считаем $\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r(\dots) \approx \frac{d}{dr}(\dots)$.

Интегрирование (3) по радиусу r приводит к уравнению для полоидальной скорости $V_0(r, t)$

$$\frac{\partial V_0}{\partial t} = F_{RE} + F_{SW} + F_{NEO} + F_{SOL} + v_\perp \frac{d^2 V_0}{dr^2} \quad (5)$$

Здесь $F_{RE} = -(\Pi_{AX} + \Pi_B)$ – турбулентная сила напряжений Рейнольдса, $F_{SW} = -\langle (p_e + p_i) \cdot \sin \theta \rangle / n_0$ – геодезическая сила (сила Стрингера–Винзора SW), $F_{NEO} = -v_\parallel \cdot (V_0 - V_{NEO}) / n_0$ – неоклассическая сила за счет продольной вязкости, $F_{SOL} = \int_{r_0}^r \langle \Lambda_w \rangle dr$ – сила за счет продольного тока в диверторе, v_\perp – поперечная вязкость ионов.

Интегрируя равенство $\partial \phi_0 / \partial r = V_0 - V_{Di}$ по радиусу находим величину (безразмерного) электростатического потенциала

$$\phi_0(r, t) = \int_{r_0}^r [V_0 - V_{Di}] dr + K, \quad (6)$$

$$K = -\int_{r_0}^a [V_0 - V_{Di}] dr + \phi_0(r = a)$$

Граничное условие выбираем в виде $\phi_0(r = a) = \xi \cdot T_{e0} \cdot \Lambda_e$.

Важно отметить, что электрическое поле в токамаке возникает вследствие электроиндукции $E \sim VB/c$ при движении плазмы в магнитном поле и разделения зарядов за счет силы Лоренца и градиента давления, а не за счет появления объемного заряда из-за неамбиполярных потерь заряженных частиц ($\langle j_r \rangle = 0$). Хотя последний эффект может при определенных условиях возникать вблизи стенок камеры токамака. Из расчетов следует, что в обычном омическом режиме силы $F_{RE} > 0$ и $F_{SW} < 0$ направлены в разные стороны, компенсируя друг друга. Однако полной компенсации не происходит, и суммарная сила, как правило, положительна, что приводит к полоидальному вращению ионов $V_0 > 0$ в сторону диамагнитного дрейфа электронов.

4. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ДИНАМИКИ L–H-ПЕРЕХОДА

Численные расчеты проводились в пристеночной области $r_0 = 24 \text{ см} < r < a = 30 \text{ см}$ при следующих параметрах токамака T-10: $R = 150 \text{ см}$, $d = 6 \text{ см}$, $B = 2.1 \text{ Т}$, $q = 4.5$, $n_1 = n_0(r_0) = 0.3$, $n_2 = n_0(a) = 0.2$ (плотность в единицах 10^{13} см^3), $T_{be}(r_0) = 60 \text{ эВ}$, $T_{bi}(r_0) = 30 \text{ эВ}$, $T_{we}(a) = T_{wi}(a) = 10 \text{ эВ}$. Рабочий газ-дейтерий $m_i = 2$, $Z_{eff} = 1.6$. Профиль плотности выбран в виде: $n_0(r) = n_1 + (n_2 - n_1)(1 - x^2)^2$, $0 < x = (r - r_0)/d < 1$. Величина номера полоидальной гармоники баллонной моды $m = 30$ выбиралась из условия максимальности величины турбулентного теплового потока электронов. В турбулентном режиме рассматриваемые полевые переменные осциллируют во времени, поэтому при построении графиков использовалась формула усреднения:

$$A(r, \theta) \Rightarrow \frac{1}{T} \int_0^T A(r, \theta, t) dt.$$

В работе источник нагрева ионов $S_{pi}(r, \theta)$ был выбран в виде следующей зависящей от координат x, θ, t функции: $S_{pi}(r, \theta, t) = s_0 f(t)(1 - x^2)^2 g(\theta)$, $x = (r - r_0)/d$. Считалось, что нагрев включается в момент времени $t = t_0$. Для функции $f(t)$ использовались формулы в виде: $f(t) = 0$ при $0 < t < t_0$, и $f(t) = 1 - \exp[-(t - t_0)/\Delta t]$ при $t > t_0$. Полоидально-неоднородная зависимость источника нагрева учитывалась с помощью функции $g(\theta) = \exp[-y^2]$, где $y = (\theta - \theta_0)/\Delta$. В расчетах $\Delta = \pi/3$.

Из эволюционного уравнения (1с) для $p_i(r, \theta, t)$ нетрудно получить уравнение для синус компоненты $\langle p_i \sin \theta \rangle(r, t)$, являющейся геодезической (ГА) модой давления ионов. Очевидно, что при достаточно высоких уровнях S_{pi} знак величины $\langle p_i \sin \theta \rangle(r, t)$, определяется знаком величины $\langle S_{pi} \sin \theta \rangle$ — синус компоненты источника нагрева

$$\frac{\partial \langle p_i \sin \theta \rangle}{\partial t} = - \left\langle \left\{ \Phi, p_i \right\} + \frac{dQ_{Bpi}}{dr} \right\rangle \sin \theta + \dots \langle S_{pi} \sin \theta \rangle + \dots \quad (7)$$

Ясно, что в результате нагрева указанной моды будет происходить одновременное воздействие на величину силы $F_{SW} \sim \langle p_i \sin \theta \rangle$, а значит и на величину полоидальной скорости V_0 . Нетрудно убедиться, что при расположении источника тепла в верхней полуплоскости камеры токамака (в области $\theta_0 \approx +\pi/2$) для данной гауссообразной функции $g(\theta)$ величина $\langle S_{pi} \sin \theta \rangle$ принимает положительное значение. И наоборот, при располо-

жении этого источника в нижней полуплоскости (в области $\theta_0 \approx -\pi/2$) величина $\langle S_{pi} \sin \theta \rangle$ отрицательна. Соответственно в первом случае, как следует из уравнения (7), при достаточно высоком уровне нагрева величина ГА моды ионов величина $\langle p_i \sin \theta \rangle$ становится положительной ($F_{SW} < 0$), во втором — отрицательной ($F_{SW} > 0$). Рисунок 1 показывает поведение величин $\langle \{ p_{e,i} \cdot \sin \theta \} \rangle$, где

$\{A\} = \frac{1}{\Delta_r} \int_{r_0}^a A(r) r dr$, $\Delta_r = (a^2 - r_0^2)/2$, в течение времени импульса нагрева для трех различных случаев: отсутствия нагрева ($s_0 = 0$) и нагрев ($s_0 = 4.0$) для $\theta_0 = -\pi/2$ и $\theta_0 = +\pi/2$. Видно, что при $\theta_0 = +\pi/2$ усредненная по слою величина ГА моды давления ионов $\langle \{ p_i \cdot \sin \theta \} \rangle$ при выбранном уровне нагрева $s_0 = 4.0$ принимает положительное значение, а при $\theta_0 = -\pi/2$ отрицательное, соответственно определяя знак силы F_{SW} .

На рис. 2 изображены радиальная зависимость основных сил F_{RE} , F_{SW} и F_{NEO} , баланс которых, определяет величину полоидальной скорости V_0 для указанных выше трех различных случаев. Видно, что в случае отсутствия нагрева $s_0 = 0$ достижение квазистационарного состояния турбулентных колебаний V_0 осуществляется за счет баланса сил $F_{RE} > 0$ и $F_{SW} < 0$, сила F_{NEO} — мала и в балансе практически не участвует. При нагреве ($s_0 = 4.0$) в двух других случаях $\theta_0 = -\pi/2$ и $\theta_0 = +\pi/2$ геодезические силы F_{SW} существенно возрастают и согласно вышесказанному относительно знака $\langle S_{pi} \sin \theta \rangle$, имеют противоположные знаки. Сильная зависимость неоклассической силы от температуры ионов $F_{NEO} \sim (T_{i0})^{5/2}$ приводит в этих двух случаях (нагрева ионов) к ее существенному росту. В первом случае $\theta_0 = -\pi/2$, $V_0 > 0$, $F_{SW} > 0$ при этом сила $F_{NEO} < 0$. Во втором случае $\theta_0 = +\pi/2$ $V_0 < 0$ $F_{SW} < 0$ и сила $F_{NEO} > 0$. В обоих случаях сила F_{NEO} исполняет функцию торможения полоидального вращения. Таким образом, в каждом из рассмотренных случаев различного расположения источника нагрева $S(r, \theta, t)$ геодезические силы и силы продольной вязкости различным образом участвуют в балансе, компенсируя друг друга из-за противоположных знаков. При этом в этих случаях сила напряжений Рейнольдса знака не меняет $F_{RE} > 0$ и также участвует в балансе, оставаясь, однако, значительно меньше двух других по величине. Можно сделать вывод о том, что основную роль в генерации полоидальной скорости вращения (в рассматриваемых случаях полоидально-неоднородного нагрева) играет не турбулентная сила напряжений Рейнольдса F_{RE} как в случае полоидально-однородного нагрева [2–4], а силы F_{SW} и F_{NEO} .

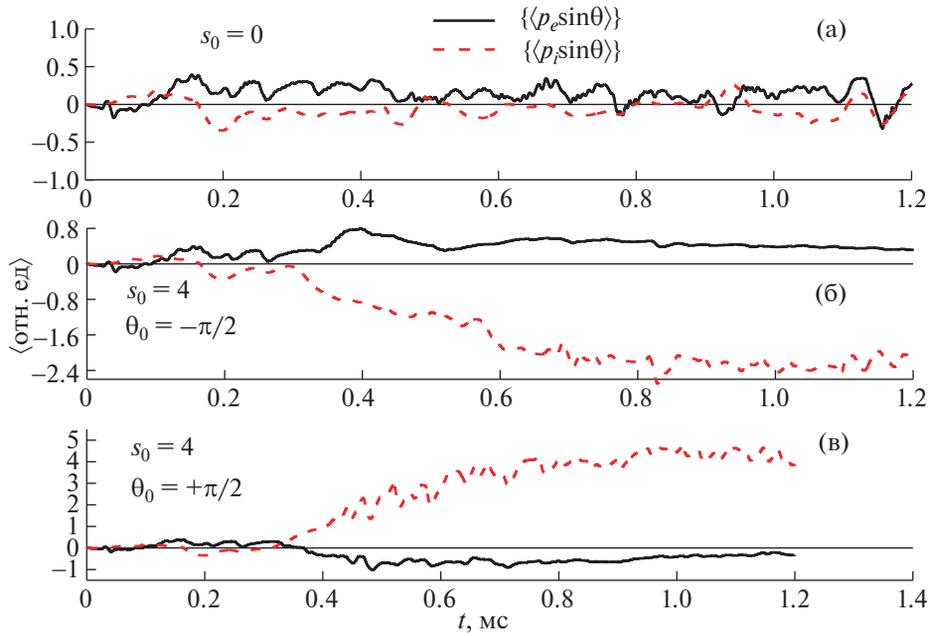


Рис. 1. Временная зависимость средних величин ГА мод давления электронов $\{\langle p_e \sin \theta \rangle\}$ и ионов $\{\langle p_i \sin \theta \rangle\}$ для случаев а) $s_0 = 0$, б) $s_0 = 4$, $\theta_0 = -\pi/2$, в) $s_0 = 4$, $\theta_0 = +\pi/2$.

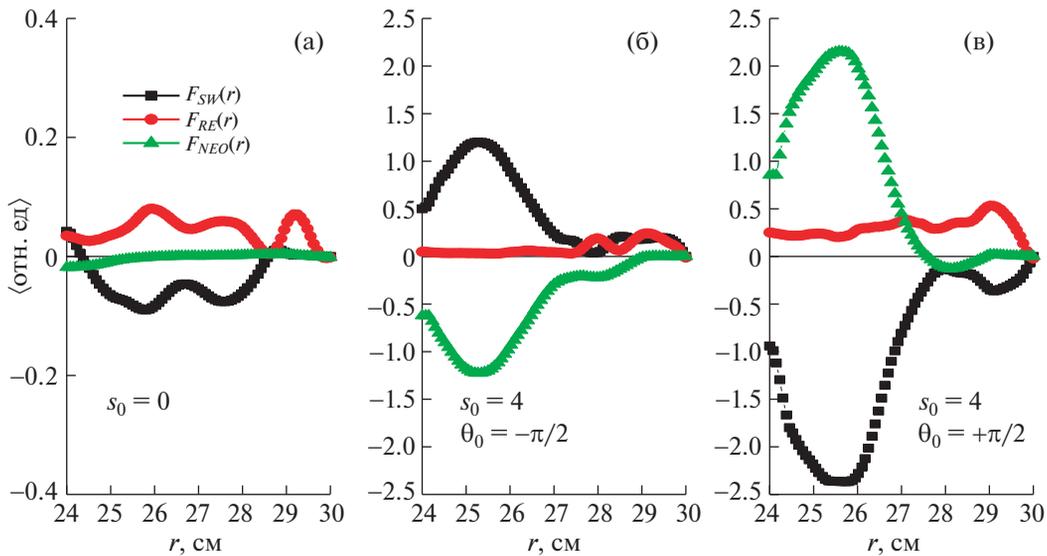


Рис. 2. Радиальные профили сил F_{SW} , F_{RE} , F_{NEO} для случаев а) $s_0 = 0$, б) $s_0 = 4$, $\theta_0 = -\pi/2$, в) $s_0 = 4$, $\theta_0 = +\pi/2$.

Рисунок 3 демонстрирует радиальную зависимость скоростей $V_0(r)$, $V_{Di}(r)$, $V_E(r)$ на ширине расчетного слоя. Из расчетов следует, что величина $V_E(r)$ средней шировой скорости E×B-дрейфа в случае нагрева ионов существенно возрастает по сравнению со случаем отсутствия нагрева. Следствием этого при нагреве происходит подавление турбулентных флуктуаций и наблюдается переход плазмы в режим улучшенного удержания, имену-

емым L–H-переходом. Расчеты показывают, что при превышении определенного порога в величине нагрева резко уменьшаются амплитуды тепловых колебаний баллонных мод p_{es} и p_{ec} . Эффект L–H-перехода представлен на рис. 4, на котором изображено временное поведение тепловых потоков электронов для случаев ($s_0 = 4.0$) $\theta_0 = -\pi/2$ и $\theta_0 = +\pi/2$. Видно, что после включения импульса ($t_0 = 250$ мкс) в течение некоторого времени ко-

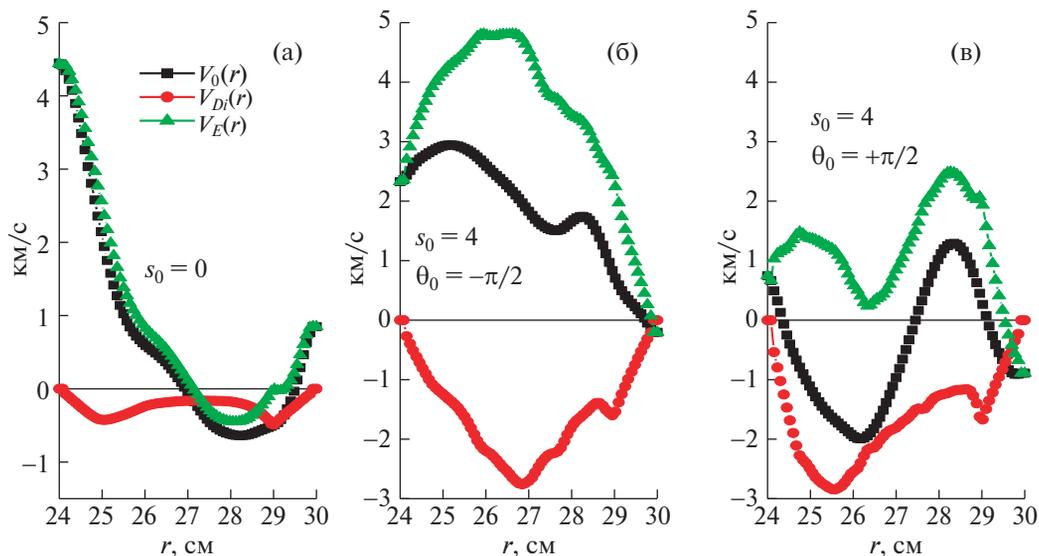


Рис. 3. Радиальные профили скоростей V_0 , V_{Di} , V_E для случаев а) $s_0 = 0$, б) $s_0 = 4$, $\theta_0 = -\pi/2$, в) $s_0 = 4$, $\theta_0 = +\pi/2$.

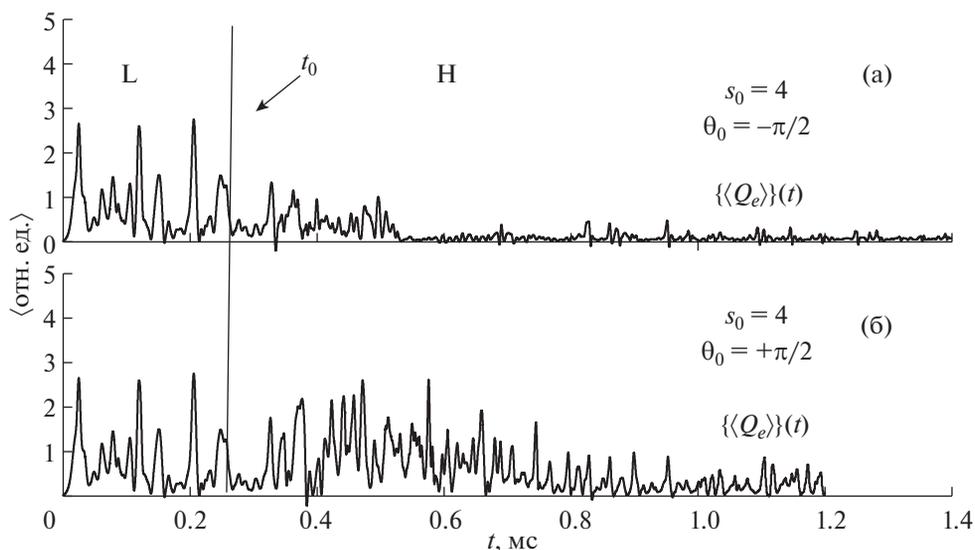


Рис. 4. Временная зависимость средних величин теплового потока электронов для случаев а) $s_0 = 4$, $\theta_0 = -\pi/2$, б) $s_0 = 4$, $\theta_0 = +\pi/2$.

лебания продолжают с прежней амплитудой, демонстрируя так называемую I-фазу. Указанные колебания отчетливо наблюдаются в экспериментах, предшествуя L–H-переходу. Из рис. 4 видно, что только через время $t \sim 300$ мксек для $\theta_0 = -\pi/2$ и $t \sim 450$ мксек для $\theta_0 = +\pi/2$ колебательный режим I-фазы исчезает и происходит переход в режим улучшенного удержания с характерным резким уменьшением теплового потока электронов $\langle\langle Q_e \rangle\rangle$. Очевидно, что при одной и той же величине теплового импульса L–H-переход в слу-

чае $\theta_0 = -\pi/2$ реализуется эффективней. Это связано с тем, что в случае $\theta_0 = -\pi/2$ полоидальная скорость на промежутке слоя положительна $V_0 > 0$, по сравнению с $\theta_0 = +\pi/2$, когда $V_0 < 0$ на большем промежутке слоя (см. рис. 3). Как результат, в соответствии с равенством $V_E = V_0 - V_{Di}$, $V_{Di} = \tau \cdot dp_{i0}/dr < 0$, средняя скорость $V_E \sim$ EхВ-дрейфа в первом случае больше, чем во втором, что приводит к более эффективному подавлению турбулентных флуктуаций. Отметим, что важную роль в получении L–H-перехода иг-

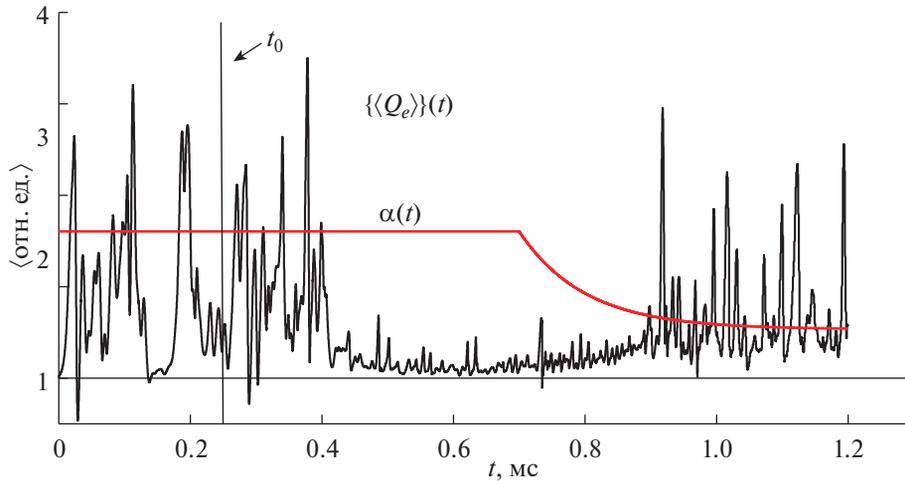


Рис. 5. Временная зависимость средней величины теплового потока электронов для случая уменьшения параметра $\alpha \rightarrow \alpha/3$ ($s_0 = 4$, $\theta_0 = -\pi/2$).

рает использование модели обобщенного вихря, включающего помимо электрического дрейфа также скорость диамагнитного дрейфа ионов $w = \nabla_{\perp}^2 \phi + \tau \cdot \nabla_{\perp}^2 p_i$, $\tau = \alpha/n_0$ [3]. При $\alpha = 0$ L–H-переход не наблюдался. На рис. 5 изображена временная зависимость величины электронного потока в случае изменения величины параметра α в момент времени $t = 800$ мксек. Видно, что уменьшение величины α в 3 раза приводит к обратному переходу из H-режима в L-режим. В заключение заметим, что рассмотрение явления L–H-перехода в рамках более адекватной 4-х полевой модели $\{\phi, n, p_e, p_i\}$ с учетом турбулентных флуктуаций плотности практически не меняет рассмотренных выше результатов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе с помощью численного моделирования решений редуцированных двухжидкостных уравнений Брагинского изучено воздействие полоидально-неоднородного нагрева ионов на турбулентную динамику пристеночной плазмы токамака. Показано, что при достижении определенного порога в величине нагрева ионов происходит динамическая бифуркация в решениях рассматриваемой нелинейной МГД-системы, что приводит к росту величины скорости течения – среднего E \times B-дрейфа. При этом реализуется сценарий “хищник-жертва”, в котором указанное течение играет роль “хищника”, поглощающего “жертву” – энергию турбулентных флуктуаций. В результате происходит подавление турбулентных флуктуаций и, как следствие, наблюдается L–H-переход. Из расчетов следует, что в условиях несимметричного нагрева основную роль в генерации полоидальной скорости вращения игра-

ют не турбулентная сила напряжений Рейнольдса F_{RE} , а геодезическая сила F_{SW} и неоклассическая сила, возникающая за счет продольной вязкости $F_{NEO} \sim (T_{i0})^{5/2}$, величина которой существенно растет в процессе нагрева ионов. Следует отметить, что сила $F_{SW} \sim (p_{em} + p_{im}) n = 0$, $m = 1$ по сути является ГА-модой суммарного давления. Таким образом можно утверждать, что указанная мода играет ключевую роль в рассматриваемом явлении L–H-перехода. Проведенные расчеты для различной локализации источника тепла (в верхней или нижней полуплоскости камеры токамака), показали, что найденное различие приводит к различию в эффективности подавления турбулентного потока тепла электронов и временной длины предшествующих L–H-переходу квазипериодических колебаний (I-фаза).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Как было сказано выше, разбиение (2) полевых переменных на аксиально-симметричные и баллонные моды приводит к тому, что исходная система МГД-уравнений (1a–1e) разбивается на две взаимодействующие между собой подсистемы мод. Ниже приведена система эволюционных уравнений для баллонных мод $f_{S,C}(r, \theta, t) = \{\phi_{S,C}, p_{eS,C}, p_{iS,C}\}$, полученных из исходной системы (1a)–(1e) в приближении $m \gg 1$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_{S,C}}{\partial t} + \frac{m}{r} \phi_0' \cdot w_{C,S} \pm \frac{m}{r} w_0' \phi_{C,S} &= \\ = \frac{1}{v} \frac{\partial^2 h_{S,C}}{\partial \theta^2} + \frac{1}{n_0} R_{S,C} - \Pi_{\parallel S,C} + \mu_{\perp} \Delta w_{S,C}, & \end{aligned} \quad (\text{П.1})$$

$$\begin{aligned}
R_{S,C} &= \pm p_{C,S} \frac{m}{r} \cos(\theta) - C(p_{S,C}); \\
p_{S,C} &= p_{eS,C} + p_{iS,C} \\
\frac{\partial p_{eS,C}}{\partial t} \mp \frac{m}{r} \phi_0' \cdot p_{eC,S} \pm \frac{m}{r} (p_{e0}') \phi_{C,S} &= \\
&= \frac{5}{3} \sigma \cdot p_{e0} \frac{\partial^2 h_{S,C}}{\partial \theta^2} + \frac{5}{3} g \cdot \Psi_{eS,C} + \\
&+ \hat{\chi}_{\parallel e} \frac{\partial^2 p_{eS,C}}{\partial \theta^2} + \chi_{\perp} \Delta p_{eS,C},
\end{aligned} \tag{П.2}$$

$$\begin{aligned}
\Psi_{eS,C} &= \left\{ M_{S,C} - \xi \cdot A_{S,C} \mp \frac{m \cos(\theta)}{r} \times \right. \\
&\times \left. [-\xi \cdot T_{e0} p_{eC,S} + p_{e0} \cdot \phi_{C,S}] \right\},
\end{aligned}$$

$$A_{S,C} = p_{eS,C} \frac{dT_{e0}}{dr} \sin \theta + T_{e0} C(p_{eS,C}),$$

$$M_{S,C} = p_{e0} C(\phi_{S,C}) + p_{eS,C} C(\phi),$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial p_{iS,C}}{\partial t} \mp \frac{m}{r} \phi_0' \cdot p_{iC,S} \pm \frac{m}{r} (p_{i0}') \phi_{C,S} &= \\
&= \frac{5}{3} \sigma \cdot p_{i0} \frac{\partial^2 h_{S,C}}{\partial \theta^2} + \frac{5}{3} g \cdot \Psi_{iS,C} + \\
&+ \hat{\chi}_{\parallel i} \frac{\partial^2 p_{iS,C}}{\partial \theta^2} + \chi_{\perp} \Delta p_{iS,C},
\end{aligned} \tag{П.3}$$

$$\begin{aligned}
\Psi_{iS,C} &= \left\{ N_{S,C} - \xi \cdot B_{S,C} \mp \frac{m \cos(\theta)}{r} \times \right. \\
&\times \left. [-\xi \cdot T_{i0} p_{eC,S} + p_{i0} \cdot \phi_{C,S}] \right\}
\end{aligned}$$

$$B_{S,C} = p_{iS,C} \frac{dT_{i0}}{dr} \sin \theta + T_{i0} C(p_{iS,C}),$$

$$N_{S,C} = p_{i0} C(\phi_{S,C}) + p_{iS,C} C(\phi),$$

$$w_{S,C} = \frac{\partial^2 Y_{S,C}}{\partial r^2} - \frac{m^2}{r^2} Y_{S,C},$$

$$h_{S,C} = \tau \cdot p_{eS,C} - \phi_{S,C},$$

$$Y_{S,C} = \tau \cdot p_{iS,C} + \phi_{S,C},$$

$$\begin{aligned}
\Pi_{\parallel S,C} &= v_{\parallel} \cdot T_{i0}^{5/2} / n_0 \cdot \left\{ \left(w_{S,C} + \frac{5T_{i0}}{2T_{i0}} \frac{\partial Y_{S,C}}{\partial r} \right) \times \right. \\
&\times \left. \sin^2 \theta \mp \frac{m}{r} \sin 2\theta \cdot \frac{\partial Y_{C,S}}{\partial r} + \frac{m^2}{r^2} (1 - 2 \cos^2 \theta) \cdot Y_{S,C} \right\}
\end{aligned}$$

Использовались граничные условия: $\frac{\partial \phi_{S,C}(r=r_0)}{\partial r} =$

$$= 0, \phi_{S,C}(r=a) = 0.$$

Турбулентные потоки импульса, частиц и тепла, связанные с баллонными и аксиально-симметричными модами имеют следующий вид:

$$\Pi_B = -\frac{m}{r} \left\langle \tilde{w} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \lambda} \right\rangle_{\lambda} = \frac{m}{2r} (\phi_C w_S - \phi_S w_C),$$

$$\Pi_{AX} = -\frac{1}{r} \left\langle \tilde{w}_{AX} \frac{\partial \tilde{\Phi}_{AX}}{\partial \theta} \right\rangle$$

$$Q_{e,iB} = -\frac{m}{r} \left\langle \tilde{p}_{e,i} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \lambda} \right\rangle_{\lambda} = \frac{m}{2r} (\phi_C p_{e,iS} - \phi_S p_{e,iC}),$$

$$Q_{e,iAX} = -\frac{1}{r} \left\langle \tilde{p}_{eAX} \frac{\partial \tilde{\Phi}_{AX}}{\partial \theta} \right\rangle.$$

Отметим, что основной вклад в переносы вносят потоки, связанные с баллонными модами

$$\Pi_B \gg \Pi_{AX}, \quad Q_{e,iB} \gg Q_{e,iAX}.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wagner F.* // Plasma Phys. Contr. Fusion. 2007. V. 48. (12B) P. B1–B33.
2. *Li B., Sun C.K., Wang X.Y., Zhou A., Wang X.G., Ernst D.R.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. 112304.
3. *Nielsen A.H., Xu G.S., Madsen J., Naulin V., Rasmussen J., Wan B.N.* // Physics Lett. A. 2015. V. 379. P. 3097.
4. *Tynan G.R., Cziegler I., Diamond P.H., Malkov M., Hhbbard A., Hughes J.W., Terry J.L., Irby J.H.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2016. V. 58. 044003.
5. *Miki K., Diamond P.H., Hahn S.H., Xiao W.W., Gurcan O.D., Tynan G.R.* // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. 082304.
6. *Chone L., Beyer P., Sarazin Y., Fuhr G. Bourdelle, Benkadda S.* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. 073010.
7. *McCarthy D.R., Druake J.F., Guzdar P.N., Hassam A.B.* // Phys. Fluids. 1993. B 5(4). P. 1188.
8. *Hassam A.B., Antonsen T.M.* // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. № 2. P. 337.
9. *Stringer T.E.* // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. P. 1770.
10. *Hassam A.B., Antonsen T.M., Drake J.F., Liu C.S.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 309.
11. *Simakov A.N., Catto P.J.* // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 4744.
12. *Zeiler A., Drake J.F., Rogers B.* // Phys. Plasmas. 1997. V. 39. P. 2134.
13. *Шурыгин Р.В., Маврин А.А.* // Физика плазмы. 2010. Т. 45. С. 579.
14. *Шурыгин Р.В., Мельников А.В.* // Физика плазмы. 2010. Т. 45. № 3. С. 240.
15. *Garsia O.E., Bian N.H., Fundamenski W.* // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. 082309.
16. *Guzdar P.N., Hassam A.B.* // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 3701.

УДК 621.039.61

ВОЗМОЖНОСТЬ САМООБЕСПЕЧЕНИЯ ТРИТИЕМ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

© 2021 г. Ю.В. Готт*

НИИ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: Gott_YV@nrcki.ru

Поступила в редакцию 25.01.2021 г.

После доработки 30.03.2021 г.

Принята к публикации 06.04.2021 г.

На основе современных данных проведен анализ возможности самообеспечения тритием термоядерного D–T-реактора. Учет реальных потерь этого изотопа при работе реактора показывает, что при современных технологиях и результатах материаловедческих исследований такое самообеспечение невозможно даже при максимальном значении коэффициента воспроизводства трития $K_T = 1.9$.

Ключевые слова: тритий, термоядерный реактор, коэффициент воспроизводства трития, самообеспечение

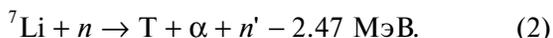
DOI: 10.31857/S0367292121080047

1. ВВЕДЕНИЕ

Для выработки в будущем хотя бы части необходимой энергии рассматривается возможность использования термоядерных реакторов, работающих на смеси дейтерия и трития. Недостаток такого способа производства энергии – это отсутствие трития в природе, а его производство в ядерных реакторах очень ограничено.

В связи с этим обсуждается возможность расширенного производства трития в самом термоядерном реакторе [1–3] (самообеспечение), при этом подразумевается то, что вырабатываемый в реакторе тритий должен компенсировать все потери этого элемента в реакторе, включая потери за счет радиоактивного распада (5.47% в год).

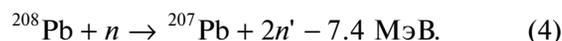
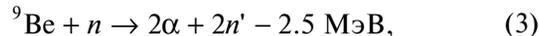
Для самообеспечения реактора предполагается использовать тритий, получающийся в результате взаимодействия термоядерных нейтронов с изотопами лития



В природном литии содержится 7.52% изотопа ${}^6\text{Li}$ и 92.48% изотопа ${}^7\text{Li}$.

Для увеличения эффективности производства трития предполагается применять размножение нейтронов за счет взаимодействия термоядерных

нейтронов с бериллием или тяжелыми элементами, например, свинцом



В термоядерном реакторе для производства трития камера реактора окружается бланкетом, в который помещается литийсодержащее рабочее вещество. Это вещество может быть или в жидком (расплавленная LiPb смесь) или в твердом состоянии (литиевая керамика Li_4SiO_4 , Li_2ZrO_3 , Li_2TiO_3 и др.) [4, 5].

Для оценки эффективности работы бланкета вводится величина: коэффициент воспроизводства трития

$$K_T = f_T/f_b, \quad (5)$$

где f_T – количество наработанного в бланкете трития, а f_b – количество трития, сгоревшего за то же время в D–T-реакции. Обычно величина f_b измеряется в процентах относительно находящегося в реакторе количества трития. Для разных условий f_b изменяется от 0.36% [6] до 10% [7]. Наиболее часто используемая величина f_b равна 5%.

В идеальном случае для бланкета бесконечной толщины $K_T = 1.9$ [4]. Уменьшение толщины бланкета приводит к уменьшению K_T . Так, при толщине бланкета, равной 55 см $K_T = 1.55$, а при

45 см — $K_T = 1.3$ [8]. Так как внутри blankets расположены элементы конструкции, то они приводят к дальнейшему уменьшению K_T . Чаще всего теоретические значения величины коэффициента воспроизводства трития лежат в пределах 1.1–1.2, но могут достигать и величины 1.42 [9]. Считается, что этого достаточно для самообеспечения реактора тритием.

До настоящего времени возможность самообеспечения тритием D–T-реактора обсуждалась, как правило, без учета реальных потерь этого изотопа [1–3, 8].

На основании проведенного качественного анализа возможности самообеспечения тритием реактора в работе [10] утверждается, что такое самообеспечение невозможно.

В настоящей работе этот вопрос рассматривается на основе существующих экспериментальных и теоретических данных о потерях этого изотопа в D–T термоядерном реакторе.

2. ТРИТИЕВЫЙ ЦИКЛ РЕАКТОРА

Схема тритиевого цикла D–T-реактора изображена на рис. 1. Термоядерные нейтроны, возникающие в камере в результате D–T-реакции, попадают в blanket *I*, в котором генерируется тритий. Тритий извлекается из blanketа и вместе с гелием и другими примесями поступает в систему очистки 2 и после очистки — в накопитель 3. Тритий, гелий и другие остаточные газы откачиваются из камеры, поступают в систему 4, в которой происходит выделение трития из его химических соединений и после очистки в системе 5 тритий подается в накопитель 3. Из накопителя тритий возвращается в рабочую камеру.

Для простоты потерями трития, величины которых неизвестны, мы будем пренебрегать, т.е. будем оценивать только минимальную величину потерь. Кроме того, будем рассматривать “идеальный” blanket с $K_T = 1.9$, т.е. учитывать максимально возможное количество производимого в blanketе трития.

Все потери энергии трития можно разделить на две части — потери вне и внутри камеры.

1. *Потери вне камеры.* Считается [4, 11], что в реакторе мощностью в 1 ГВт за 1 год сгорает 55–56 кг трития. Это означает, что, например, в ИТЭР при непрерывной работе на мощности 0.4 ГВт в год сгорает 20–25 кг трития.

Ниже будем рассматривать гипотетический реактор типа ИТЭР, в котором в год сгорает 20 кг трития и $f_b = 5\%$. Это значит, что в литиевом blanketе в идеальном случае за год образуется 38 кг этого изотопа. Но в камере есть патрубки, при попадании в которые нейтроны тритий не производят. В ИТЭР площадь blanketа составля-

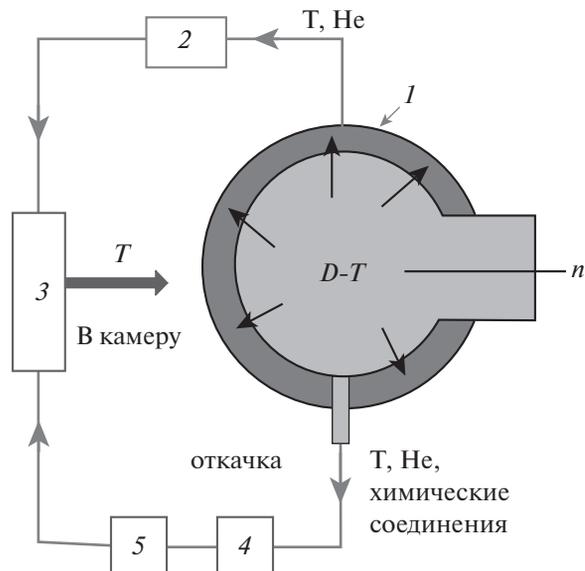


Рис. 1. Тритиевый цикл термоядерного реактора: *I* — литиевый blanket, 2 — система очистки трития, 3 — накопитель, 4 — система извлечения трития из химических соединений, 5 — система очистки трития.

ет $f_s = 85\%$ от площади камеры [12]. Эффективность экстракции трития из blanketа, рабочим веществом в котором является расплав $PbLi$ составляет 80% [13, 14], а из твердотельного blanketа Li_4SiO_4 — более 95% [15]. В дальнейшем эту неидеальность blanketа учитывать не будем, считая, что из blanketа извлекается весь образовавшийся в нем тритий (38 кг).

При транспортировке трития в накопитель он адсорбируется на стенках трубопровода и устройства очистки. Стенки так же поглощают часть трития. Для уменьшения потерь трития и защиты окружающей среды из-за диффузии через стенки их предполагаются делать двойными [16]. Так как потери трития на этом этапе неизвестны, то мы их также учитывать не будем.

Из накопителя тритий должен подаваться в рабочую камеру. В настоящее время существуют четыре системы для ввода топлива в реактор [17].

а) Инжекция при помощи сверхзвукового молекулярного потока. Максимальная эффективность этого способа составляет 60% [17]. Таким образом, этим методом из исходных 38 кг можно ввести в реактор лишь 22.8 кг трития.

б) Инжекция через газовый клапан. Эффективность — 20% [16], следовательно, в реактор можно ввести только 7.6 кг трития.

в) Пеллет инжекция. Эффективность — 80%. Однако при формировании и ускорении пеллет теряется 30% рабочего вещества [17]. Следовательно, этим способом можно ввести в камеру 21.3 кг топлива. Можно уменьшить потери трития

в инжекторе, если использовать так называемые “обутое” пеллеты, т.е. пеллеты, помещенные в пластиковую оболочку [18].

г) Инжекция при помощи ускоренных нейтральных атомов. Источник быстрых нейтральных атомов состоит из ионного источника, преобразователя положительных ионов в отрицательные и нейтрализатора быстрых атомов. Последовательность работы источника следующая. В ионный источник запускаются молекулы трития, которые в нем ионизируются. Газовая эффективность (отношение количества образовавшихся ионов к количеству молекул введенного в источник газа) составляет около 30% [19]. Образовавшиеся ионы вытягиваются из источника. Ионный поток после источника состоит, в основном, из ионов T^+ (81.5%), T_2^+ (11.5%) и T_3^+ (7%) (процентный состав указан для протонов) [20]. Вероятность преобразования протонов в отрицательные ионы равна 60% [21]. Вероятность нейтрализации – 60% [22]. Считая, что эффективность захвата плазмой нейтральных атомов равна 100% [16], получаем, что этим способом можно инжектировать в реактор из 38 кг трития только 3.4 кг.

В работе [23] указывается, что ионный источник может представлять интерес, если доля атомарных ионов в извлекаемом ионном пучке ~90%, а газовая эффективность превышает 50%. Потери трития в системе откачки неизвестны, и поэтому мы их рассматривать не будем.

Таким образом, из современных систем инжекции топлива в камеру реактора наиболее эффективным и являются инжекция сверхзвукового молекулярного потока и инжекция пеллет. Однако при реальном значении $K_T \sim 1.3$ эти методы не позволяют компенсировать даже сгоревший в термоядерной реакции тритий.

Следует отметить, что большинство приведенных здесь данных получены в результате численного моделирования. При этом отмечается [24], что ошибки исходных данных, необходимых для этих расчетов, составляют 5–10%, что сказывается на точности проведенных оценок.

2. Потери внутри камеры. Давайте посмотрим, что происходит с тритием, заполняющим рабочую камеру реактора. Часть трития сгорает в D–T-реакции (в рассматриваемом случае это 5%). Часть трития адсорбируется на стенках камеры. При бомбардировке камеры нейтральными частицами во время работы реактора часть адсорбированных молекул сбивается с поверхности стенок и часть сбитых молекул поступает обратно в плазму (рециклинг). Тритий обладает большой проникающей способностью и поэтому он внедряется в материал стенок и там накапливается. Часть трития диффундирует через стенки. В про-

цессах накопления и диффузии большую роль играет облучение стенок нейтронами и быстрыми частицами [25]. Так, концентрация атомов водорода в бериллии после облучения стенок ионами гелия с энергией 2.8 МэВ увеличивается в 2.8 раза по сравнению с необлученными образцами (синергизм).

Время накопления трития стенками камеры составляет, примерно, 100 с [26].

Количество газа, которое может накопиться в стенке, ограничено. Поэтому через некоторое время после начала работы реактора стенки насытятся и дальнейшие потери за счет этого процесса можно не учитывать, останется только диффузия через стенки. Облучение нейтронами приводит к увеличению коэффициента диффузии (радиационно-стимулированная диффузия). Продиффундировавший газ можно собрать и использовать повторно.

При бомбардировке стенок происходит их распыление и образование пыли. Пыль накапливается постепенно во время работы реактора. Ожидается, что в установке ИТЭР за один год работы может накопиться до 1 т пыли [27]. Так как суммарная поверхность пылинок довольно велика, то пыль может адсорбировать большое количество трития.

Потери трития, связанные с взаимодействием плазмы со стенками камеры, определяются не только конструкцией и материалами, из которого они изготовлены, но и температурой внутрикамерных деталей.

В работе [3] утверждается, что для стенок реактора нужно использовать материалы с большим атомным номером, не имеющим химического распыления под действием изотопов водорода. Исследования, проведенные на установке JET, показали [28, 30], что в установке со стенками из углерода трития задерживается примерно в 10–100 раз больше, чем в камере, стенки которой изготовлены из материала, подобного тому, который планируется на токамаке ИТЭР (Be + W). Кроме того, в [30] указывается, что из-за больших сложностей, связанных с конструктивными особенностями камеры ИТЭР, не позволяющих определить места концентрации пыли и ее локальную температуру, надежный прогноз накопления трития в установке весьма затруднителен.

Таким образом, видно, что экспериментальные данные, полученные на разных установках, сильно отличаются друг от друга. Можно надеяться, что рабочие параметрыblankета и величины потерь трития будут уточнены во время планируемых D–T-экспериментов на установках ИТЭР [31] и JET [32].

Для уменьшения влияния стенок на удержание трития предлагается использовать так называемые “жидкие” стенки, т.е. стенки, покрытые

жидким легкоплавким металлом, таким, как литий, олово или галлий [3, 29].

Так как пыль непрерывно образуется во время разряда, то и потери трития в этом случае возрастают при увеличении длительности разрядного импульса.

Еще один процесс, приводящий к потерям трития – это образование химических соединений, включающих этот изотоп. Эти соединения представляют собой молекулы газов I_2 (где I – смесь изотопов водорода, например T_2 , TD , TH , DH , D_2 , H_2), воды I_2O , гидрокарбонаты C_xI_y , аммиак NI_3 и другие легколетучие соединения. Они откачиваются из камеры и часть трития теряется при выделении его из химических соединений, очистки и транспортировки газа. Все эти процессы определяются материалами конструктивных элементов камеры, их температурой, температурой плазмы, составом остаточных газов [33]. Из-за сложности этих процессов определить величину связанных с ними потерь трития заранее невозможно.

В книге [26] вводится понятие “фактор накопления”, который представляет отношение количества накопленного трития к количеству трития, использованного в экспериментах. На установке Tore Supra этот фактор оказался равным 50%.

Во время D–T-экспериментов на установке JET в камере “застряло” 30% трития и после окончания работы обратно удалось вернуть только 20% изотопа [31], на установке TFTR “застрял” 51%, на установке JT-60 – 70–80%, а на DIII-D – 10–20% изотопов водорода [32]. Таким образом, экспериментально показано, что известные внутрикамерные потери трития на различных установках сильно отличаются друг от друга и намного превышают то количество, которое можно изготовить в бланкете.

В настоящее время не существует технологий, позволяющих во время работы реактора извлекать тритий, поглощенный стенками и удерживаемый пылью [26]. Сейчас тритий извлекается в промежутках между разрядными импульсами. Эксперименты показывают, что при существующих технологиях около 10% трития теряются безвозвратно [31].

Уменьшение внекамерных потерь так же требует разработки специальных технологий и проведения материаловедческих исследований

Оценки минимальных потерь трития f_{\max} , допустимых для обеспечения самообеспечения, в разных работах также сильно различаются. Эти величины изменяются от 0.02% [30] до 1% [4]. Для этой оценки можно так же воспользоваться сле-

дующими соображениями. Количество трития, генерируемого в бланкете, равно

$$N_{bl} = 56PK_T f_S \text{ кг}, \quad (6)$$

здесь P – мощность реактора, ГВт. Если f_{\max} – доля всех потерь трития в тритиевом цикле, то всего в установке теряется

$$N_{\text{loss}} = 56P \frac{f_b + f_{\max}}{f_b}. \quad (7)$$

Доля максимальных потерь трития определяется из условия равенства количества произведенного в бланкете трития и количества трития, потерянного в реакторе $N_{bl} = N_{\text{loss}}$.

Таким образом из (6) и (7) находим, что максимальные потери трития в цикле, при которых возможно самообеспечение, равно

$$f_{\max} = (K_T f_S - 1) f_b. \quad (8)$$

Из (8) видно, что даже в идеальном случае ($K_T = 1.9$, $f_S = 0.85\%$) и для $f_b = 5\%$ максимально допустимые потери равны $f_{\max} = 3\%$. Следовательно, даже если *все* потери, кроме потерь за счет естественного радиоактивного распада (5.76% за год), отсутствуют, в современных условиях организовать самообеспечение невозможно.

Самообеспечение можно осуществить, только если увеличить коэффициент воспроизводства трития K_T , долю выгорания этого изотопа f_b и свести к минимуму все остальные потери в тритиевом цикле.

Производство трития в бланкете (K_T) можно увеличить, если для размножения нейтронов использовать делящиеся вещества, например уран [4]. Однако эта возможность в работе не рассматривается.

3. ВЫВОДЫ

Экспериментальные и теоретические данные, в том числе и полученные в D–T-экспериментах, проводившихся на установках JET и TFTR, показывают, что существующие в настоящее время технологии не позволяют осуществить самообеспечение тритием, нарабатываемом в литиевом бланкете, термоядерного реактора.

Однако тритий, произведенный в литиевом бланкете, может составить значительную часть изотопа, который нужно будет использовать из внешнего источника для компенсации потерь в тритиевом цикле термоядерного реактора.

В заключение автор с удовольствием выражает свою глубокую благодарность В.И. Ильгисонису за полезные советы и обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Liewellin C., Cowley S.* // Philos. Trans. A. Math. Phys. Eng. Sci. 2010. V. 368 (1914). P. 1091. doi: 1098/rs-ta.2009.0216.
2. *Nie B., Ran G., Zeng Q., Du H., Li Z., Chen Y., Zhu Z., Zhao X., Ni M., Li B.* // Energy Sci. Eng. 2019. V. 7. P. 457.
<https://doi.org/10.1002/ese3.291>
3. *Doerner R.P., Tynan G.R., Schmid K.* // Nuclear Materials and Energy. 2019. V. 18. P. 56.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2018.006>
4. *Кадомцев Б.Б., Орлов В.В.* // Итоги науки и техники, физика плазмы. М.: ВИНТИ, 1985. Т. 6. С. 5.
5. *Soltani B., Habib M.* // J. Fus. Energy. 2015. V. 34. P. 204.
<https://doi.org/10.1007/s10894-015-9847-1>
6. *Loarte A., Campbell D.* // 4th IAEA DEMO Programme Workshop – KIT. 15.11.2016.
7. *Jackson G.L., Chan V.S., Stambaugh R.D.* // Fusion Science and Technology. 2013. V. 64. P. 8.
<https://doi.org/10.13182/FST13-A17042>
8. *Rosidah M.I., Suud Z., Yazid P.I.* // The 5th International Conference on Mathematics and Material Sci. AIP Conf. Proc. 2015. V. 1677. P. 070021.
<https://doi.org/10.1063/1.4930725>.
9. *Tobita K., Nishio S., Saito A., Enoeda M., Liu C., Tanigawa H., Sato S., Tsuru D., Hirose T., Seki Y., Yamada M.* // Proceed. ITC18. 2008. P. 1–43.
10. *Jassby D.* // Bulletin of the Atomic Scientists, 2018. February 14. <https://thebulletin.org/2018/02/iter-is-a-showcase-for-the-drawbacks-of-fusion-energy>. Русский перевод: <https://habr.com/ru/post/374379>.
11. *Glugla M., Antipenkov A., Beloglazov S., Caldwell-Nichols C., Cristescu I.R., Cristescu I., Day C., Doerr L., Girard J.-P., Tadab E.* // Fusion Engineering and Design. 2007. V. 82. P. 472.
<https://doi.org/10.1016/j.fusegdes.2007.02.025>
12. *Federici G., Boccaccini L., Cismondi F., Gasparotto M., Poitevin Y., Ricapito I.* // Fusion Engineering and Design. 2019. V. 141. P. 30.
<https://doi.org/10.1016/j.fusegdes.2019.01.141>
13. *D'Aura V., Dulla S., Ravetto P., Savodi L., Utili M., Zanino R.* // Fusion Science and Technology. 2017. V. 71. P. 537.
<https://doi.org/10.1080/15361055.2017.1291252>
14. *Garcinuño B., Rapisarda D., Antunes R., Utili M., Fernández-Berceruelo I., Sans J., Ibarra Á.* // Nuclear Fusion. 2018. V. 58. P. 095002.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aac8b9>
15. *Feng K.M., Pan C.H., Zang G.S., Yuan T., Chen Z., Zhao Z., Liu Y.D., Li Z.q., Hu G., Wang X.Y., Ye X.F., Luo D.L., Wang H.Y., Zhou Z.W., Gao C.V., Chen Y.J., Wang P.H., Cao Q.X., Wang Q.J., the Chinese HCSB TBM Design Team* // Fusion Engineering and Design. 2008. V. 83. P. 1149.
<https://doi.org/10.1016/j.fusegdes.2008.06.010>
16. *Ананьев С.С., Спицын А.В., Кутеев Б.В.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2014. Т. 37. С. 11.
17. *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 A., Pitts R.A., Takamura S., Terry J., Tsitron E., the ITPA Scrape-off Layer and Divertor Physics Topical Group* // Nuclear Fusion. 2007. Part 4. P. S241.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S04>
18. *Gouge M.J., St. Onge K.D., Milora S.L., Fisher P.W., Combs S.K.* // Fusion Engineering and Design. 1992. V. 19. P. 53.
[https://doi.org/10.1016/0920-3796\(92\)90063-A](https://doi.org/10.1016/0920-3796(92)90063-A)
19. *Roychowdhury P., Chakravarthy D.P.* // Rev. Sci. Instruments. 2009. V.80. P.12330.
<https://doi.org/10.1063/1.3272786>
20. *Вепесов Л.П., Вепесов О.Л.* // ЖТФ. 2003. Т. 73. С. 122.
21. *Takeiri Y.* // Rev. Sci. Instruments. 2010. V. 81. P. 02B114.
<https://doi.org/10.1063/1.3274806>
22. *Okumura Y., Fujiwara Y., Kashiwagi M., Kitagawa T., Miyamoto K., Morishita T., Hanada M., Takayanagi T., Taniguchi M., Watanabe T.* // Rev. Sci. Instruments. 2000. V. 71. P. 1219.
<https://doi.org/10.1063/1.1150432>
23. *Семашко Н.Н., Владимиров А.Н., Кузнецов В.В., Кулыгин В.М., Панасенков В.В.* / Инжекторы быстрых атомов водорода. М.: Энергоиздат, 1981.
24. *El-Guebaly L.A., Malang S.* // Fusion Engineering and Design. 2009. V. 84. P. 2072. /
<https://doi.org/10.1016/j.fusegdes.2008.12.098>
25. *Гомм Ю.В.* // Приборы и техника эксперимента. 2005. № 3. С. 1.
26. *Kikuchi M., Azumi M.* Frontiers in Fusion, Research II. Introduction to modern tokamak physics. Springer, 2015. P. 56.
27. *Reichle R., Andrev P., Bates P., Bede O., Casal N., Choi C.H., Barnsley R., Damiani C., Bertalot L., Dubus G., Ferreol J., Jagannathan G., Kocan M., Leilpold F., Ligo S.W., Martin V., Palmer J., Pearce R., Phillips V., Pitts R.A., Pampin R., Passedat G., Puiu A., Suarez A., Shu W., Vayakis G., Veshchev E., Walsh M.* // J. nuclear materials. 2015. V. 463. P. 80.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2015.01.039>
28. *Romanelli F., JET EFDA Contributors* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 104002.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/10/104002>
29. *Schmid K., Krieger K., Ligo S.W., Meisl G., Brezinsek S., JET EFDA Contributors* // Journal of Nuclear Materials. 2015. V. 463. P. 66.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.11.109>
30. *Humrickhouse P.W., Merill B.J., Yoon S.-J., Cadwallader L.C.* // Fusion Sci. Technology. 2019. V. 75. P. 973.
<https://doi.org/10.1080/15361055.2019.1658464>
31. *Abdou M., Sze D., Wong C., Sawan M., Ying A., Morley N.B., Malang S.* // Fusion Sci. Technology. 2005. V. 47. P. 475.
<https://doi.org/10.13182/FST05-A732>
32. *Batistoni P., Likonen J., Bekris N., Brezinsek S., Coad P., Horton L., Matthews G., Rubel M., Sips G., Syme B., Widdowsone A., EFDA-JET Contributors* // Fusion Engineering and Design. 2014. V. 89. P. 896.
<https://doi.org/10.1016/j.fusegdes.2013.12.050>

ПОГЛОЩЕНИЕ МИКРОВОЛН В РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

© 2021 г. Г. М. Батанов^а, В. Д. Борзосекон^{а, б, *}, К. А. Сарксян^а, Н. К. Харчев^а

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

^б Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 10.01.2021 г.

После доработки 15.03.2021 г.

Принята к публикации 06.04.2021 г.

В плазме стелларатора Л-2М изучено поглощение необыкновенной (Х-) волны, возникающей при расщеплении линейно-поляризованного излучения гиротрона на входе в плазменный шнур, а также потери мощности вводимого в плазму пучка микроволн. Исследованы режимы ЭЦ-нагрева как последовательностью импульсов, так и при включении дополнительного импульса ЭЦ-нагрева. Установлено, что коэффициент однопроходного поглощения Х-волны по центральной хорде сечения плазмы составляет более 95%, а потери мощности при центральном ЭЦ-нагреве соответствуют мощности О-волны. Обнаружено увеличение потерь мощности вводимого в плазму пучка до 20–23% при смещении области гирорезонанса к внутренней стенке вакуумной камеры и увеличении длительности импульса ЭЦ-нагрева. При этом наблюдается катастрофический рост радиационных потерь. Сделано предположение, что увеличение мощности потерь вызвано уменьшением интегрального по сечению пучка коэффициента поглощения Х-волны из-за падения температуры электронов по сечению волнового пучка. В режиме с дополнительным импульсом ЭЦ-нагрева, вызывающего импульсное распыление покрытия вакуумной камеры, изменяющего плотность и температуру электронов, коэффициент поглощения по центральной хорде остается выше 90%.

Ключевые слова: стелларатор, электронно-циклотронный резонансный нагрев, гиротрон, высоко-температурная плазма

DOI: 10.31857/S0367292121080011

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффективность электронно-циклотронного (ЭЦ) нагрева до сих пор остается актуальной для энергетического баланса при удержании плазмы в тороидальных ловушках. Если в первые годы исследования ЭЦ-нагрева одной из принципиальных задач было достижение высоких коэффициентов поглощения и получение максвелловской функции распределения электронов (см., например, [1–3]), то в последние годы возникли вопросы потерь энергии из-за параметрического распада волн греющего излучения [4–8] и влияния в трехмерных магнитных конфигурациях эффектов рефракции излучения на эффективность ЭЦ-нагрева [9]. Остается открытым вопрос об изменении поглощения при высоких плотностях мощности излучения в центральном ЭЦ-нагреве в условиях образования провала плотности в области гирорезонанса (эффект density pump-out [10–13]).

При многоимпульсном ЭЦ-нагреве плазмы на стеллараторе Л-2М остается неясным вопрос о повышении уровня потерь излучения при смещении области гирорезонанса от оси шнура к внутренней стороне тороидальной камеры, т.е. при переходе от центрального ЭЦ-нагрева к нецентральному.

В случае использования при ЭЦ-нагреве плазмы на Л-2М дополнительного импульса ЭЦ-нагрева было обнаружено импульсное распыление покрытия стенки [14, 15]. Оно вызывает рост плотности плазмы, понижение центральной температуры электронов и рост турбулентных флуктуаций плотности. И в этом случае вопрос об изменении поглощения в области гирорезонанса остается открытым. В данной работе делается попытка ответить на часть этих вопросов. Это отличает данную работу от актуальных исследований влияния ЭЦ-нагрева на перенос легких и тяжелых примесей в токамаках и стеллараторах (например, [16, 17]).

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА, РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Стелларатор Л-2М, унаследовавший основные параметры от стелларатора Л-2 [18], представляет собой классический двухзаходный стелларатор. Число полных периодов винтового поля равно 14. Угол вращательного преобразования на магнитной оси и на последней замкнутой магнитной поверхности $\iota(0) = 0.18$ и $\iota(r_0) = 0.78$ соответственно. Большой радиус тороидальной вакуумной камеры $R = 100$ см. Средний радиус граничной магнитной поверхности, имеющей форму эллипса, $a = 11.5$ см. В экспериментах используются магнитные поля порядка $B = 1.4$ Тл.

В экспериментах по ЭЦ-нагреву плазмы использовался гауссовский пучок излучения гиротронов, сформированный самой электродинамической системой гиротронов. Гауссовские пучки заводятся в стелларатор Л-2М с помощью квазиоптических трактов. Использование квазиоптических трактов дает дополнительную фильтрацию боковых лепестков излучения гиротронов, поэтому чистота моды не хуже 95%. В одном из трактов есть специальная секция, позволяющая менять поляризацию волны. В представляемых в статье экспериментах использовалась только линейная поляризация волны. Последние зеркала квазиоптических трактов фокусируют волновые пучки таким образом, что их перетяжки находятся на передней стенке вакуумной камеры. При характерной длине каустики 30 см она простирается от стенки до оси вакуумной камеры. Радиус пучка в каустике по мощности 2.8 см, диаметр камеры 34 см.

Для анализа поглощения микроволн были выбраны два режима ЭЦ-нагрева плазмы на второй гармонике гирочастоты электронов (75 ГГц): 1) режим последовательности 3–4-х импульсов длительностью по 2–3.6 мс при мощности ЭЦ-нагрева $P_{\text{ECH}} = 400$ кВт с интервалом между импульсами 2.5 мс; 2) режим ЭЦ-нагрева $P_{\text{ECH}} = 200$ кВт продолжительностью 12 мс с включением на 4-й мс (относительно начала разряда) импульса дополнительного ЭЦ-нагрева $P_{\text{aux}} = 200$ кВт. Второй режим осуществлялся работой двух гиротронов комплекса ЭЦ-нагрева МИГ-3 на стеллараторе Л-2М. В первом режиме для ограничения потоков на стенку вакуумной камеры был использован секторный лимитер, граница которого повторяла форму граничной магнитной поверхности и совпадала с ней в пространстве. Во втором режиме нагрева лимитер был смещен от граничной магнитной поверхности до уровня поверхности вакуумной камеры. Это обеспечивало импульсное распыление покрытия стенки вакуумной камеры с временной задержкой относительно фронта импульса дополнительного ЭЦ-на-

грева 1–2 мс [14, 15]. Плотность мощности, приведенная к объему плазменного шнура, в обоих режимах составляла 1.6 МВт/м³.

Плотность плазмы измерялась 2 мм интерферометром по вертикальной хорде плазменного шнура, смещенной внутрь относительно центра камеры. Температура электронов контролировалась по интенсивности излучения на второй гармонике гирочастоты электронов (74 ГГц) [19, 20]. Энергия плазменного шнура определялась с помощью измерения диамагнитных токов и токов Пфирша–Шлютера [21, 22].

В экспериментах использовалось линейно-поляризованное излучение гиротронов с направлением вектора электрического поля нормально к оси магнитной системы. Микроволновые пучки основного ЭЦ-нагрева и дополнительного ЭЦ-нагрева вводились через горизонтальные патрубки с внешней стороны тора вдоль горизонтальной хорды плазменного шнура (рис. 1). Сигналы излучения, прошедшего через плазменный слой, регистрировались с помощью детекторных секций, установленных во внутренних горизонтальных патрубках вакуумной камеры. Приемный прямоугольный волновод детекторной головки ориентировался так, что его узкая стенка была параллельна оси магнитной системы. В качестве детекторов использовались диоды Д-407.

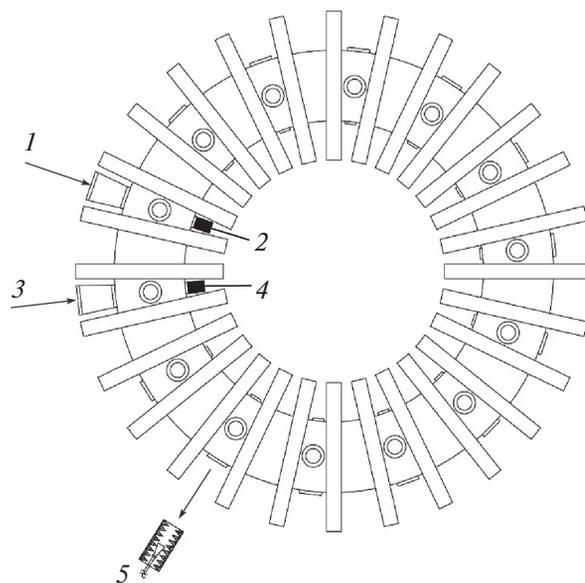


Рис. 1. Схематический вид (сверху) стелларатора Л-2М и расположение СВЧ-диагностик в экспериментах: 1 — ввод дополнительного ЭЦ-нагрева; 2 — регистрация прошедшего через плазменный слой излучения S_{aux} дополнительного ЭЦ-нагрева; 3 — ввод основного ЭЦ-нагрева; 4 — регистрация прошедшего через плазменный слой излучения S_x основного ЭЦ-нагрева; 5 — регистрация непоглощенного в плазме излучения ЭЦ-нагрева P_{na} .

Таблица 1. Расчеты экстремумов сигналов прошедшего излучения при изменении оптической толщины плазмы

T	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0
γ_+/γ_-	2.168/0.278	1.87/0.366	1.655/0.509	1.496/0.604	1.378/0.683	1.289/0.718	1.022/0.800	1.171/0.918
A	2.79	2.145	1.8	1.57	1.42	1.31	1.236	1.19
$e^{-\tau}$	0.223	0.135	0.085	0.0498	0.03	0.018	0.011	0.0067

Коэффициент поглощения определялся по зависимости $S_x(n_e)$, где S_x – интенсивность излучения, прошедшего через плазму, поляризация которого параллельна магнитной оси установки, n_e – плотность плазмы [23]. Величина интенсивности этого излучения является результатом интерференции обыкновенной (О-) волны, прошедшей через плазменный слой и непоглощенной части необыкновенной (Х-) волны. Х-волна возникает на входе в плазменный слой из-за расщепления линейно-поляризованного излучения гиротрона. Согласно [23, 24] отношение S_x к полной интенсивности волны S_0 равно

$$\frac{S_x}{S_0} = \left[\frac{k^2}{(1+k^2)^2} \right] \left[1 + e^{-\tau} - 2e^{-\tau/2} \cos \Delta\varphi \right]. \quad (1)$$

Здесь k – коэффициент поляризации необыкновенной волны на входе и на выходе из плазменного слоя, τ – оптическая толщина для необыкновенной волны, $\Delta\varphi$ – разность набега фаз между Х-и О-волнами на выходе из плазмы. В (1) пренебрегается поглощением обыкновенной волны.

Разность набега фаз дается выражением

$$\frac{\Delta\varphi}{2\pi} = \frac{l}{\lambda_0} \Delta\nu \frac{d(N_e - N_o)}{d\nu}. \quad (2)$$

Здесь λ_0 – длина волны излучения, l – толщина плазменного слоя, N_e и N_o – средние значения показателей преломления Х- и О-волн, $\nu = \omega_p^2/\omega^2$ (отношение среднего значения квадрата ленгмюровской частоты электронов к квадрату круговой частоты излучения), $\Delta\nu$ – изменение параметра ν за счет изменения средней плотности плазмы

$$\begin{aligned} \frac{d(N_e - N_o)}{d\nu} = \\ = - \frac{(1-\nu)^2 - u(1-\nu)}{2(1-u-\nu)^{3/2} [(1-\nu)^2 - u]^{1/2}} + \frac{1}{2(1-\nu)^{1/2}}. \end{aligned} \quad (3)$$

В последнем выражении (3) $u = \Omega_e^2/\omega^2$ – отношение квадрата гирочастоты электронов к квадрату круговой частоты излучения.

Выражение (1) удобно тем, что при изменении плотности плазмы меняется величина второго множителя в квадратных скобках. Поэтому, если разность фаз меняется больше чем на π , то из соотношения максимального и минимального зна-

чений интенсивности прошедшего излучения нетрудно получить величину оптической толщины

$$\tau = 2 \ln \left[\frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} \right]. \quad (4)$$

Здесь $\alpha = (\gamma_+/\gamma_-)^{1/2}$, $\gamma_{\pm} = [1 + e^{-\tau} \pm 2e^{-\tau/2}]$.

Таблица 1 дает представление о том, как меняются значения α , γ_+ , γ_- и оставшейся непоглощенной мощности необыкновенной волны $e^{-\tau}$, при изменении поглощения. Из нее видно, что хотя непоглощенная мощность с изменением оптической толщины меняется более чем в 20 раз, но поглощенная мощность $(1 - e^{-\tau})$ меняется всего на 20%. Также видно, что максимальный сигнал прошедшего излучения падает примерно в 2 раза с ростом поглощения, а минимальный возрастает примерно в 3 раза. Такая зависимость удобна для качественной оценки эффективности поглощения.

На рис. 2 для режима ЭЦ-нагрева последовательностью 4-х импульсов представлены результаты регистрации: средней электронной плотности n_e ; температуры электронов T_e ; токов Пфирша–Шлютера W_{PS} ; сигналов прошедшего через плазменный слой излучения S_x ; сигналов непоглощенного в плазме излучения $P_{на}$, регистрируемого из внешних горизонтальных патрубков. Оценка чувствительности метода для условий эксперимента, т.е. средней плотности $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, при изменении разности набега фаз О- и Х-волн $\Delta\varphi = \pi$ дает значение $\Delta\nu = 2 \times 10^{-2}$. Это соответствует изменению средней плотности плазмы $\Delta n_e = 1.2 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Как видно из эволюции плотности (рис. 2) в течение импульса ЭЦ-нагрева изменение средней плотности составляет $2 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Следовательно, мы вполне можем регистрировать максимумы и минимумы в сигналах прошедшего через плазменный слой излучения. Действительно, сигналы рис. 2 демонстрируют нам такое изменение. Быстропеременная компонента протектированного сигнала прошедшего через плазму излучения представляет собой результат малоуглового рассеяния прошедшего излучения на длинноволновых флуктуациях плотности. После усреднения по окну 0.1 мс мы получаем эволюцию интенсивности прошедшего излучения S_x (черная кривая на графике S_x рис. 2). В дальнейшем рассмотрении исключается пер-

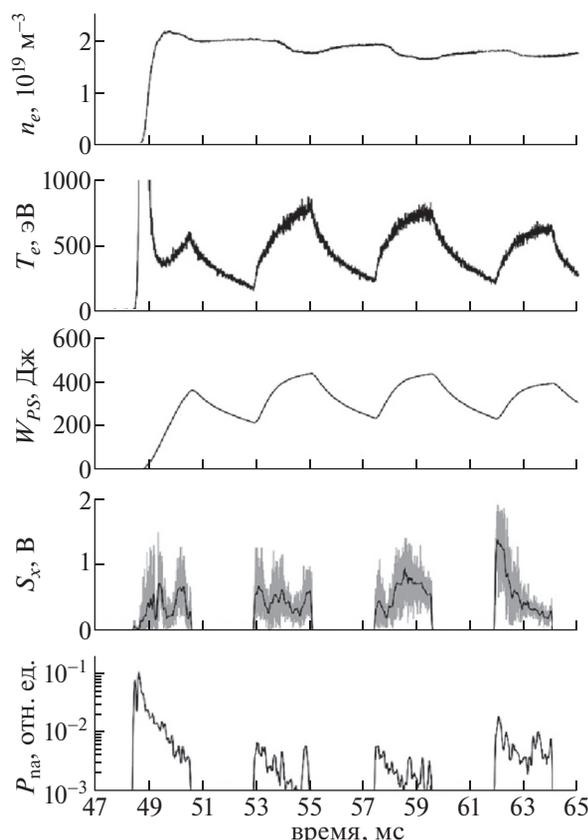


Рис. 2. Временной ход сигналов в разряде № 21347 в режиме ЭЦ-нагрева ($P_{\text{ECH}} = 400$ кВт) последовательно четырёх импульсов. Сверху вниз представлены: средняя плотность электронов n_e ; температура электронов T_e ; энергия плазмы W_{PS} , восстановленная по измерению токов Пфирша–Шлютера; рассеянная на флуктуациях плотности излучение основного ЭЦ-нагрева (серая кривая) и интенсивность прошедшего через плазменный слой излучения основного ЭЦ-нагрева S_x (черная кривая); мощность непоглощенного в плазме излучения ЭЦ-нагрева $P_{\text{на}}$ в полулогарифмическом масштабе.

вый микроволновый импульс (48–50 мс). В течение первого импульса происходит формирование плазменного шнура и значительно меняются характеристики плазмы. В трех последующих импульсах эволюция средней плотности плазмы сохраняется. В четвертом импульсе (62–64 мс) происходит смещение области гирорезонанса от центра при $R = 100$ см к внутренней стороне тора на $R = 98$ –96 см. Из хода кривых видно, что минимальные значения сигналов в этих трех импульсах, близки к друг другу (0.24, 0.21, 0.22 В), но сильно отличаются максимальные значения (0.64, 0.98, 1.42 В). Последнее обстоятельство указывает на падение поглощения в третьем и четвертом импульсах по сравнению со вторым. Действительно, расчет оптической толщины по формуле (4) дает значение непоглощенной мощности Х-волны 7.8, 10, 14.3% соответственно. Это озна-

чает, что коэффициент поглощения падает от 97 до 86%, т.е. всего на 11%. Такое изменение коэффициента поглощения для одного прохода пучка излучения по центральной хорде сечения плазменного шнура можно сопоставить с величиной центральной температуры, энергии плазмы и мощности непоглощенного излучения. Мощность непоглощенного излучения регистрируется как интенсивность сигналов излучения из патрубков вакуумной камеры. Действительно, падения T_e в третьем импульсе по сравнению со вторым почти не видно, а падение в четвертом составляет 14%. Аналогичная ситуация и для значения энергии W_{PS} , определенной через токи Пфирша–Шлютера. В то же время, мощность $P_{\text{на}}$, излучаемая из патрубка наружу, меняется в два раза (рис. 2). О величине непоглощенной мощности можно судить по соотношению сигнала на переднем фронте первого импульса и величинами сигналов в остальных импульсах. Для этого необходимо принять величину сигнала на фронте первого импульса излучения из патрубка пропорциональной мощности вводимого в камеру излучения. Такая оценка дает величину непоглощенной мощности $P_{\text{на}}$ к концу второго и третьего импульсов в 5–6%, а в четвертом 10%. Эти значения можно сопоставить с оценкой соотношения мощности Х- и О-волны после расщепления микроволнового пучка с линейной поляризацией. Величина интенсивности О-волны, отнесенная к интенсивности падающей линейно-поляризованной волны $S_x/S_0 = k^2/(1+k^2)^2$, где k – коэффициент поляризации необыкновенной волны составляет $S_x/S_0 = 0.076$ –0.12, поскольку согласно работе [23] значение k составляет на входе пучка в плазму 3–4, т.е. экспериментально полученные значения близки к расчетным. Возможно также падение уровня Х-моды за счет ухудшения ее чистоты [24]. Учет этого эффекта дает возрастание S_x/S_0 до 11–15%. Таким образом, прирост непоглощенной мощности может возникать за счет падения коэффициента поглощения по центральной хорде.

Иная картина наблюдается при увеличении длительности микроволнового импульса до 3.6 мс. На рис. 3 приведены результаты регистрации эволюции температуры электронов T_e , радиационных потерь P_{rad} и диамагнитного сигнала dW/dt , а также сигналов прошедшего через плазму излучения S_x и сигналов излучения из патрубка вакуумной камеры $P_{\text{на}}$ (сигнал непоглощенного излучения). Интересно проследить за эволюцией сигналов непоглощенного излучения и сигналов прошедшего через плазму излучения во всех трех импульсах, включая первый. Напомним, что в первом импульсе происходит пробой газа и образование плазменного шнура. Максимальное значение сигнала непоглощенной мощ-

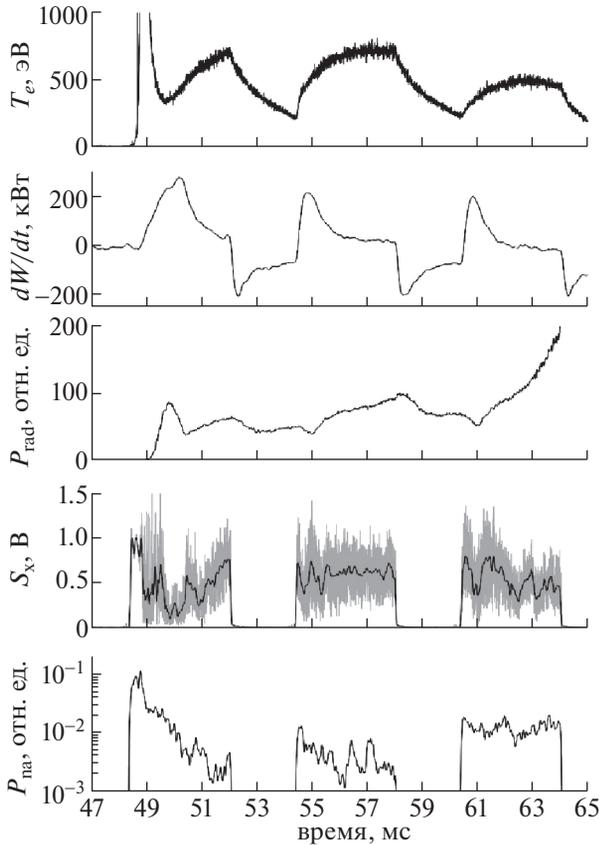


Рис. 3. Временной ход сигналов в разряде № 21365 в режиме ЭЦ-нагрева ($P_{\text{ECH}} = 400$ кВт) последовательно трех импульсов. Сверху вниз представлены: температура электронов T_e ; диамагнитный сигнал dW/dt ; мощность радиационных потерь P_{rad} ; рассеянное на флуктуациях плотности излучение основного ЭЦ-нагрева (серая кривая) и интенсивность прошедшего через плазменный слой излучения основного ЭЦ-нагрева S_x (черная кривая); мощность непоглощенного в плазме излучения ЭЦ-нагрева P_{na} в полупрологическом масштабе.

ности мы имеем на фронте 1-го импульса. Стоит отметить, что непоглощенное излучение, выходящее из патрубков установки, может быть не полностью деполяризовано, как это было установлено в работе [26] на установке Heliotron J. В таком случае при приеме непоглощенного излучения в прямоугольную волноводную систему результат сопоставления уровня сигнала на фронте 1-го импульса с общей мощностью непоглощенного излучения может быть несколько искажен. На фронте 2-го импульса уровень непоглощенной мощности падает до 0.17 уровня мощности на фронте 1-го импульса. Превышение этого уровня над уровнем непоглощаемой О-волны определяется температурой электронов на фронте 2-го импульса. В течение 2-го импульса уровень сигнала непоглощенной мощности падает до 0.073 от уровня сигнала непоглощенной мощности на фронте первого импульса, т.е. ниже ожидаемого

уровня О-волны (0.12). В 3-м импульсе на переднем фронте уровень возрастает до 0.23 и сохраняется в течение всего 3-го импульса. Таким образом, в третьем импульсе мы имеем трехкратное превышение уровня непоглощенной мощности над уровнем непоглощенной мощности во 2-м импульсе и двукратное превышение над ожидаемым уровнем О-волны. Повышение интегральных потерь на переднем фронте 3-го импульса по сравнению со 2-м, видимо, вызвано: 1) падением температуры электронов из-за уширения области нагрева при смещении области гирорезонанса к внутренней стороне тора ($R = 96$ см); 2) падением коэффициента поглощения из-за роста градиента тороидального поля. Уровень сигнала прошедшего излучения на фронте 1-го импульса лежит на уровне шума, определяемого деполяризованным излучением. Это шумовое излучение образуется в результате многократного отражения Х-волны от стенок вакуумной камеры. За фронтом 1-го импульса, в период пробоя газа и роста плотности при образовании плазменного шнура, максимальная величина сигнала прошедшего излучения в отсутствие поглощения, согласно формуле (1), может в 4 раза превышать уровень сигнала при полном поглощении. Действительно, наибольшую величину сигнала прошедшего излучения мы наблюдаем сразу же за фронтом 1-го импульса. При этом расчет по формуле (4) дает величину коэффициента поглощения Х-волны по центральной хорде в 77%. Расчеты коэффициентов поглощения Х-волны по центральной хорде дают значение 99% во втором импульсе и 96% в третьем.

Падение интегрального по сечению пучка коэффициента поглощения можно оценить также по соотношению производных диамагнитных сигналов на заднем фронте второго и третьего импульсов. Оценка показывает, что уменьшение производной в третьем импульсе по сравнению со вторым соответствует 12% потерям мощности волнового пучка. Это совпадает с результатом микроволновых измерений. Столь значительное падение интегрального по сечению пучка коэффициента поглощения, по-видимому, вызвано падением температуры электронов на радиусах вне оси волнового пучка. Действительно, в 3-м импульсе, начиная с 62 мс, начинают катастрофически нарастать радиационные потери, что и ограничивает рост электронной температуры. Такой взрывной рост радиационных потерь может быть вызван образованием микродуг¹ на стенке вакуумной камеры. Стоит отметить, что стенка камеры подвергается боронизации [27] пе-

¹ Предположение о возникновении микродуг основано на обнаружении характерных повреждений покрытия стенки вакуумной камеры при осмотре внутренней поверхности камеры.

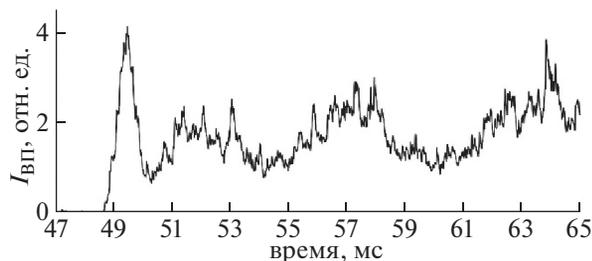


Рис. 4. Временной ход интенсивности излучения линии иона бора I_{BII} в разряде № 21365.

ред началом экспериментов. Поэтому в пользу гипотезы об образовании микродуг косвенно свидетельствует временной ход интенсивности излучения линии иона бора ВІІ (рис. 4).

Таким образом, если во 2-м импульсе уровень непоглощенной мощности не выше ожидаемого уровня О-волны, то в 3-м импульсе уровень непоглощенной мощности вызван падением коэффициента поглощения Х-волны. Такое падение, вероятно, вызвано не столько падением поглощения приосевой части пучка, а падением поглощения в периферийных областях пучка. В трехмерной магнитной конфигурации стелларатора резонансное условие для различных областей микроволнового пучка выполнено на несколько отличных радиусах плазменного шнура. Поэтому уровень непоглощенной мощности определяется интегральным коэффициентом поглощения по сечению волнового пучка резонансной поверхностью.

Для другого режима ЭЦ-нагрева сигнал прошедшего через плазменный слой излучения (как основного S_x , так и дополнительного S_{aux} ЭЦ-нагрева) представлен на рис. 5 вместе с эволюцией средней плотности n_e , температуры электронов T_e и радиационных потерь P_{rad} . Импульс (6 мс) дополнительного ЭЦ-нагрева такой же мощности 0.2 МВт, как и импульс (12 мс) основного ЭЦ-нагрева, начинается на 52 мс, а заканчивается на 58 мс. В работе [15] было показано, что реакция стенки на импульс дополнительного нагрева регистрируется с задержкой в 1 мс относительно переднего фронта импульса дополнительного нагрева. Расчет коэффициента поглощения по формуле (4) дает его величину перед началом импульса дополнительного нагрева (51.0–51.2 мс) 89%. За фронтом импульса дополнительного нагрева (52.2–53.0 мс), несмотря на понижение плотности в области гирорезонанса, значение коэффициента поглощения составляет 98%. А далее в течение всего импульса дополнительного нагрева величины составляют 97.5% (54.5–54.8 мс) и 92.6% (55.3–57.3 мс). В данном эксперименте регистрировался также сигнал прошедшего через

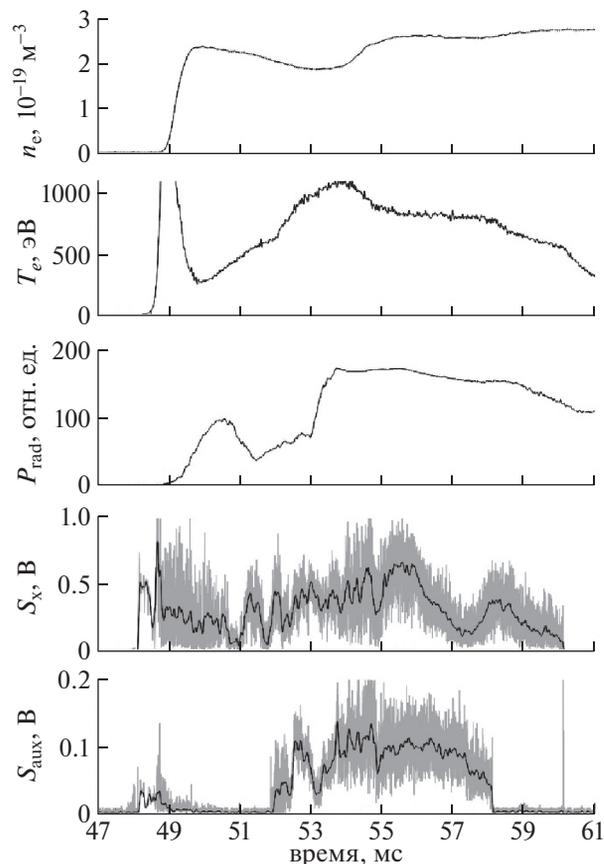


Рис. 5. Временной ход сигналов в разряде № 19692 с дополнительным ЭЦ ($P_{\text{ECH}} = P_{\text{aux}} = 200$ кВт). Сверху вниз представлены: средняя плотность электронов n_e ; температура электронов T_e ; мощность радиационных потерь P_{rad} ; рассеянное на флуктуациях плотности излучение основного ЭЦ-нагрева (серая кривая) и интенсивность прошедшего через плазменный слой излучения основного ЭЦ-нагрева S_x (черная кривая); рассеянное на флуктуациях плотности излучение дополнительного ЭЦ-нагрева (серая кривая) и интенсивность прошедшего через плазменный слой излучения дополнительного ЭЦ-нагрева S_{aux} (черная кривая).

плазменный шнур излучения S_{aux} гиротрона, создающего импульс дополнительного нагрева (график S_{aux} на рис. 5). Как мы видим, колебания на огибающей сигнала S_{aux} в значительной мере повторяют колебания на сигнале S_x прошедшего излучения основного ЭЦ-нагрева. Размах колебаний сигнала S_{aux} излучения дополнительного импульса ЭЦ-нагрева позволяет оценить коэффициент поглощения и в данном сечении тора. Он оказывается более 95%. Таким образом, импульсное распыление покрытия стенки камеры приводит к импульсному вбросу примесей в плазму. Этот вброс примесей вызывает изменение температуры, плотности и турбулентных флукту-

аций плотности, но не оказывает существенного изменения коэффициента ЭЦ-поглощения на второй гармонике гирочастоты электронов.

Выше были представлены результаты измерений коэффициентов однопроходного поглощения по центральной хорде X-волны и потерь микроволновой мощности по изменению излучения из патрубков вакуумной камеры Л-2М. Эти результаты могут быть сопоставлены с результатами численного счета по коду ECHLAB для Л-2М [28] и последними измерениями диамагнетизма плазмы в режиме последовательности импульсов, уточненными за счет оценок влияния проводимости стенок вакуумной камеры [29]. Расчеты в [28] при условиях, близких для настоящего эксперимента, дают значения полного коэффициента поглощения s-поляризованной волны 87–92%. Неполное поглощение авторы относят на счет расщепления s-поляризованной волны на X- и O-волны и отсутствием поглощения O-волны. Оценка отражения X-волны в [28] дает 1%. Таким образом, значения однопроходного коэффициента поглощения по центральной хорде в режиме последовательности 4-х импульсов в 97, 90 и 86% для 2-го, 3-го и 4-го импульсов соответственно оказывается ниже расчетных значений не более, чем на 13%.

Сопоставление с уточненными в [29] результатами диамагнитных измерений, представляющими интегральные по сечению волнового пучка результаты, показывает превышение во 2-м импульсе коэффициента, даваемого измерениями поглощения X-волны, на 7% и совпадение для 3-го и 4-го импульсов. Как было показано в изложении условий экспериментов, в режиме последовательности импульсов мы имеем “провальные” профили плотности. Это могло бы привести к падению коэффициента поглощения. Однако результаты измерений не подтвердили подобных ожиданий.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах по ЭЦ-нагреву плазмы на стеллараторе Л-2М использован эффект расщепления линейно-поляризованного излучения гиротрона на X- и O-волны для измерения оптической толщины поглощения X-волны. Показано, что при центральном ЭЦ-нагреве плазмы последовательностью микроволновых импульсов коэффициент поглощения по центральной хорде не менее 95% при однократном пересечении волновым пучком сечения плазменного шнура. При этом потери мощности излучения гиротрона не превышают мощности возникающей O-волны (12%).

В серии из трех импульсов обнаружено, что в 3-м импульсе уровень непоглощенной мощности

излучения гиротрона возрастает до 20–23%. Это означает падение интегрального по сечению волнового пучка коэффициента поглощения X-волны на 10–12%. При этом наблюдается катастрофический рост радиационных потерь. Высказано предположение, что наблюдаемый эффект связан с возникновением микродуг на стенках вакуумной камеры. Микродуги вызывают распыление покрытия стенок вакуумной камеры, что, свою очередь, ведет к последующему росту радиационных потерь и понижению температуры электронов в сечении волнового пучка резонансной поверхностью.

Импульс дополнительного ЭЦ-нагрева плазмы приводит к распылению покрытия стенки и последующему росту плотности, падению электронной температуры, а также росту турбулентных флуктуаций плотности. При этом не установлено падения оптической толщины поглощения X-волны по центральной хорде в течение импульса дополнительного нагрева, аналогично результатам измерений в режиме последовательности импульсов ЭЦ-нагрева.

Авторы признательны научному коллективу стелларатора Л-2М в лице Мещерякова А.И., Василькова Д.Г., Гребенщикова С.Е., Гришиной И.А., Вафина И.Ю., Летунова А.А., Логвиненко В.П., Хольнова Ю.В. за предоставленные данные измерений средней плотности плазмы, электронной температуры, радиационных потерь, энерго содержания плазменного шнура и интенсивности свечения линией примесей.

Работа поддержана РФФИ, проект № 18-02-00621.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аликаев В.В., Литвак А.Г., Суворов Е.В., Фрайман А.А. Высокочастотный нагрев плазмы. Горький: ИПФ АН СССР, 1983. С. 6.
2. Erckmann V., Cattanei G., Dorst D., Elsner A., Gasparino U., Grieger G., Grigull P., Hacker H., Hartfuss H.J., Jackel H., Jaenicke R., Junker J., Kick M., Kroiss H., Kuehner G., Maassberg H., Mahn C., Muller G., Ohlen-dorf W., Rau F., Renner H., Ringler H., Sardei F., Tutter M., Weller A., Wobig H., Wursching E., Zippe M., Freudenberger K., Ott W., Penningsfeld F.P., Speth E., Kasperek W., Muller G.A., Rauchle E., Schuller P.G., Thumm M., Wilhelm R. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1986. V. 28. P. 1277. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/28/9A/007>
3. Batanov G.M. / Strong microwaves in plasma Institute of applied physics. Academy of science of the USSR. Proceed. Internat. workshop. Suzdal, 18–23 Sept., 1990. V. 1. P. 40. Nizhny Novgorod, 1991.
4. Гусаков Е.З., Попов А.Ю. // Письма ЖЭТФ. 2010. Т. 91. С. 724.
5. Nielsen S.K., Salewski M., Westerhof E., Bongers W., Korsholm S.B., Leipold F., Oosterbeek J.W., Moseev D.,

- Stejner M., TEXTOR Team* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. P. 115003.
6. *Гусаков Е.З., Попов А.Ю.* // Письма ЖЭТФ. 2011. Т. 94. С. 301.
 7. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2020. V. 62. P. 025028.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab5ba8>
 8. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 082502.
<https://doi.org/10.1063/5.0011949>
 9. *Сахаров А.С.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 291.
 10. *Itoh K., Itoh S.I., Fukuyama A.* // J. Phys. Society Japan. 1989. V. 58. P. 482.
<https://doi.org/10.1143/JPSJ.58.482>
 11. *Stroth U., Geist T., Koponen J.P.T., Hartfuß H.-J., Zeiler P., ECRH and W7-AS team* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 928.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.928>
 12. *Erckmann V., Gasparino U.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1994. V. 36. P. 1869.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/36/12/001>
 13. *Andreev V.F., Borschegovskij A.A., Chistyakov V.V., Dnestrovskij Yu.N., Gorbunov E.P., Kasyanova N.V., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Myalton T.B., Roy I.N., Sergeev D.S., Zenin V.N.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2016. V. 58. P. 055008.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/58/5/055008>
 14. *Batanov G.M., Berezhetskii M.S., Borzosekov V.D., Grebenshchikov S.E., Grishina I.A., Kharchev N.K., Kharchevskii A.A., Khol'nov Yu.V., Kolik L.V., Konchekov E.M., Lariouva N.F., Letunov A.A., Logvinenko V.P., Malakhov D.V., Meshcheryakov A.I., Petrov A.E., Sarkysan K.A., Shchepetov S.V., Skvortsova N.N., Stepankhin V.D., Vafin I.Yu., Vasilkov D.G.* // 43rd EPS Confer. Plasma Phys. July 4–8, 2016, Leuven, Belgium, P5.035.
<http://ocs.ciemat.es/EPS2016PAP/pdf/P5.035.pdf>
 15. *Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Борзосексов В.Д., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Гребеничиков С.Е., Гришина И.А., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Малахов Д.В., Мещеряков А.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Харчевский А.А., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 666.
 16. *Vershkov V.A., Sarychev D.V., Notkin G.E., Shelukhin D.A., Buldakov M.A., Dnestrovskij Yu.N., Grashin S.A., Kirneva N.A., Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Melnikov A.V., Neudatchin S.V., Nurgaliev M.R., Pavlov Yu.D., Savrukhin P.V., and T-10 team* // Nuclear Fusion. 2017. V. 57. P. 102017.
 17. *Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Nurgaliev M.R., Nemets A.R., Zemtsov I.A., Dnestrovskiy A.Yu., Grashin S.A., Kislov A.Ya., Myalton T.B., Sarychev D.V., Sergeev D.S., Solovov N.A., Trukhin V.M.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 025019.
 18. *Акулина Д.К., Андрюхина Э.Д., Бережецкий М.С., Гребеничиков С.Е., Воронов Г.С., Сбитникова И.С., Федянин О.И., Хольнов Ю.В., Шпигель И.С.* // Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 1022.
 19. *Akulina D.K., Gladkov G.A., Nechaev Y.I., Fedyanin O.I.* // Plasma Physics Reports. 1997. V. 23. P. 28.
 20. *Сахаров А.С., Акулина Д.К., Гладков Г.А., Терещенко М.А.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 794.
 21. *Андрюхина Э.Д., Федянин О.И.* // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 792.
 22. *Федянин О.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Воронов Г.С., Воронова Е.В., Гладков Г.А., Гребеничиков С.Е., Коврижных Л.М., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Малых Н.И., Мещеряков А.И., Нечаев Ю.И., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Щепетов С.В., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В.* // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 880.
 23. *Суворов Е.В., Федянин О.И., Фрайман А.А., Хольнов Ю.В.* Препринт №277. М.: ФИАН, 1982.
 24. *Терещенко М.А.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2020. № 12. С. 55.
 25. *Смолякова О.Б., Суворов Е.В., Фрайман А.А., Хольнов Ю.В.* // Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 1134.
 26. *Nagasaki K., Watanabe S., Sakamoto K., Isayama A., Okada H., Minami T., Kado S., Kobayashi S., Yamamoto S., Ohshima S., Konoshima S., Mizuuchi T., Nakamura Y., Ishizawa A., Kubo S., Igami H., Weir G., Marushchenko N.* // Fusion Engineering and Design. 2019. V. 144. P. 40.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.04.051>
 27. *Мещеряков А.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Воронов Г.С., Гладков Г.А., Гребеничиков С.Е., Гринчук В.А., Гришина И.А., Колик Л.В., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Петров А.Е., Пиеничников А.А., Рябенко Г.А., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Федянин О.И., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Шарпанов В.М.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 496.
 28. *Сахаров А.С., Терещенко М.А.* // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 584.
 29. *Гребеничиков С.Е., Харчев Н.К., Васильков Д.Г.* // Прикладная физика. 2019. № 2. С. 5.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРАЩЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ОТКРЫТОЙ ВИНТОВОЙ ЛОВУШКЕ СМОЛА

© 2021 г. А. А. Инжеваткина^а*, А. В. Бурдаков^а, И. А. Иванов^а, К. А. Ломов^б,
В. В. Поступаев^а, А. В. Судников^а, В. О. Устюжанин^б

^а Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

^б Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

*e-mail: anna.inzhevatkina@gmail.com

Поступила в редакцию 24.02.2021 г.

После доработки 31.03.2021 г.

Принята к публикации 06.04.2021 г.

На открытой ловушке СМОЛА в ИЯФ СО РАН ведутся исследования физики подавления продольных потерь плазмы из системы, в которой вращающаяся плазма удерживается в магнитном поле с геликоидальной симметрией. В такой концепции одним из основополагающих моментов является возможность управления скоростью вращения плазмы. Приведено описание применявшихся спектроскопической и магнитной диагностик, которые позволили регистрировать параметры вращения плазмы в экспериментах. Измеренная угловая скорость вращения плазмы составляла $(0.5-1) \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ в различных режимах работы установки. Обсуждаются зависимости скорости углового вращения от различных параметров эксперимента.

Ключевые слова: магнитное удержание, открытая ловушка, винтовое удержание, доплеровская спектроскопия, вращения плазмы, магнитные зонды

DOI: 10.31857/S0367292121080059

1. ВВЕДЕНИЕ

Достижения физики открытых ловушек последнего времени и, в частности, результаты работ на установках ГОЛ-3 [1] и ГДЛ [2, 3] позволяют ставить более амбициозные цели по созданию открытых ловушек реакторного класса [4]. Найдены способы решения проблем, связанных с продольной электронной теплопроводностью и кинетическими неустойчивостями плазмы [5, 6]. Современная концепция подобных ловушек [1, 7] предполагает модульную структуру, в которой различные модули будут приносить в систему дополнительные преимущества различных предлагаемых идей и технологий, известных в физике открытых ловушек.

Одними из таких функциональных модулей, рассматриваемых в настоящее время, являются секции с многопробочным магнитным полем, которые должны уменьшать продольные потери частиц и энергии из центральной ловушки газодинамического типа. Привлекательным представляется динамическое многопробочное удержание, т.е. использование концевых многопробочных секций с магнитными пробками, движущимися навстречу плазменному потоку со скоростью, сравнимой с тепловой скоростью ионов. Такая идея обсуждалась [8, 9], однако она

имеет очевидные технические трудности при рассмотрении систем с предельно достижимым в сверхпроводящих катушках магнитным полем и плазмой реакторного класса. В работе [10] было предложено обеспечивать условие динамического многопробочного удержания за счет придания плазме вращения вокруг магнитной оси в стационарном магнитном поле с винтовой симметрией. Физически аналог такой системы – винт Архимеда, а важное свойство предложенной схемы является то обстоятельство, что при правильном выборе параметров эксперимента неоклассические эффекты будут приводить к дрейфу частиц на ось, т.е. к пинчеванию плазмы [11].

Экспериментальное исследование винтового удержания ведется в ИЯФ СО РАН на установке СМОЛА (рис. 1, 2). Установка включает в себя источник плазмы, входной расширитель, транспортную секцию с 12 периодами винтового магнитного поля и выходной расширитель. Плазма в источнике формируется за счет ионизации нейтрального газа электронами, эмитированными из накаливаемого LaV_6 катода. Подробное описание источника приведено в [12]. Во входном расширителе установки между источником плазмы и транспортной секцией сформирована область с пониженным магнитным полем. Прямая и вин-

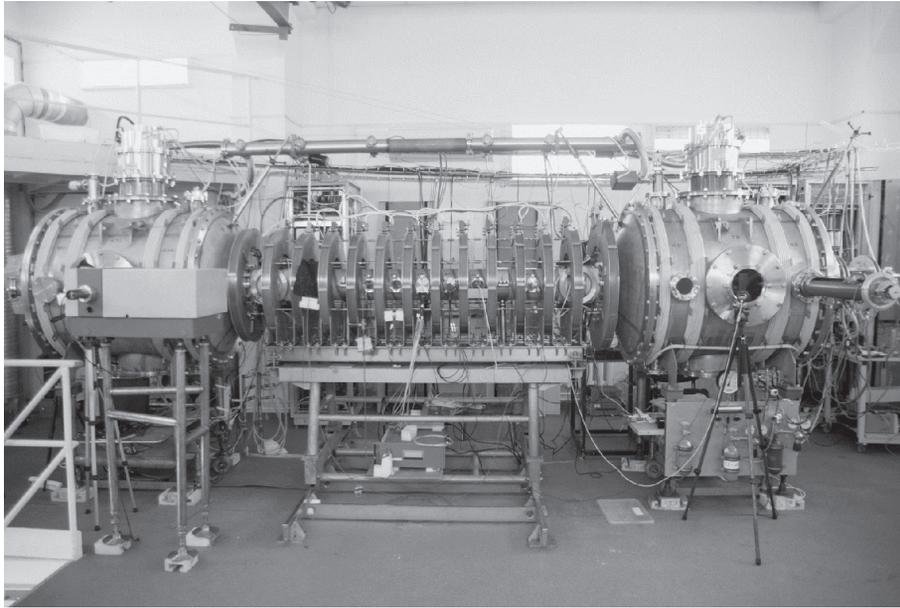


Рис. 1. Фотография установки СМОЛА.

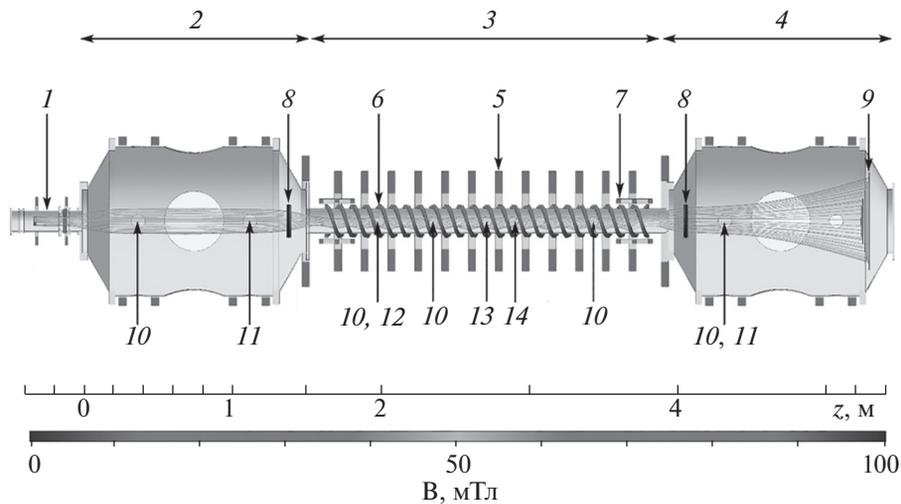


Рис. 2. Схема установки СМОЛА с используемыми диагностиками: 1 – источник плазмы, 2 – входной расширитель, 3 – транспортная секция, 4 – выходной расширитель, 5 – прямой соленоид, 6 – винтовая обмотка, 7 – катушки коррекции, 8 – лимитер, 9 – приемник плазмы, 10 – двойной зонд, 11 – доплеровский спектрометр, 12 – УФ-фотодиод, 13 – магнитный зонд, 14 – зонд Маха.

товыми компонентами магнитного поля в транспортной секции создаются независимо. В выходном расширителе установлен приемник плазмы, состоящий из пяти концентрических пластин; потенциал на пластины плазмодиагностики подается независимо. Разность потенциалов между центральной и периферийной пластинами плазмодиагностики составляет 200–300 В. Установленные лимитеры на входе и выходе винтовой секции обеспечивают ограничение плазменной струи от

стенки камеры. Входной лимитер находится под потенциалом около 0 В, выходной – под потенциалом от –100 до –50 В. Далее в тексте в качестве начала отсчета продольной координаты z принимается выходная апертура источника плазмы.

Основные параметры представлены в табл. 1, подробное описание установки представлено в работах [13, 14].

Плазма вращается в скрещенных радиальном электрическом и винтовом магнитных полях.

Таблица 1. Основные параметры установки СМОЛА: n_i – плотность плазмы, T_e – электронная температура, r – радиус плазмы, t – длительность разряда, B_z – магнитное поле, E_r – радиальное электрическое поле

$n_i, 10^{19} \text{ м}^{-3}$	0.1–1
$T_e, \text{ эВ}$	5–30
$r, \text{ см}$	5–10
$t, \text{ с}$	0.15–1.5
$B_z, \text{ мТл}$	30–150
$E_r, \text{ В/см}$	10–35

Вращение плазмы создается радиальным электрическим полем плазменной пушки и потенциалом секционированного торцевого плазмодриемника. Электрическое поле пушки соответствует отрицательному заряду на оси плазмы. Во вращающейся системе отсчета плазмы продольная скорость магнитных пробок равна

$$V_z \approx c \frac{hE_r}{2\pi r B_z} \sim 10^7 \text{ см/с},$$

где $h = 18 \text{ см}$ – шаг винта, $r = 5\text{--}10 \text{ см}$ – радиус плазмы, $E_r(r)$ – радиальное электрическое поле, B_z – магнитное поле.

Для модели твердотельного вращения отношение E_r/r постоянно. Магнитные пробки движутся в системе отсчета плазмы противоположно потоку плазмы. В этом случае ожидается два значительных эффекта: подавление потока на периферии плазмы с более высоким пробочным отношением вдоль линии поля и радиальное пинчевание плазмы.

Конфигурация магнитного поля, используемая в данной серии экспериментов, представлена на рис. 3 при ведущем магнитном поле в транспортной секции 100 мТл. Здесь и далее магнитная конфигурация будет характеризоваться величиной магнитного поля в транспортной секции. При увеличении магнитного поля конфигурация остается прежней, поля поднимаются синхронно

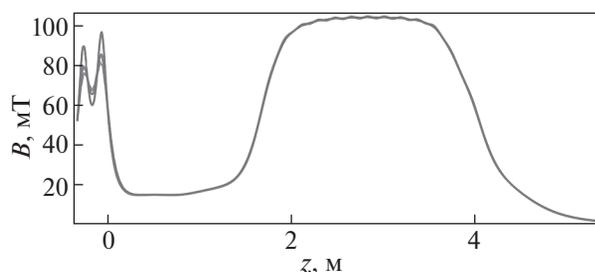


Рис. 3. Конфигурация магнитного поля в описанных экспериментах при ведущем магнитном поле в транспортной секции 100 мТл.

по всей длине установки: в источнике плазмы, расширителях и транспортной секции (рис. 1).

В работе [15] показано, что при винтовой гофрировке продольный поток вращающейся плазмы снижается. Повышение скорости вращения приводит к более выраженному подавлению продольного потока частиц, что было продемонстрировано в работе [16]. По этой причине поиск параметров плазмы, отвечающих повышению скорости вращения, является важным для исследования винтового удержания. Ранее в нестационарном режиме работы источника плазмы угловая скорость вращения была $\omega = (6\text{--}8) \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ [17]. Переход к стационарному режиму работы источника плазмы привел к понижению угловой скорости вращения до $\omega = (3\text{--}5) \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ [16]. Повышение газовой эффективности источника плазмы, описанного в [12], позволило увеличить электростатический потенциал, вносимый в плазму, что привело к росту угловой скорости $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ вращения плазмы. Газовая эффективность рассчитывается из соотношения полного расхода газа плазменной пушкой и потока неионизованного газа в установку и находится на уровне 95–97%.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию зависимостей скорости данного вращения от параметров разряда при увеличенной газовой эффективности источника. В разделе 2 приведено описание диагностических систем, использованных для определения скорости вращения. Раздел 3 посвящен калибровке спектральной системы для измерения пространственного распределения скорости плазмы. Основные экспериментальные результаты приведены в разделе 4. В разделе 5 приведено обсуждение результатов и заключение.

2. ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Известно, что использование прецизионной спектроскопии позволяет определить наличие примесей в плазме, скорость движения (доплеровский сдвиг), ионную температуру (доплеровское уширение), концентрацию и температуру электронов (интенсивность излучения), а также магнитные (эффект Зеемана) и электрические (эффект Штарка) поля. Для параметров плазмы в установке СМОЛА доплеровский сдвиг спектральной линии излучения H_α оценивается как $\Delta\lambda \approx 0.1 \text{ нм}$; доплеровское уширение как $\Delta\lambda \approx 0.02 \text{ нм}$, уширение за счет эффектов Зеемана и Штарка составляет $\Delta\lambda \sim 10^{-5} \text{ нм}$ и $\Delta\lambda \sim 10^{-4} \text{ нм}$ соответственно.

Регистрируемая линия излучения H_α отвечает переходу нейтрального атома водорода из состояния $3p$ в состояние $2s$. Время жизни возбужденно-

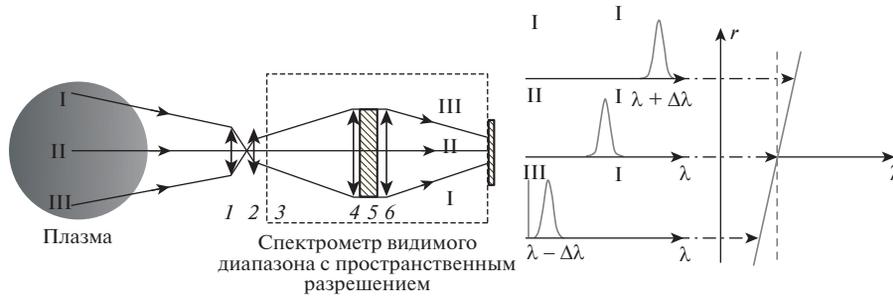


Рис. 4. Схема измерения скорости вращения по доплеровскому сдвигу: 1 — объектив, 2 — длиннофокусная толстая линза ($f = 150$ мм); монохроматор: 3 — входная щель, 4, 6 — параболлические зеркала, 5 — дифракционная решетка, 7 — высокоскоростная ПЗС-камера.

го состояния $3p$ атома водорода составляет $\tau \approx 5 \times 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ [18]. В плазменной струе существует две фракции атомов: франк—кондоновские атомы с энергией 1–2 эВ, образованные в результате диссоциации молекул водорода, и возбужденные нейтральные атомы, возникшие в процессе рекомбинации, с энергией около 5 эВ. В результате, при достаточно большой линейной скорости на периферии плазмы, должны наблюдаться как смещенная вследствие вращения плазмы линия излучения возбужденного нейтрального водорода, так и несмещенная линия излучения франк—кондоновских атомов. Среднее расстояние, пройденное атомом до излучения фотона, составляет $L \approx 5 \times 10^{-3} \text{ см}$, что пренебрежимо мало по сравнению с радиусом плазмы $r \sim 5 \text{ см}$. Таким образом, локальная средняя скорость возбужденных нейтральных атомов соответствует локальной средней скорости ионов плазмы в данной точке.

Измерение скорости плазмы путем определения доплеровского сдвига спектральной линии излучения H_{α} осуществляется с помощью пространственно разрешающих спектрометров на базе монохроматоров МДР-12 и МДР-23, построенных по схеме, аналогичной [19]. Принципиальная схема спектральных приборов приведена на

рис. 4, основные характеристики представлены в табл. 2.

Точка в плоскости ПЗС-матрицы на цифровой камере проецируется в плазме в плоскость, параллельную магнитному полю [19]. Характерный размер изменения параметров плазмы сопоставим, по меньшей мере, с длиной одной ячейки многопробочного поля; тем самым, параметры плазмы в указанной области можно считать неизменными. Изображение плазмы в свечении спектральной линии фокусируется перед входной щелью спектрального прибора, затем разлагается в спектр дифракционной решеткой и регистрируется ПЗС-камерой как двумерное изображение: по одной координате — длина волны λ , по другой — радиус хорды наблюдения x . Далее в статье учитываем, что при твердотельном вращении координата радиуса хорды наблюдения x совпадает с радиусом плазмы r .

Использовалась входная щель спектрометра в виде серпа для улучшения разрешающей способности спектрометра путем уменьшения дисторсии и подавления, насколько это возможно, астигматизма прибора.

Спектр регистрировался ПЗС-камерами SDU-285 с высокочувствительной матрицей SONY ICX285AL со следующими параметрами: размер

Таблица 2. Основные параметры спектрометров

Параметры	МДР-12	МДР-23
Расстояние до центра плазмы, см	70	100
Фокусное расстояние объектива, мм	25	35
Обратная линейная дисперсия, нм/мм	2.4	1.2
Пространственное разрешение, мм	1.4	1.6
Масштаб изображения, пх/см	88	94
Фокусное расстояние линзы, мм	50	50
Входная щель	Серповидная	Прямая
FWHM, нм	0.072	0.043

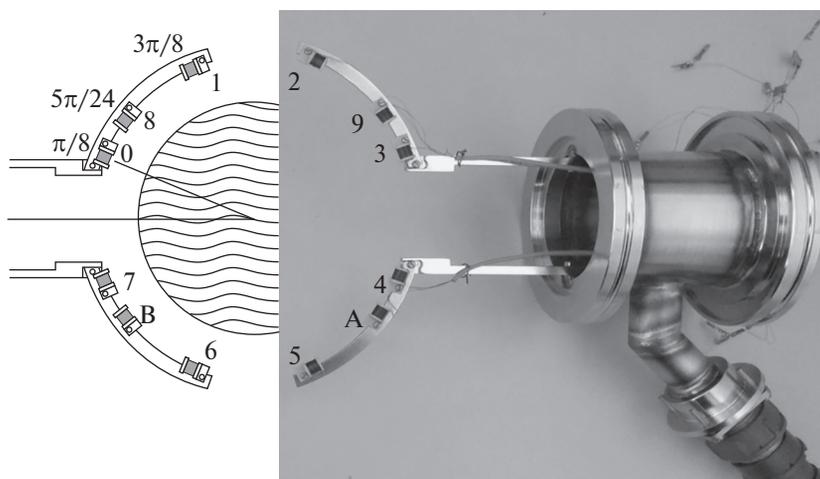


Рис. 5. Схема и фотография многоканальной диагностики азимутальных магнитных возмущений: 0–9, А, В – магнитные зонды.

пикселя (мкм) 6.45×6.45 , формат кадра 1392×1032 , размер матрицы 8.77×6.6 мм. Максимальная частота съемки в эксперименте составляет 1 кадр/20 мс.

Пространственное распределение доплеровского сдвига линии H_{α} находится как отклонение спектральной линии, полученной в эксперименте, от калибровочной линии. Описание калибровки системы приведено в разд. 3.

Наряду с оптической диагностической системой, для определения скорости вращения плазмы применялась диагностика локальных возмущений азимутального магнитного поля. В центральной секции установки $z = 2.76$ м расположена многоканальная магнитная диагностика, состоящая из 12 абсолютно калиброванных азимутальных зондов (катушки длиной 5 мм и диаметром 5 мм, эффективная площадь $S_{\text{эф}} \approx 25 \text{ см}^2$), распределенных по азимутальной координате вокруг плазменного шнура и отстоящих на $r = 7$ см от оси установки (рис. 5). Регистрация сигналов осуществлялась АЦП ADC1250 (частота дискретизации до 50 МГц, разрядность 12 бит) [20], внутреннее сопротивление которого согласовано с волновым сопротивлением кабеля. Собственная резонансная частота измерительного канала составляет более 10 МГц. Параметры измерительного тракта позволяют детектировать на частоте порядка 100 кГц возмущения магнитного поля от 0.1 мкТл. Интегрирование сигнала для нахождения магнитного поля выполняется при его последующей цифровой обработке методом трапеций. Характерный вид сигнала показан на рис. 6.

По данным многоканальной магнитной диагностики восстанавливается форма сечения продольного тока в плазменном шнуре в предположении малости возмущений относительно акси-

ально симметричного распределения плотности тока (рис. 7). Возмущение формы сечения тока представляется в виде разложения в ряд Фурье по азимутальному углу. Азимутальные моды возмущения определяются как соответствующие члены пространственного Фурье-разложения, где нулевой модой отвечают флуктуации полного продольного тока, первой модой – смещение центра тока, более высоким – нарушение азимутальной симметрии плотности тока с различными волновыми числами.

В частности, первая мода разложения может быть ассоциирована со смещением тока от центральной оси установки. Вращению токовых возмущений с постоянной угловой скоростью отвечает линейный рост фазы возмущения со временем. Вращение плазмы приводит к вращению в замороженных возмущений плотности тока, но не является единственной возможной причиной изменения фазы магнитных возмущений. Тем самым, скорость вращения плазмы не может быть

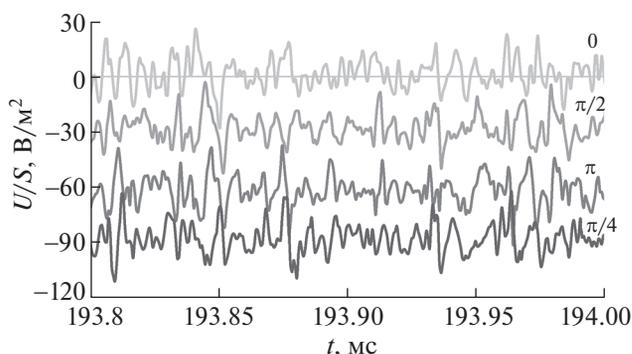


Рис. 6. Пример сигналов многоканальной диагностики азимутальных магнитных возмущений.

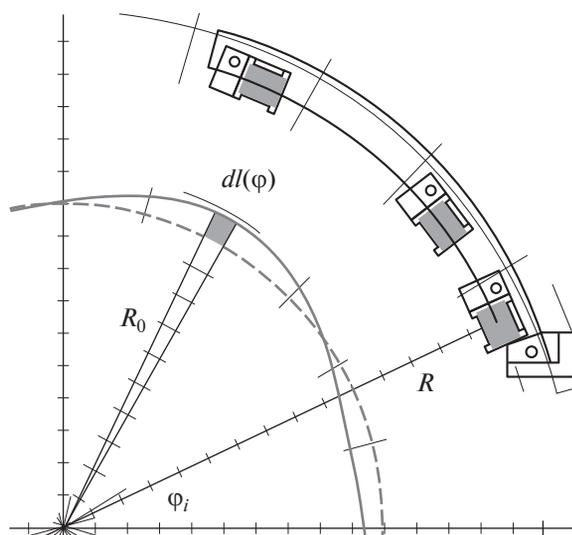


Рис. 7. Возмущение формы граничной поверхности сечения тока.

однозначным образом выделена из фазовой скорости вращения магнитных возмущений без использования других диагностик. Сравнение результатов синхронных измерений линейной скорости движения плазмы и скорости вращения магнитных возмущений в различных областях установки позволяет сделать вывод о наличии либо отсутствии продольной неоднородности угловой скорости вращения плазмы.

Для вычисления скорости вращения первой моды использовались восемь зондов, равномерно распределенных по азимутальной координате. Сигналы проинтегрированы и пропущены через цифровой фильтр Баттерворта с полосой пропускания 0.5–780 кГц, после чего выполнен расчет амплитуд и фаз азимутальных мод возмущения до третьей включительно. Для минимизации вычислительных ошибок использовались 8 зондов, измеряемых одним модулем АЦП.

3. КАЛИБРОВКА СПЕКТРАЛЬНОГО ПРИБОРА

Калибровка спектрометров с пространственным разрешением проводилась по линиям излучения D_{α} (656.106 нм) и H_{α} (656.278 нм) эталонной дейтериевой лампы ДДС-30 (рис. 8).

Полученные спектры позволили определить линейную дисперсию и ширину аппаратной функции спектрометра по всей ширине видимой области пространства, а также положение и форму несмещенной спектральной линии H_{α} .

Пространственное разрешение было найдено по изображению спектра ртутной лампы, закрытой маской с резкой границей. Ширина функции



Рис. 8. Калибровочный спектр эталонной дейтериевой лампы ДДС-30, полученный спектрометром с пространственным разрешением.

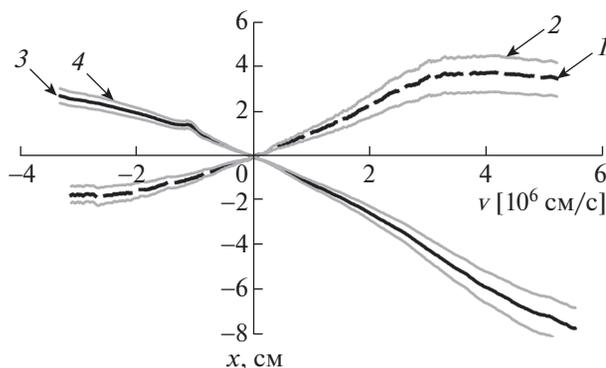


Рис. 9. Распределения проекций скорости плазмы на хорду наблюдения: 1 – в выходном и 3 – во входном расширителях, 2, 4 – доверительный интервал.

рассеяния точки составила 1.4 и 1.6 мм для спектрометров на базе МДР-12 и МДР-23 соответственно, что существенно меньше характерных размеров изменения параметров плазмы. В табл. 2 указаны основные параметры спектрометров, работающих на установке СМОЛА.

Для проверки правильности работы диагностической системы два спектрометра были установлены в координатах $z = 1.15$ и 4.34 м с противоположных сторон относительно плазменного шнура (рис. 1, 2). Оба спектрометра одновременно регистрировали вращение плазмы, при этом доплеровский сдвиг спектральной линии в каждой точке поля зрения имел противоположный знак для каждого из спектрометров. При достаточно высокой повторяемости экспериментальных условий и полученных скоростей погрешность определяется аппаратной ошибкой. На рис. 9 показаны распределения проекций скорости плазмы на хорду наблюдения, полученные двумя приборами, расположенными на разных координатах. Данный факт подтверждает корректность измерения пространственного распределения доплеровского сдвига и процедур восстановления распределения скорости на его основе.

Экспериментальная зависимость линейной скорости от пространственной координаты аппроксимируется прямой с точностью 5–10%, тем

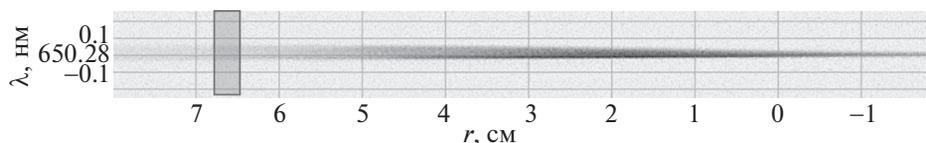


Рис. 10. Изображение смещенной и несмещенной спектральных линий излучения H_{α} .

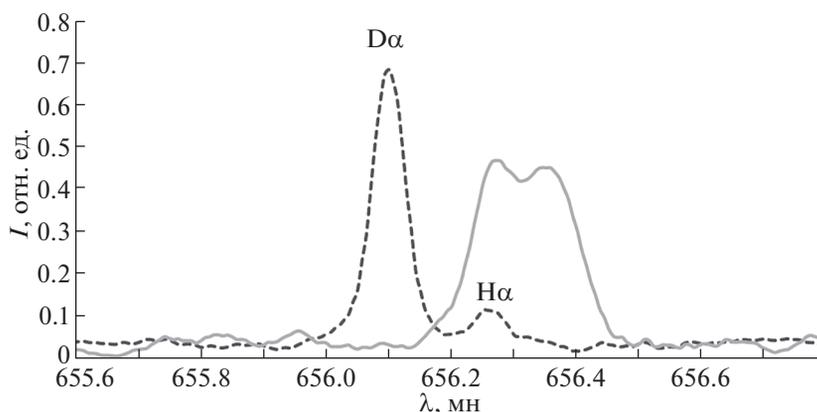


Рис. 11. Штриховая линия — калибровочный спектр излучения дейтериевой лампы, сплошная линия — спектр излучения линии H_{α} , полученный в эксперименте и усредненный по радиусам хорд наблюдения в диапазоне от 6.5 до 7 см.

самым вращение может быть представлено как твердотельное. Отметим, что спектр регистрируется вдоль хорд наблюдения, что затрудняет интерпретацию результатов в зависимости от радиуса плазмы. Но в случае наблюдаемого твердотельного вращения, хордовое распределение излучения сопоставимо с радиальным. В выходном расширителе на периферии плазмы линейная скорость выходит на плато, поэтому в качестве результатов будет приведена максимальная угловая скорость вращения.

Спектральное разрешение спектрометра на основе МДР-23 позволило наблюдать на краю плазменного шнура в области с линейной скоростью $V_{\phi} \approx 4 \times 10^6$ см/с как несмещенную, так и смещенную линии излучения H_{α} , интенсивности которых примерно одинаковы (рис. 10).

На рис. 11 представлены спектры излучения дейтериевой лампы и плазмы в установке СМОЛА, проинтегрированные по координате внутри области, выделенной на рис. 10. Наложение двух спектров демонстрирует, что один из пиков экспериментальной линии действительно отвечает несмещенной калибровочной линии H_{α} .

Отличие смещенной и несмещенной линий излучения превышает ширину аппаратной функции. В спектре свечения плазмы видна характерная особенность этой линии: на данном радиусе наблюдения явно разделяются свечение нейтрального газа на несмещенной длине волны и

смещенное свечение возбужденных атомов, возникших из ионов вращающейся плазмы. Величина доплеровского уширения линии одинакова в пределах аппаратной погрешности на всех радиусах хорды и соответствует температуре ионов $T_i \approx 4$ эВ.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В описываемых экспериментах по данным спектральной диагностики скорость вращения составляет $\omega = (0.9-1.1) \times 10^6$ с⁻¹ и $\omega = (0.6-0.8) \times 10^6$ с⁻¹ во входном и выходном расширителях соответственно (рис. 12). Угловая скорость вращения остается постоянной в течение всей стационарной фазы разряда. Скорость вращения первой моды магнитных возмущений в транспортной секции близка к скорости вращения плазмы в выходном расширителе, что делает возможным также ассоциировать их с вращением плазмы.

Постоянство скорости вращения позволяет повышать соотношение сигнал/шум и точность обработки изображений спектральных линий, увеличивая выдержку при измерении спектров либо усредняя значение скорости вращения плазмы по нескольким снимкам, полученным за один разряд.

В экспериментах [14, 15] были выявлены основные регулируемые параметры системы, управление которыми может обеспечить измене-

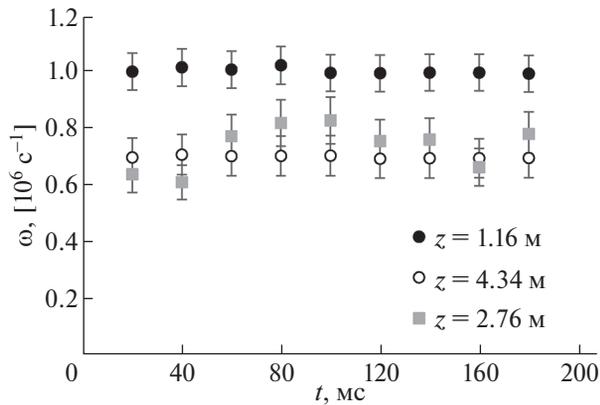


Рис. 12. Зависимость угловой скорости вращения плазмы от времени.

ние скорости вращения. Предположительно, такими параметрами являются плотность плазмы, вносимый в плазму потенциал, конфигурация и величина магнитного поля. Модернизация источника плазмы [12] позволила повысить эти параметры, что обеспечило возможность увеличения угловой скорости вращения. Основной задачей экспериментов было управление скоростью вращения и достижение максимальных значений линейной скорости на периферии плазмы.

Внешнее управление подаваемыми на плазму потенциалами на установке СМОЛА может осуществляться не только подачей потенциалов на секции плазмоприемника, но и напряжением между анодом и катодом плазменной пушки. Данная величина варьировалась в диапазоне от 200 до 300 В (рис. 13). Изменение напряжения приводит также к изменению тока плазмы в диапазоне от 125 до 235 А и пропорциональному увеличению плотности плазмы [12]. Во входном расширителе угловая скорость вращения остается постоянной, в то время как на выходе установки скорость падает при уменьшении поданного на-

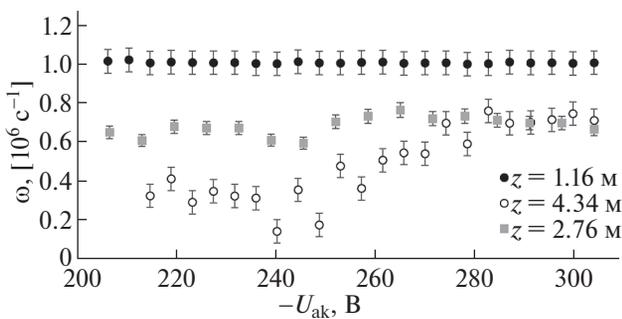


Рис. 13. Зависимость угловой скорости вращения плазмы от напряжения, поданного между катодом и анодом источника плазмы.

пряжения. Угловая скорость вращения в транспортной секции находится между скоростями на входе и на выходе установки, посчитанным по спектроскопии. Это является признаком того, что фазовая скорость магнитных возмущений определяется в основном вращением плазмы, а остальные добавки дают небольшой вклад в фазовую скорость первой моды магнитных возмущений.

Наиболее выраженные изменения угловой скорости вращения были получены при варьировании плотности плазмы. Плотность регулировалась изменением потока нейтрального водорода, подаваемого в разрядную область источника плазмы (рис. 14), который составлял $F = (6-42) \times 10^{19}$ атом/с [12]. Нижняя граница данного диапазона соответствует плотности плазмы $n \approx 0.8 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, верхняя граница – плотности $n \approx 4 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ в координате $z = 0.4 \text{ м}$.

Экспериментально получены разные зависимости скорости вращения плазмы от напускаемого газа в плазменную пушку во входном и выходном расширителях. Угловая скорость вращения на входе медленно увеличивается в диапазоне $\omega = (0.8-1) \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, в то время как на выходе мы можем наблюдать более быстрый рост от $\omega = 0$ до $\omega = 0.8 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, после чего угловая скорость выходит на плато. При $F \approx 27 \times 10^{19}$ атом/с достигается предел по скорости вращения как во входном, так и в выходном расширителях, поэтому данная величина потока была принята в качестве нижней границы оптимального диапазона по вращению плазмы. Скорость вращения магнитных возмущений в транспортной секции установки изменяется слабо и является промежуточной между скоростями вращения, определенными с помощью спектроскопии. Этот факт – косвенный признак существования вращения плазмы на всей длине установки и малого вклада процес-

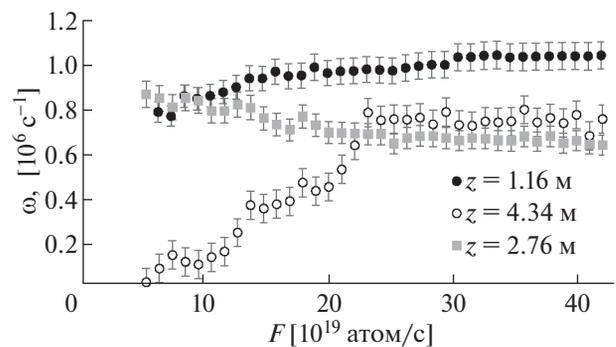


Рис. 14. Зависимость угловой скорости вращения плазмы от потока напускаемого газа в разрядный промежуток источника плазмы.

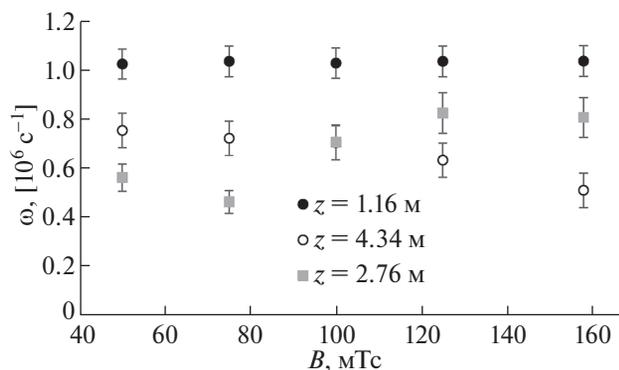


Рис. 15. Зависимость угловой скорости вращения плазмы от величины ведущего магнитного поля.

сов, не связанных с вращением, в фазовую скорость магнитных возмущений.

Была проведена серия экспериментов, направленная на получение зависимости скорости вращения плазмы от амплитуды магнитного поля (рис. 15). Во входном расширителе по-прежнему наблюдаем одинаковую скорость вращения на уровне $\omega \approx 10^6 \text{ c}^{-1}$ вне зависимости от величины ведущего магнитного поля. В выходной части установки регистрируется снижение скорости с $\omega \approx 0.8 \times 10^6 \text{ c}^{-1}$ до $\omega \approx 0.5 \times 10^6 \text{ c}^{-1}$ при увеличении магнитного поля от 50 до 155 мТл.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продемонстрировано, что измеренная угловая скорость вращения плазмы, зарегистрированная как спектрометрами с высоким пространственным разрешением, так и магнитной диагностикой, находится в диапазоне $(0.5-1) \times 10^6 \text{ c}^{-1}$. Одновременное наблюдение красного и синего смещения на спектрометрах, установленных с противоположных сторон относительно плазменного шнура доказывает как корректность работы такой диагностической системы, так и корректность интерпретации наблюдаемого спектрального смещения. Высокое спектральное разрешение позволяет определить смещение спектральной линии $\Delta\lambda \approx 0.015 \text{ нм}$, что соответствует скорости $V \approx 3 \times 10^5 \text{ см/с}$.

С помощью доплеровской диагностики и диагностики локальных магнитных возмущений измерена скорость вращения плазмы $(0.5-1) \times 10^6 \text{ c}^{-1}$ на разных координатах и при различных режимах работы установки. Указанные величины существенно превосходят скорость вращения $\omega \sim 3 \times 10^5 \text{ c}^{-1}$, наблюдавшуюся в экспериментах до модернизации источника плазмы [17].

Полученные зависимости угловой скорости вращения плазмы от ее параметров демонстрируют то, что в выходном расширителе изменение параметров плазмы имеет большее влияние на скорость вращения, чем вблизи источника плазмы, где угловая скорость остается практически одинаковой. На данном этапе можно сделать вывод, что во входном расширителе мы достигаем угловой скорости вращения $\omega \sim 10^6 \text{ c}^{-1}$, которая является пределом для исследованного диапазона экспериментальных параметров. При данной скорости твердотельного вращения плазмы с радиусом 7 см, максимальная линейная скорость составляет $V \approx 7 \times 10^6 \text{ см/с}$. Электронная температура и плотность плазмы определялись по ВАХ зонда, установленного в координате $z = 0.4 \text{ м}$ [12]. При типичных параметрах плазмы во входном расширителе $T_e \sim 30 \text{ эВ}$, $T_i \sim 4 \text{ эВ}$, $n_i \sim 2 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ скорость звука можно оценить как

$$C_s = \sqrt{\frac{\gamma Z T_e}{m_i}} \sim 7 \times 10^6 \frac{\text{см}}{\text{с}}$$

Исходя из оценок, предполагается, что ограничением может служить достижение ионно-звуковой скорости на периферии плазмы, вызывающее развитие неустойчивости, увеличение эффективной поперечной проводимости и соответствующее снижение электрического поля в плазме.

Проведение исследований вращения плазмы проводилось при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-72-10080, эксплуатации установки СМОЛА осуществляется при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Burdakov A., Azhannikov A., Astrelin V., Beklemishev A., Burmasov V., Derevyankin G., Ivanenko V., Ivanov I., Ivantsivsky M., Kandaurov I., Konyukhov V., Kotelnikov I., Kovenya V., Kozlinskaya T., Kuklin K., Kuznetsov A., Kuznetsov S., Lotov K., Timofeev I., Makarov A., Mekler K., Nikolaev V., Popov S., Postupaev V., Polosatkin S., Rovenskikh A., Shoshin A., Shvab I., Sinitsky S., Sulyaev Yu., Stepanov V., Trunov Yu., Vyacheslavov L., Zhukov V., Zubairov Ed. // Fusion Sci. Technol. 2007. V. 51. P. 106.
<https://doi.org/10.13182/FST07-A1327>
2. Иванов А.А., Приходько В.В. // УФН. 2017. Т. 187. С. 547.
<https://doi.org/10.3367/UFN.2016.09.037967>
3. Bagryansky P.A., Anikeev A.V., Denisov G.G., Gospodchikov E.D., Ivanov A.A., Lizunov A.A., Kovalenko Yu.V., Malugin V.I., Maximov V.V., Korobeinikova O.A. // Nuclear Fusion. 2015. V. 55. P. 053009.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/5/053009>
4. Bagryansky P.A., Beklemishev A.D., Postupaev V.V. // J. Fusion Energy. 2019. V. 38. P. 162.
<https://doi.org/10.1007/s10894-018-0174-1>

5. Бурдаков А.В., Поступаев В.В. // УФН. 2018. Т. 188. С. 651.
6. Simonen T.C. // J. Fusion Energy. 2016. V. 35. P. 63. <https://doi.org/10.1007/s10894-015-0017-2>
7. Beklemishev A., Anikeev A., Astrelin V., Bagryansky P., Burdakov A., Davydenko V., Gavrilenko D., Ivanov A., Ivanov I., Ivantsivsky M., Kandaurov I., Polosatkin S., Postupaev V., Sinitsky S., Shoshin A., Timofeev I., Tsidulko Yu. // Fusion Sci. Technology. 2013. V. 63. P. 46. <https://doi.org/10.13182/FST13-A16872>
8. Будкер Г.И., Мирнов В.В., Рютов Д.Д. // Будкер Г.И. Собрание трудов. М.: Наука, 1982. С. 113.
9. Be'ery I., Gertsman A., Seeman O. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 115004. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aadd69>
10. Beklemishev A.D. // Fusion Sci. Technol. 2013. V. 63. P. 355.
11. Beklemishev A.D. // AIP Confer. Proc. 2016. V. 1771. P. 040006. <https://doi.org/10.1063/1.4964191>
12. Ivanov I., Ustyuzhanin V., Sudnikov A., Inzhevatkina A. // J. Plasma Phys. 2021. V. 87 P. 845970201. <https://doi.org/10.1017/S0022377821000131>
13. Postupaev V.V., Sudnikov A.V., Beklemishev A.D., Ivanov I.A. // Fusion Engineering Design. 2016. V. 106. P. 29. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2016.03.029>
14. Sudnikov A.V., Beklemishev A.D., Postupaev V.V., Burdakov A.V., Ivanov I.A., Vasilyeva N.G., Kuklin K.N., Sidorov E.N. // Fusion Engineering Design. 2017. V. 122. P. 85. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.09.005>
15. Sudnikov A.V., Beklemishev A.D., Postupaev V.V., Ivanov I.A., Inzhevatkina A.A., Sklyarov V.F., Burdakov A.V., Kuklin K.N., Rovenskikh A.F., Melnikov N.A. // Plasma Fusion Res. 2019. V. 14. P. 2402023. <https://doi.org/10.1585/pfr.14.2402023>
16. Sudnikov A., Beklemishev A., Inzhevatkina A., Ivanov I., Postupaev V., Burdakov A., Glinskiy V., Kuklin K., Rovenskikh A., Ustyuzhanin V. // J. Plasma Phys. 2020. V. 86. P. 905860515. <https://doi.org/10.1017/S0022377820001245>
17. Inzhevatkina A.A., Burdakov A.V., Ivanov I.A., Postupaev V.V., Sudnikov A.V. // Plasma Fusion Res. 2019. V. 14. P. 2402020. <https://doi.org/10.1585/pfr.14.2402020>
18. Eitherton R.C., Beyer L.M., Maddox W.E., Bridwell L.B. // Phys. Rev. A. 1970. V. 2. P. 2177. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.2.2177>
19. Иванов И.А., Бурдаков А.В., Ровенских А.Ф., Сидоров Е.Н. // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 2. С. 100.
20. Гурко В.Ф., Квашинин А.Н., Хильченко А.Д. // Приборы и техника эксперимента. 2003. № 5. С. 32.

**МЕТОДЫ ЛАЗЕРНОЙ ТЕНЕВОЙ ФОТОГРАФИИ
С ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИЕЙ
В ХРОНОГРАФИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ
ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ В ДИОДЕ ГЕНЕРАТОРА РЭП**

© 2021 г. Е. Д. Казаков^{a, b, c, *}, Ю. Г. Калинин^{a, b}, Д. И. Крутиков^a, А. А. Курило^a,
М. Ю. Орлов^a, М. Г. Стрижаков^{a, **}, С. И. Ткаченко^{a, c, d}, А. Ю. Шашков^a

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

^b Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

^c Московский физико-технический институт (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

^d Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: Kazakov_ED@nrcki.ru

**e-mail: Strizhakov_MG@nrcki.ru

Поступила в редакцию 24.12.2020 г.

После доработки 25.03.2021 г.

Принята к публикации 06.04.2021 г.

Описана диагностика динамики плотной импульсной плазмы методом теневого лазерного зондирования на длине волны 540 нм. Длительность лазерного импульса существенно превышала характерные времена процессов в диоде. Регистрация теневых изображений производилась методом электронно-оптической хронографии. Эта диагностика в различных модификациях применялась для регистрации динамики плазмы в диодном промежутке генератора сильнооточного релятивистского электронного пучка, образованной при его взаимодействии с массивным анодом толщиной 10–35 мм. Применение такой диагностики позволило регистрировать перемещение границ плазменных образований с концентрацией $N_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и восстановить одномерную картину движения электродной плазмы.

Ключевые слова: лазерное зондирование плазмы, теневое фотографирование, шлирен-фотографирование, электронно-оптическая регистрация, взаимодействие электронных пучков с веществом

DOI: 10.31857/S0367292121080060

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, используя сфокусированные импульсные сильнооточные релятивистские электронные пучки (РЭП) можно за наносекундные времена вложить в конденсированное вещество энергию с высокой плотностью потока мощности (10^9 – 10^{10} Дж/(см² · с) и более) [1]. Такой способ ввода энергии используется, в частности, в экспериментальных исследованиях в современном материаловедении, в том числе и при создании новых конструкционных материалов на основе полимеров и композитов со сложной структурой. Именно поэтому, несмотря на то что в настоящее время РЭП утратили статус перспективного драйвера для осуществления импульсного УТС, изучение плазменных процессов в диодах сильнооточных генераторов представляет большой интерес [2]. Это объясняется тем, что при выполнении материаловедческих исследований, во-первых, динамика диодной плазмы существенно влияет

на параметры электронного пучка (его длительность, фокусировку и т.д.) и, во-вторых, параметры плазмы, возникающей при воздействии РЭП на анодные мишени, существенно влияют на характеристики последующего вклада энергии и импульса в вещество мишени. Эта задача приобретает еще больший интерес в экспериментах по исследованиям экстремальных состояний вещества в условиях импульсного выделения энергии электронного пучка в тонком поверхностном слое. Дело в том, что возникающие при этом динамические явления в облучаемом образце (формирование ударной волны, механического импульса отдачи и т.д.) во многом зависят от свойств плазменного факела, образующегося на аноде [3]. Следует отметить, что в силу относительно большой длительности процессов, связанных с взаимодействием ударной волны с веществом (до 10 мкс), заметное влияние на их протекание могут иметь параметры диодной плазмы и на отно-

сительно больших временах, в частности, на втором полупериоде тока в диоде генератора РЭП.

Лазерное теневое фотографирование — традиционный метод диагностики динамики плотной импульсной плазмы, широко применяемый в самых различных плазменных экспериментах (см., например, [4]). Одним из его достоинств является возможность оценить плотность плазмы в широком диапазоне ее параметров, используя простые модели, описывающие состояние плазмы. Обычно используются оптические схемы, формирующие то или иное количество кадровых изображений и позволяющие получить информацию о двумерном распределении плотности плазмы в некоторые определенные моменты времени. В частности, применение подобной диагностики для исследования динамики плазмы в диоде сильноточного ускорителя с применением зондирования на длинах волн 5.23, 1.064, 0.532 и 0.266 мкм описано в [5]. Как правило, однако, из-за громоздкости схемы число кадров в таких системах на крупномасштабных установках бывает невелико — 3–5. Это не позволяет в одном выстреле определить подробную пространственно-временную эволюцию диодной плазмы на относительно большом (порядка микросекунды) временном интервале (исключением из этого правила является установка PF-1000 [6], оснащенная 16-кадровой системой оптического зондирования).

В представляемой работе описана диагностика плотной плазмы с помощью лазерного теневого зондирования, исполненного в различных модификациях, с регистрацией теневых изображений методом электронно-оптической хронографии. Приведены примеры применения этой методики для исследования динамики диодной плазмы генератора РЭП “Кальмар” [7].

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ

Эксперименты проводились на сильноточном ускорителе “Кальмар”. Основным элементом ускорителя является двойная формирующая линия с электрической длиной 70 нс, заряжаемая от генератора импульсов напряжения [7]. Ускоритель работал в режиме со следующими характеристическими параметрами: энергия электронов $E = 240\text{--}300$ кэВ, ток пучка электронов $I = 20\text{--}45$ кА, его длительность $\tau \sim 150$ нс, характерные значения поверхностной плотности энергии, вложенной РЭП в приповерхностные слои анода, $Q \sim 240\text{--}1000$ Дж/см².

Схема эксперимента по зондированию диодной плазмы лазерным излучением приведена на рис. 1. Диод (1 — катод, 2 — анод) просвечивался лазерным излучением (4), проходящим через

входное диагностическое окно (5) в вакуумную камеру ускорителя перпендикулярно оси диода. Объектив (8) с фокусным расстоянием $F = 120$ см и с диафрагмой диаметром $D = 3$ см, формирует в масштабе 1 : 1 изображение области диодного промежутка в плоскости, где расположена времяанализирующая щель (9) электронно-оптической камеры (ЭОК) СФЭР-6. Щель шириной 20 мкм и длиной 15 мм расположена параллельно оси диода — оси электронного пучка. На щель проецируется изображение приосевой области диода. Изображение приосевой области диода, полученное через времяанализирующую щель, переносится на фотокатод ЭОК в масштабе 1 : 1.

Для обеспечения необходимого соотношения интенсивностей излучения лазера и собственного свечения плазмы, пришедших на фотокатод, в оптический тракт помещаются или интерференционный фильтр с максимумом пропускания на длине волны излучения лазера 540 нм и с полушириной 10 нм, или фильтры из зеленого стекла. Подробнее об этом смотри ниже.

ЭОК работала в хронографическом режиме (временная развертка направлялась перпендикулярно к времяанализирующей щели — перпендикулярно к плоскости рисунка 1), что позволяло регистрировать эволюцию одномерного теневого изображения плазмы в приосевой области диода. С экрана ЭОК изображение фотографировалось цифровым зеркальным фотоаппаратом; временное разрешение системы при длительности развертки 1 мкс составляло ~ 6 нс.

Такая схема позволяла регистрировать проходящее через плазму лазерное излучение при условии, что угол отклонения зондирующего луча вследствие его рефракции на градиентах электронной концентрации плазмы не превышает значения $\alpha = D/2F = 1.25 \times 10^{-2}$.

В некоторых опытах для наблюдения радиального распространения плазмы перед времяанализирующей щелью ЭОК устанавливалась призма Дове, обеспечивавшая поворот изображения диодного зазора на 90 градусов относительно его оси. В этом случае на времяанализирующей щели строилось изображение пространственной области ускорительного диода, которая соответствует его наблюдению с направления, перпендикулярного направлению центральной оси ускорителя электронов, т.е. в радиальном направлении. Параксиальный характер лазерного луча минимизировал вносимый призмой астигматизм, появление которого возможно при расходящихся (сходящихся) лучах.

Катод диода выполнен из латуни (в отдельных экспериментах из нержавеющей стали) в форме усеченного конуса с конической полостью в меньшем основании (“рыбий рот” [7]); диаметр кромки варьировался в пределах 6–7 мм. Чаше

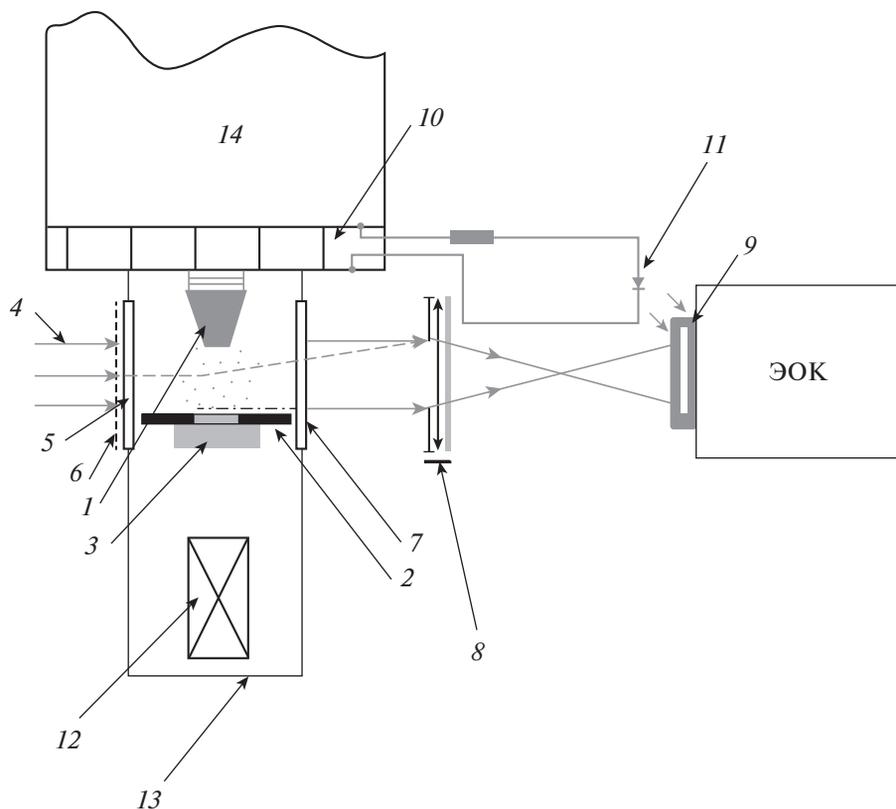


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – катод; 2 – анодная пластина с отверстием; 3 – мишень; 4 – лазерное излучение, 5 – входное окно; 6 – сетка, устанавливавшаяся в некоторых экспериментах; 7 – выходное окно; 8 – объектив с диафрагмой и светофильтром, 9 – времяанализирующая щель; 10 – низкоиндуктивный шунт; 11 – светодиод; 12 – камера обскуры; 13 – вакуумная камера; 14 – водяной объем установки “Кальмар”.

всего использовались анодные мишени, изготовленные из эпоксидной смолы; в некоторых экспериментах применялись и другие материалы (подробнее геометрия диода приведена далее).

Ток через высоковольтный диод регистрировался с помощью фольгового шунта с малой индуктивностью (10). Напряжение на диоде, т.е. фактически энергия электронов в пучке, определялось по показаниям емкостного делителя, расположенного на выходе формирующей линии генератора, из которого вычиталась индуктивная составляющая, формирующаяся за счет падения напряжения на индуктивности выходного узла генератора [8]. Далее везде на осциллограммах приведены временные зависимости напряжения на диоде, полученные уже после вычитания из сигналов с делителя индуктивной составляющей.

Используя данные электротехнических измерений, вычислялась энергия, выделившаяся на поверхности мишени (анода); при определении поверхностной плотности энергии использовались интегральные по времени рентгеновские изображения области взаимодействия РЭП с анодом, зарегистрированные камерой-обкурой (12) с расширенным динамическим диапазоном [8].

Параметры электронного пучка и величина плотности энергии на поверхности мишени варьировалась за счет изменения межэлектродного расстояния и размеров катода.

Запуск ЭОК осуществлялся сигналом от петли, регистрирующей магнитный поток тока зарядки формирующей линии генератора “Кальмар”, сигнал с которой через регулируемую линию задержки подавался на вход СФЭР-6. Для контроля синхронизации полученной оптической развертки с током генератора, на периферийной части входной щели устанавливался питаемый сигналом с токового шунта быстрый светодиод (11) (BL-BB43V1, $\lambda = 455$ нм), световой импульс которого обеспечивал реперное изображение на хронограмме, таким образом, что в течение положительного полупериода тока свечения диода отображалось светящимися линиями вдоль верхней границы хронограммы.

В ряде экспериментов, для лучшей визуализации градиентов концентрации электронов в плазме диода (1–2) использовалась схема шлирен-фотографирования; соответственно оптическая схема регистрации лазерного излучения (3) несколько изменялась (рис. 2). Для этого, перпен-

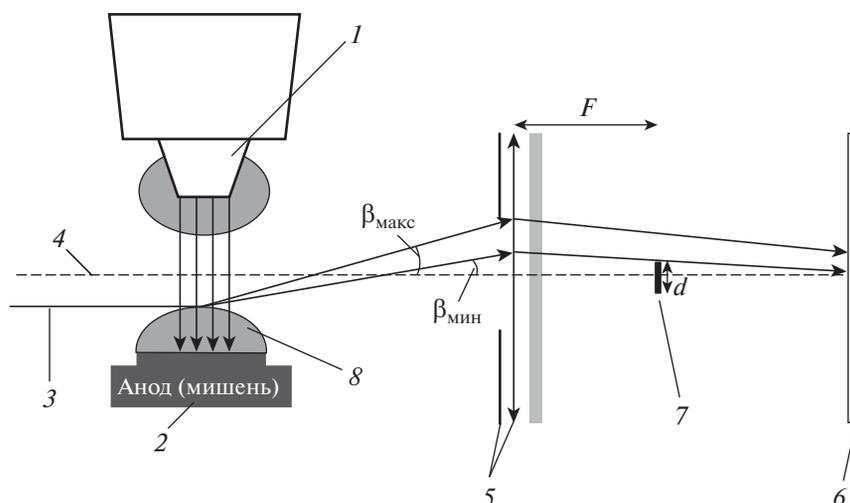


Рис. 2. Схема шлирен-фотографирования: 1 – катод; 2 – анод; 3 – лазерное излучение, 4 – оптическая ось системы; 5 – объектив с диафрагмой и светофильтром, 6 – времяанализирующая щель; 7 – непрозрачная маска; 8 – плазма.

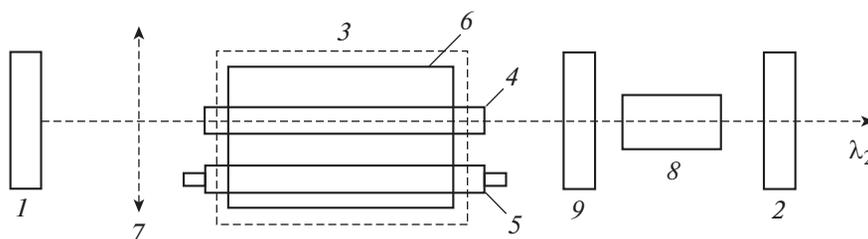


Рис. 3. Оптическая схема: 1 – глухое зеркало для излучения с $\lambda_1 = 1079$ нм, 2 – глухое зеркало для излучения с $\lambda_1 = 1079$ нм и частично прозрачное для излучения с $\lambda_2 = 540$ нм, 3 – квантрон (лазерная головка), 4 – активный элемент из ортоалюмината иттрия с неодимом ($\varnothing 6.3 \times 100$ мм), 5 – импульсная лампа накачки ИНП –2 –5/60 с кварцевым баллоном с ионами Ce^{3+} , 6 – моноблок с серебряным покрытием, 7 – положительная линза, 8 – нелинейный элемент из КТР ($8 \times 8 \times 20$ мм³) x-вого среза, 9 – возвратное зеркало, прозрачное для излучения с λ_1 и глухое для излучения с λ_2 .

дикулярно оси оптической системы (4) в фокусе объектива (5), устанавливалась непрозрачная маска (7) диаметром $d = 0.3$ см. В этом случае, проходящее через диод лазерное излучение попадало на щель ЭОК (6) только при отклонении луча лазера на угол β , для величины которого выполнялись условия $d/2F = 1.25 \times 10^{-3} \leq \beta \leq D/2F = 1.25 \times 10^{-2}$ (см. рис. 1 и 2).

В качестве источника зондирующего излучения использовался импульсный лазер на ортоалюминате иттрия с неодимом ($\lambda_1 = 1079$ нм), изготовленный в НТЦ УП РАН. Лазер работал в режиме свободной генерации с внутррезонаторным преобразованием излучения λ_1 во вторую гармонику ($\lambda_2 = 540$ нм). Оптическая схема лазера представлена на рис. 3. Выходные параметры импульсов излучения (540 нм) обеспечивались

при запуске блока питания импульсной лампы импульсом внешнего запуска (300 В, 4 мкс). На рис. 4 показан временной график импульса генерации лазера; видно, что он достаточно “гладкий” по времени. Энергия импульса составляла 90 мДж, длительность по основанию ≈ 300 мкс, расходимость пучка не более 7 мрад; запуск ускорителя “Кальмар” производился через 80–90 мкс после начала генерации лазерного импульса.

На рис. 5 представлена хронограмма лазерного теневого изображения диодной плазмы, полученная с использованием интерференционного фильтра в приемном тракте.

На хронограмме отчетливо видно, что после 280 нс после начала генерации РЭП весь диодный промежуток становится непрозрачным для зондирующего лазерного излучения. Более подроб-

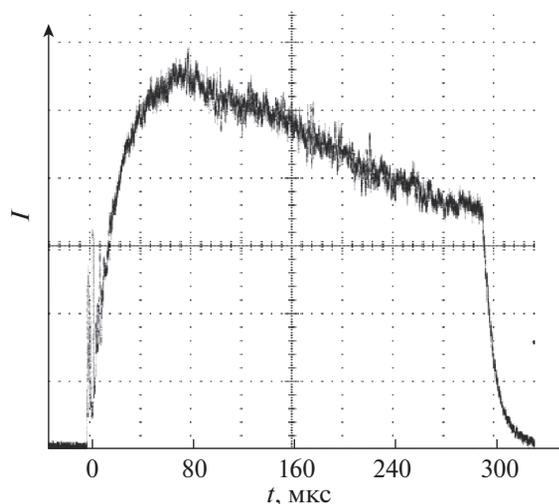


Рис. 4. Временной ход интенсивности излучения второй гармоники зондирующего лазера. По оси ординат — относительные единицы, масштаб линейный.

ное обсуждение этой хронограммы будет представлено ниже.

Как уже упоминалось выше, в ряде экспериментов необходимое соотношение между интенсивностями лазерного излучения и собственного свечения плазмы при регистрации достигалось при использовании в оптическом тракте зеленых фильтров ЗС-2 и ЗС-11. Следует также отметить, что из-за специфической пространственной структуры лазерного излучения на оригинальном изображении его легко отличить от изображения плазмы в собственном свечении. На рис. 6 приведена хронограмма, на которой выделены две области. В области (а) четко видно только лазерное излучение, и никакого другого излучения пока нет, т.к. к этому моменту времени установка еще не была запущена. Отчетливо видна некоторая горизонтальная структура, которая соответствует пространственной модуляции поля лазерного излучения. В области (б) выделена часть хронограммы, на которой такой модуляции уже нет; по времени этот фрагмент соответствует окончанию второго (положительного) импульса тока. К этому времени в диодном промежутке при взаимодействии РЭП с мишенью уже сформировался анодный факел, а также плазма поступила с катода при прохождении по нему импульса тока высокой плотности. Логично предположить, что на этом фрагменте мы наблюдаем собственное свечение диодной плазмы.

Этот “эффект различия” можно существенно усилить, поместив на входном окне камеры мелкую решетку (4 на рис. 7), задающую пространственную модуляцию лазерного излучения. С ее помощью на хронограммах можно не только разделить области регистрации лазерного излучения

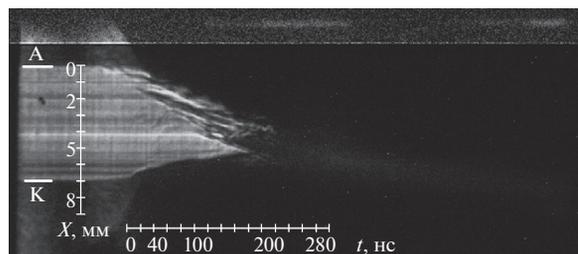
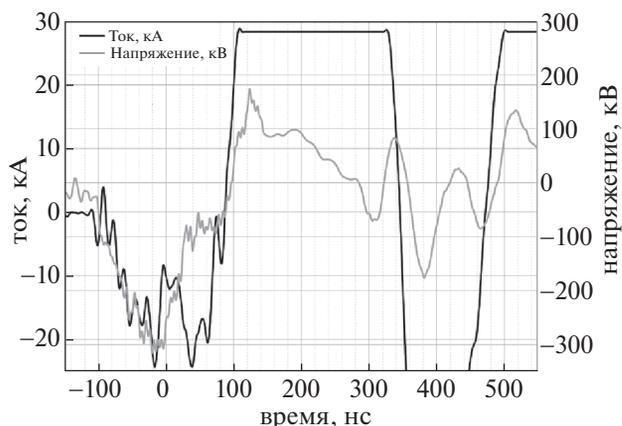


Рис. 5. Хронограмма лазерного теневого изображения диодной плазмы, полученная с использованием интерференционного фильтра в оптическом тракте. Хронограмма синхронизована с временными зависимостями тока и напряжения в вакуумном диоде.

и излучения из плазмы, но и частично визуализировать участки отклонения лазерных лучей из-за рефракции на градиентах концентрации электронов. На рис. 7 приведен пример подобной хронограммы теневого лазерного изображения диодной плазмы при облучении образца из эпоксицидной смолы при общей энергии пучка 410 Дж.

Заметим, подобный прием (пространственная модуляция лазерного излучения) позволяет в ряде случаев для зондирования плазмы использо-

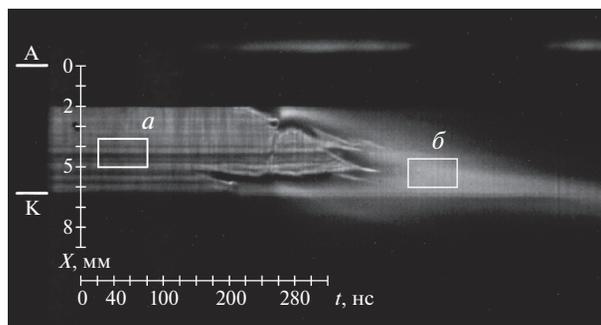


Рис. 6. Хронограмма теневого лазерного изображения диодного промежутка с фильтрами ЗС-11; а — лазерное излучение, б — собственное свечение плазмы.

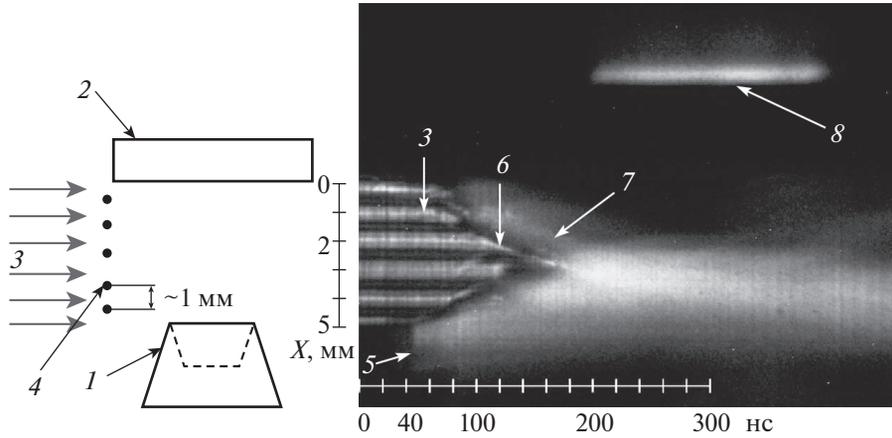


Рис. 7. Хронограмма теневого лазерного изображения диодного промежутка с пространственной модуляцией лазерного излучения, вызванной сеткой на входном окне; слева приведена геометрия диода: 1 – катод; 2 – анод; 3 – лазерное излучение; 4 – модулирующая сетка на входном окне; 5 – собственное излучение плазмы с боковой поверхности катода, 6 – область градиента плотности диодной плазмы, 7 – область “слабого” свечения диодной плазмы, 8 – излучение синхроимпульса светодиода.

вать лазеры с существенно меньшей мощностью излучения. Отметим также, что если на некоторых участках изображения интенсивность собственного свечения меньше интенсивности лазерного излучения, но при этом последнее не регистрируется, то можно утверждать, что изображение формируется излучением поверхностного слоя оптически плотной плазмы, в которой происходит поглощение лазерного излучения. Подобный случай, например, реализуется на участке 7 хронограммы, приведенной на рис. 7. Результаты численного моделирования, подтверждающие возможность осуществления подобного сценария, приведены в [9].

На хронограмме (рис. 7) показана ось, указывающая расстояние от анода к катоду – положение нуля соответствует поверхности анода. Другая граница зондирующего лазерного луча соответствует кромке катода. Необходимо обратить внимание на то, что в процессе взрывной эмиссии и при нагреве катода проходящим током на его боковой поверхности появляется плазма. Поэтому после ~40-й нс после начала тока в диоде на хронограммах появляется изображение свечения, лежащее ниже кромки катода (область 5 на рис. 7). Кроме того, необходимо отметить, что значительное отличие характерных особенностей хронограмм, полученных в разных выстрелах, может быть вызвано тем фактом, что в каждом конкретном случае в поле зрения времяанализирующей щели попадают не все типичные особенности эволюции плазмы в диодном промежутке.

ОЦЕНКИ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ, ФОРМИРУЮЩЕЙ ТЕНЬ

Приведем оценки электронной плотности, при которой интенсивность зондирующего излучения в плоскости его регистрации уменьшается настолько, чтобы можно было детектировать появление тени. Ниже перечислены процессы, ответственные за формирование последней.

1. В том случае, если плазменная частота становится сравнимой с частотой зондирующего излучения, происходит “отсечка” зондирующего излучения:

$$\omega \sim \omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi N_e e^2}{m}}, \quad (1)$$

здесь ω , ω_{pe} – частота зондирующего излучения и электронная плазменная частота; N_e – электронная плотность; m – масса электрона. В соответствии с (1) для используемого лазера с $\lambda = 540$ нм при электронной плотности, большей величины $N_e \sim 4 \times 10^{21}$ см⁻³, зондирующее излучение будет отражаться от границы плазмы.

2. Тень может быть сформирована в результате процесса обратного тормозного поглощения зондирующего излучения в плазме, или, другими словами, поглощения в результате свободно-свободных переходов. В соответствии с законом Бугера–Ламберта–Бера интенсивность зондирующего излучения изменяется в зависимости от длины оптического пути l_p следующим образом $I(l_p)/I_0 = \exp(-l_p \vartheta_v)$, где ϑ_v – коэффициент тор-

мозного поглощения. Для его оценки можно использовать следующее выражение [4]

$$\vartheta_v = C_1 \frac{z_i^2 g N_e N_i}{T_e^{1/2} V^3} \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \right), \quad (2)$$

здесь $C_1 = 3.69 \times 10^8$ [см⁵ (град. Кельвина)^{1/2} сек⁻³]; z_i – средний заряд иона; N_e [см⁻³] и N_i [см⁻³] – электронная и ионная концентрации ($N_e = z_i N_i$ для $z_i > 1$), соответственно, T_e [град. Кельвина] – электронная температура, $h\nu$ – энергия фотонов зондирующего луча и g – фактор Гаунта. В диапазоне температур 2–4 эВ средний заряд иона углерода (при использовании мишеней изготовленных из эпоксидной смолы углерод составляет 76%) меняется в диапазоне $z_i \sim 2-3$ (при $T = 5-20$ эВ $z = 4$); фактор Гаунта в соответствии с [10] можно принять равным $g = 2$.

Анализируя следы воздействия плазмы на поверхности анода, рентгеновские изображения, полученные с помощью камеры-обскуры, а также результаты расчетов, представленных в [9], в рассматриваемых экспериментах, длина оптического пути в приосевых областях плазменного факела изменяется в диапазоне $l_p = 0.5-2$ см. В этом случае значения относительной интенсивности прошедшего излучения для двух крайних значений диапазона длины оптического пути будут равны $I/I_0 \sim 0.01-0.3$ при $N_e = 5 \times 10^{18}$ см⁻³ и $I/I_0 \sim 0.8-0.95$ при концентрации электронов $N_e = 10^{18}$ см⁻³ соответственно.

3. Кроме того, тень может образоваться в результате рефракции зондирующего лазерного луча в областях с градиентами электронной концентрации плазмы, если он при этом выходит за апертуру оптической системы регистрации.

В наших условиях “полная” тень в результате рефракции может образоваться при выполнении условия [4]

$$\frac{dN_e}{dx} \geq \frac{\alpha}{4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 l_p}, \quad (3)$$

здесь $\alpha = D/2F = 1.25 \times 10^{-2}$. Для “продольных” градиентов, т.е. для областей плазмы, в которых концентрация плазмы меняется вдоль оси диода, l_p соответствует диаметру плазменного столба, а характерный масштаб изменения концентрации Δx можно оценить из размеров “полутени” на изображениях, полученных в экспериментах. В том случае, если граница тени резкая, можно предположить, что $\Delta x \leq 0.1$ мм; при этом значения электронных концентраций на границе тени будут меняться в диапазоне от $N_e \geq 2 \times 10^{18}$ см⁻³ ($l_p = 0.5$ см) до $N_e \geq 5 \times 10^{17}$ см⁻³ ($l_p = 2$ см). Эффекты появления тени вследствие рефракции в областях, занятых плазмой с радиальными градиентами концентрации, могут иметь место только при

работе со щелью, расположенной перпендикулярно оси диода. Оценка граничных концентраций при рассмотрении рефракции на этих градиентах из-за малого оптического пути приводит к существенно большим значениям пороговой концентрации, необходимой для появления тени.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Далее будут приведены некоторые примеры лазерных теневых и шпирен-хронограмм, полученных в различных условиях эксперимента. Здесь мы ограничимся только описанием их особенностей и интерпретацией последних; характерные особенности динамики плазмы в зависимости от материала анода, параметров пучка и т.д. будут представлены в дальнейшем.

Итак, на хронограмме, приведенной на рис. 5, отчетливо видно, что после 180 нс от момента начала формирования РЭП весь диодный промежуток становится непрозрачным для зондирующего лазерного излучения. До этого момента, как с анода, так и с катода непрозрачная тень распространяется к центру промежутка. В соответствии с нашими оценками, приведенными выше, можно утверждать, что с электродов распространяется плотная плазма ($N_e \geq 5 \times 10^{17}$ см⁻³), которая поглощает лазерное излучение или оно в ней отклоняется, не попадая в диафрагму. Таким образом, на хронограмме видна динамика заполнения диодного промежутка плотной плазмой. К моменту столкновения плотной плазмы, летящей с анода, с плазмой, летящей с катода, большую часть диодного промежутка (3/4 по высоте) заполняет плотная анодная плазма.

Причем отчетливо видно, что скорость плазмы, летящей с катода, во времени уменьшается с $\sim 0.5 \times 10^7$ см/с ($\sim 50-100$ нс) до $\sim 0.9 \times 10^6$ см/с (180–200 нс). Такое изменение скорости характерно при перемещении в среде и, соответственно, торможении противодавлением, например, при распространении ударной волны в результате сферического взрыва в воздухе. Средой, по которой перемещается замедляющаяся непрозрачная катодная плазма, может быть прозрачная мало-плотная плазма водорода, быстро заполняющая диодный промежуток [9].

Плотная плазма, которая распространяется с анода, ведет себя несколько сложнее: видно несколько “язычков” тени прорастающих к середине диода, их скорости практически одинаковы $v_a \sim 1.6 \times 10^6$ см/с, и только к моменту столкновения с катодной плазмой проекция скорости анодной тени может замедляться до $\sim 0.8 \times 10^6$ см/с. Такую сложную структуру хронограмма тени анодной плазмы может иметь из-за неустойчивостей, развивающихся в анодном факеле.

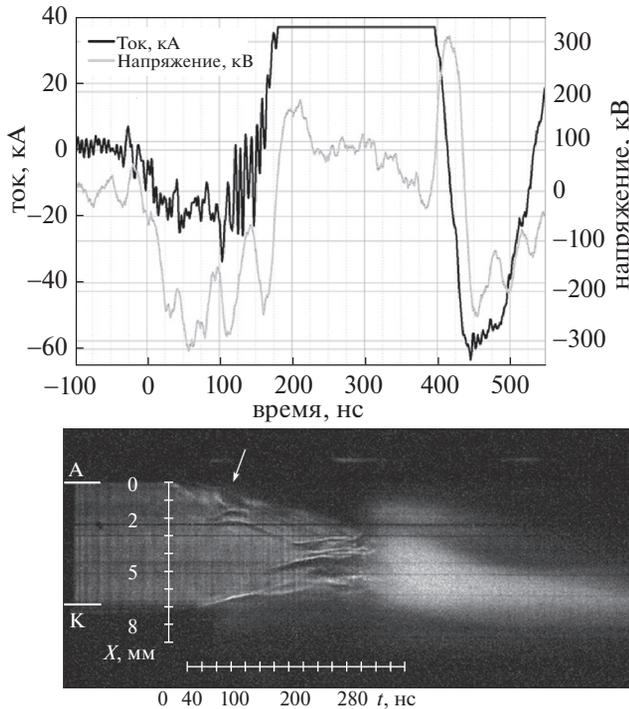


Рис. 8. Изображение хронограммы, демонстрирующей “взрывное” начало разлета анодной плазмы, синхронизованное с временными зависимостями тока и напряжения в диоде с хронограммой. Белой стрелкой указана область взрывоподобного появления тени.

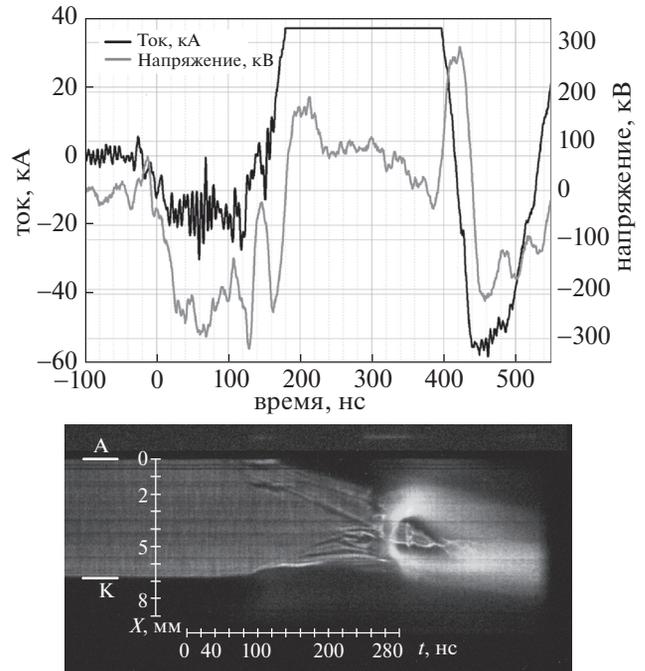


Рис. 9. Изображение хронограммы, демонстрирующей плавное начало разлета анодной плазмы, синхронизованное с временными зависимостями тока и напряжения в диоде с хронограммой.

Наличие тонких (~100 мкм) светящихся областей по границе распространения тени может быть еще одним аргументом в пользу того, что плотная плазма распространяется по прозрачной среде, тормозится ею, в результате чего ее тонкий передний слой нагревается до высоких температур и начинает излучать. При моделировании [9] были получены аналогичные результаты.

На рис. 8 и 9 представлены теневые хронограммы, при получении которых использовали не узкий интерференционный фильтр, а набор зеленых фильтров ЗС-2 и ЗС-11. Это позволило наблюдать излучение в несколько более широком спектральном диапазоне ($\Delta\nu = 100$ нм), что в свою очередь позволило на хронограммах наблюдать собственное свечение плазмы.

На рис. 8 (выстрел 51 – $U_{av} = 240$ кВ – среднее значение напряжения в первом отрицательном импульсе; $I_{av} = 19$ кА – среднее значение тока электронного пучка в первом отрицательном импульсе; $\tau_{1/2} = 130$ нс – длительность этого импульса на полувысоте; $W = 500$ Дж – энергия выделившаяся в первом импульсе; $W_s = W/S = 820$ Дж/см² – среднее значение энергии выделившейся в поверхностных слоях анода при взаимодействии электронного пучка с веществом анода, рассчи-

танное на единицу площади S ; где S – площадь взаимодействия РЭП с анодом, определенная по потемнению изображения анода, полученного камерой-обскурой) и рис. 9 (выстрел 101 – $U_{av} = 220$ кВ; $I_{av} = 17$ кА; $\tau_{1/2} = 125$ нс; $W = 450$ Дж; $W_s = 660$ Дж/см²) приведены хронограммы, синхронизованные с временными зависимостями тока и напряжения. Синхронизация выполнена по трем областям свечения быстрого светодиода, представленным на выделенной полоске хронограммы, располагающейся в ее верхней части, – области свечения соответствуют трем положительным полупериодам тока.

На рис. 8, 9 на начальной стадии отчетливо видна разница двух механизмов формирования плазмы в прианодной области: взрывного появления и постепенного заполнения промежутка. На рис. 8 в момент времени, соответствующий ~50 нс от начала тока, тень появляется взрывоподобно (область указана на рисунке стрелкой) – скорость вещества, создающего эту тень, $V_e \geq 10^7$ см/с; после чего продукты взрыва распространяются с анода со скоростью $V_a \sim (0.8-1.4) \times 10^6$ см/с. В то же время на рис. 9 испаренное с анода вещество с самого начала разлетается со скоростью $V_a \sim (1.4-1.9) \times 10^6$ см/с. При этом, к моменту времени ~250 нс после начала тока пучка

в обоих случаях формируется область тени с размером $\sim 2\text{--}2.5$ мм вдоль оси диода.

Прикатодные области хронограмм, показанных на рис. 8 и 9, на начальной стадии похожи, к моменту времени ~ 250 нс тень занимает область с размером около 1 мм вдоль оси диода. Более медленное (в среднем $V_c \sim 0.7 \times 10^6$ см/с) заполнение по сравнению с анодной областью можно объяснить тем, что катодная плазма образуется из вещества с большим атомным номером. Диапазон скоростей, который можно определить по перемещению тени, меняется в разные моменты от $V_c \sim 10^6$ см/с в областях с самой высокой скоростью (короткие по длительности участки хронограмм — менее 10 нс, которые могут соответствовать взрывному расширению с катода) до существенно меньших скоростей $V_c \sim (0.2\text{--}0.3) \times 10^6$ см/с ближе центру диодного зазора.

Кроме того, во всем диодном промежутке наблюдаются узкие ($\sim 200\text{--}500$ мкм) полосы тени, проекция их скорости на ось диода меняется от почти нулевой до V_a . Такие узкие полосы могут быть сформированы при поглощении зондирующего излучения либо областями компактных сгустков плазмы, либо узких страт, если предположить, что при формировании плазменного факела в диоде он подвержен развитию МГД-неустойчивостей различных мод.

Как правило, на фронте перемещения тени видно свечение, занимающее область $100\text{--}200$ мкм, которое, скорее всего, соответствует области вещества (например, углерода) разогретого при торможении на фоновой плотности (водород заполняет диод гораздо быстрее, подробнее см. в [9]).

Видно, что далее, по мере развития плазменных процессов в диоде, на хронограммах появляется следующая стадия, длящаяся $\sim 100\text{--}150$ нс в выстреле 051 (рис. 8), и $\sim 30\text{--}50$ нс в выстреле 101 (рис. 9), на которой проекция скорости перпендикулярной аноду, с которой распространяются полосы тени и собственного свечения, почти нулевая (полосы расположены почти горизонтально). Эта стадия по времени совпадает со временем нарастания тока во втором его пике. Ее можно было бы назвать стадией стагнации или пинчевания плазмы, которая в течение предыдущей стадии полностью заполнила диод. В конце этой стадии на рис. 9 видны протяженные (1–2 мм) светящиеся образования, ориентированные перпендикулярно аноду.

После этого начинается заполнение диода собственным свечением из центра по направлению к электродам со скоростью $V_r \geq 3 \times 10^6$ см/с. Надо отметить, что в отдельных экспериментах по хронограммам можно определить проекцию скорости распространения свечения, направлен-

ную к электродам, большую на порядок величины — $V_r \geq 5 \times 10^7$ см/с, и свечение может быть в несколько раз ярче и более локализовано в пространстве и времени. Заметим, что на предыдущих стадиях и поглощающее, и светящееся вещество летело от электродов к центру диода. Такой разлет (из центра диода к электродам) можно было бы объяснить разлетом нагретого излучающего вещества после пинчевания или распространением волны свечения по плазме, заполнившей диодный промежуток.

В ряде экспериментов была также реализована хронографическая регистрация разлета плазмы в диодном зазоре шлирен-методом. Благодаря маске, расположенной в фокусе объектива, основная часть зондирующего излучения не попадала в плоскость изображения. Это позволяло наблюдать менее интенсивные и менее контрастные части изображения, чем с помощью методик, не использующих такую маску. В отличие от теневых изображений, на шлирен-изображениях визуализированы области с градиентами электронной плотности; причем эти градиенты не настолько большие, чтобы отклоненные на них лучи выходили за апертуру, т.е. угол отклонения $\alpha \leq D/2F = 1.25 \times 10^{-2}$.

На рис. 10 и 11 приведены примеры шлирен-изображений диодного промежутка, полученных при взаимодействии РЭП с анодом, изготовленным из оксидной смолы. На изображениях видно, что, как и на теневом изображении, скорость заполнения диода анодной плазмой выше, чем скорость заполнения катодной плазмой.

На изображениях также видно, что структура анодной плазмы, как и в случае с теневыми изображениями, имеет более сложную структуру. Например, на изображении рис. 10 видно, что если отдельные светящиеся “языки” рассматривать как единую протяженную структуру, можно определить, что есть чуть более медленные (0.7×10^6 см/с) и слегка быстрее (0.9×10^6 см/с) их образования, и их скорость не изменяется вплоть до момента столкновения с катодной плазмой. Однако, если рассматривать по отдельности каждый такой светящийся “язык”, можно заметить, что есть область толщиной ~ 300 мкм, положение которой довольно длительное время (~ 80 нс) не изменяется относительно электродов. Кроме того, есть несколько более узких светящихся областей, которые выглядят как сдвоенные полосы толщиной ~ 100 мкм; их скорость изменяется от 0 до $\sim 0.5 \times 10^6$ см/с. Скорость светящейся области, распространяющейся с катода, порядка 0.7×10^6 см/с.

На рис. 10 видно, что после ~ 250 нс от начала тока (время “столкновения” светящихся анодной и катодной плазменных областей), весь диодный промежуток заполнен светящейся плазмой, ин-

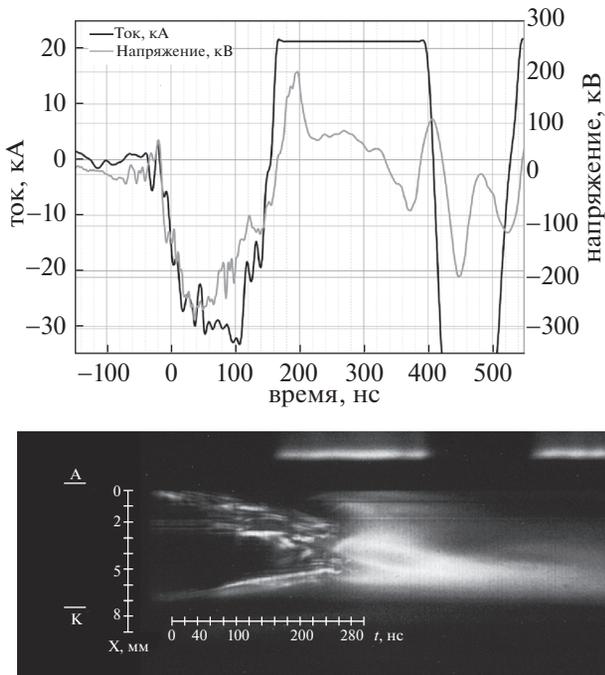


Рис. 10. Изображение шлирен-хронограммы, синхронизированное с временными зависимостями тока и напряжения в диоде. Выстрел 22.

тенсивность свечения которой неоднородна по высоте. Это свечение по всей высоте диода длится ~ 150 нс; оно совпадает по времени со вторым полупериодом тока; при этом на третьем полупериоде свечение остается только в 1/3 прикатодной части диода и в дальнейшем занимает все меньшую область.

Необходимо отметить, что на шлирен-изображении рис. 11 виден интересный момент, который настолько явно не наблюдается на других изображениях: до момента времени 40 нс от начала тока пучка скорость заполнения диода свечящимися областями существенно меньше ($\sim 0.3 \times 10^6$ см/с), чем после этого момента времени ($\sim 0.7 \times 10^6$ см/с). Заполнение диода анодным свечением имеет такой же характер: $\sim 0.8 \times 10^6$ см/с до 40 нс и $\sim 2 \times 10^6$ см/с после этого момента време-

ни. Возможно, это связано с тем, что импульс тока РЭП несколько асимметричен: равен ~ 25 кА до 40 нс и ~ 30 кА после этого момента. В этом эксперименте после столкновения свечящихся катодной и анодной плазмы также, как и на хронограмме рис. 10, видно, что свечение распространяется из середины диода, т.е. из области столкновения сгустков плазмы к электродам.

В таблице 1 приведены основные параметры, зарегистрированные при взаимодействии электронного пучка с образцом, для ключевых экспериментов, рассмотренных выше. Для наглядности выбраны эксперименты, где мишени выполнены из одного и того же материала – эпоксидной смолы.

В таблице использованы следующие обозначения: E – полная энергия электронного пучка, рассчитанная по электротехническим измерениям; W – плотность энергии на поверхности образца; V_{c1}, V_{c2} – скорости вещества летящего с катода на начальной и конечной стадиях, V_a, V_j – скорости вещества летящего с анода, а также наибольшая скорость плазменных “струй” с анода, определенные по скорости распространения тени на хронограммах; V_r – скорость свечения, определенная по скорости распространения собственного свечения на хронограммах от центра диодного промежутка к электродам. Погрешность измерения полной энергии не превышает 10%, погрешность измерения скоростей, с учетом того, что развертка СФЭР-6 имеет некоторую нелинейность, 15%.

На рис. 12 представлена поперечная хронограмма: развернуто во времени изображение центральной части диодного промежутка, которое перпендикулярно оси диода. Отчетливо видно, что в промежуток времени от ~ 15 до ~ 45 нс центральная область диодного промежутка радиусом ~ 2 мм от оси пучка занята более-менее однородно поглощающим и излучающим веществом. К моменту времени ~ 100 нс в этой области диода уже видна симметричная излучающая полая оболочка радиусом ~ 4 мм с толщиной стенок $\sim 2-2.5$ мм. Скорость увеличения радиуса оболочки, определенная по верхней и нижней свечящимся полосам порядка $(1-2) \times 10^6$ см/с. После 100-й нано-

Таблица 1. Параметры, зарегистрированные в экспериментах по взаимодействию электронного пучка с эпоксидными мишенями

№ выстрела	Рис.	E , Дж	W , Дж/см ²	V_{c1} , 10 ⁶ см/с	V_{c2} , 10 ⁶ см/с	V_a , 10 ⁶ см/с	V_j , 10 ⁶ см/с	V_r , 10 ⁶ см/с
73	5	440	1500	3.3	0.9	2.2	1.7	–
51	8	500	820	1.4	0.4	1.4	5	–
101	9	450	660	2	0.5	1.9	1.8	10
22	10	720	1500	–	0.7	0.8	–	>10
26	11	750	1300	0.3	0.7	2	–	0.2

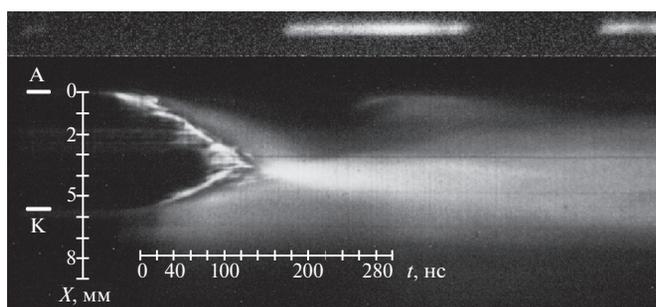
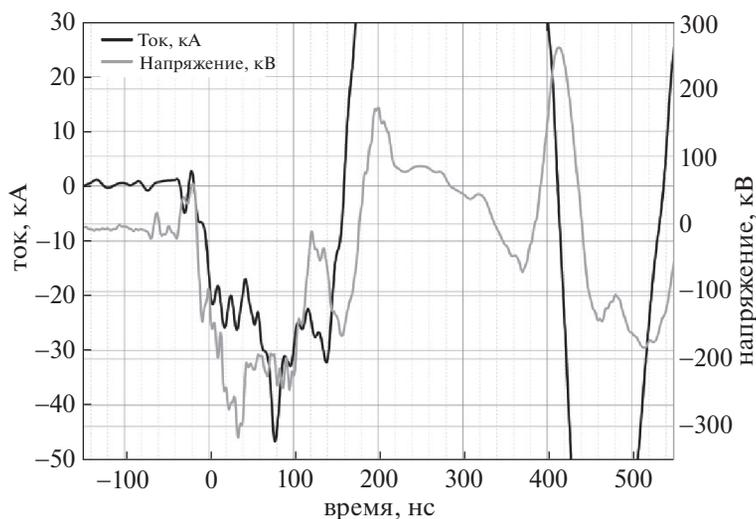


Рис. 11. Изображение шлирен-хронограммы, синхронизованное с временными зависимостями тока и напряжения в диоде. Выстрел 26.

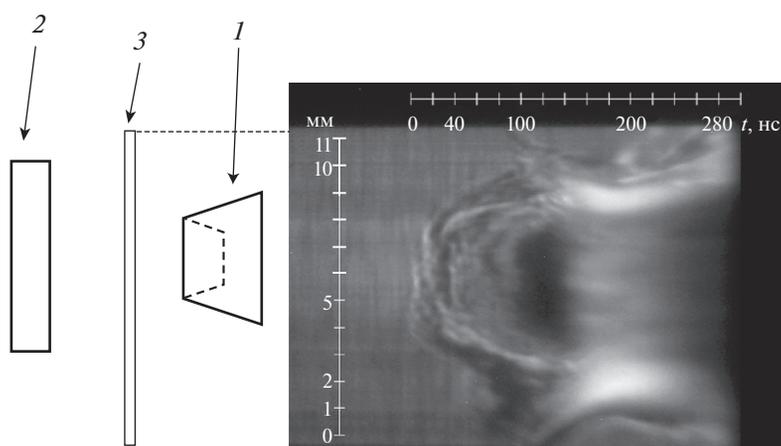


Рис. 12. Одномерное изображение радиального распространения плазмы в диодном зазоре ускорителя “Кальмар”, зарегистрированное методом теневого фотографирования с одновременной регистрацией собственного свечения плазмы. 1 – катод; 2 – мишень; 3 – поле зрения ЭОК.

секунды внутри полости на ~ 40 нс появляется тень радиусом 2 мм. В момент времени ~ 140 нс оболочка полости становится светящейся по всей своей толщине; с этого момента и до 230 нс ради-

ус этой светящейся оболочки уменьшается, а толщина оболочки уменьшается с 3 до 1.5 мм. Кроме того, видно, что в промежутке времени от ~ 100 до 140 нс со всего диодного промежутка вещество

“сгребается” к поверхности оболочки; на ~ 50 нс свечение появляется и внутри оболочки. В момент времени 200 нс радиус оболочки минимален, а затем начинается ее разлет со скоростью $\sim 10^6$ см/с; а внутри полости опять появляется тень.

Такая динамика оболочки (сжатие оболочки, уменьшение ее толщины, а также ее свечение) может значить, что в это время происходит процесс пинчевания вещества током, протекающим в диодном промежутке, заполненном плазмой, образованной из вещества анода, при его взаимодействии с РЭП, а также из вещества катода при электровзрывной эмиссии вещества с него.

Необходимо подчеркнуть, что на всех хронограммах, при получении которых в тракте оптической системы были использованы фильтры из цветного стекла – фактически на одной фотографии регистрируется две щелевые развертки: интенсивность теневого лазерного изображения, на которое накладывается изображение интенсивности собственного свечения плазмы. Причем лазерное излучение легко отличить от собственного свечения плазмы благодаря наличию у него специфической пространственной структуры, о чем было сказано выше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

На основе импульсного лазера с активным элементом из монокристалла ортоалюмината иттрия с неодимом разработана система лазерного зондирования плотной импульсной плазмы с электронно-оптической регистрацией изображений в хронографическом режиме. Система позволяет осуществлять регистрацию в режиме теневого и шлирен-фотографирования как вдоль, так и поперек оси вакуумного диода.

Продемонстрировано, что применение данной системы позволяет эффективно исследовать динамику плазмы в диодном зазоре импульсного сильноточного ускорителя. Такой подход был апробирован при исследовании динамики диодной плазмы сильноточного генератора “Кальмар” в экспериментах по исследованию взаимодействия электронного пучка (энергия электронов ~ 230 – 300 кэВ и длительностью пучка ~ 150 нс) с мишенями из эпоксидной смолы. При исследовании установлено, что плотная анодная плазма заполняет диодный промежуток со скоростью $\sim (1-3) \times 10^6$ см/с. Катодная плазма в среднем имеет более низкую скорость. На начальной стадии в некоторых случаях в течение 20–40 нс скорость катодной плазмы может достигать 3×10^6 см/с, в дальнейшем эта скорость обычно не превышает 1×10^6 см/с.

Незначительные изменения в оптическом тракте диагностической схемы (использование фильтров из цветного стекла вместо интерференционного) позволяли в одном “выстреле” регистрировать не только пространственно-временную эволюцию теневого изображения плотной плазмы, но и динамику излучения относительно горячей плазмы низкой плотности. В некоторых случаях (например, как в описываемых экспериментах, когда по времени разнесены процесс заполнения диода плотным веществом и процесс заполнения диода свечением этого вещества) такая возможность может оказаться преимуществом, позволяющим получать дополнительные данные. Так, например, удаётся регистрировать свечение, образующееся при столкновении катодной и анодной плазмы в диодном промежутке, заполняющее промежуток, распространяясь из его центра к электродам со скоростями более чем 10^7 см/с.

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт” (Приказ № 2073 от 09.10.2020).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков / Л.И. Рудаков, М.В. Бабыкин, А.В. Гордеев и др. / Под ред. Л.И. Рудакова. М.: Энергоатомиздат, 1990. 280 с.
2. Импульсная энергетика и электроника / Г.А. Мещяц. М.: Наука, 2004. 704 с.
3. Демидов Б.А., Ефремов В.П., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Метелкин С.Ю., Потепенко А.И., Петров В.А. // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 2. С. 96–99.
4. Зайдель А.Н., Островская В.Г. Лазерные методы исследования плазмы. Л.: Наука, 1977.
5. Горбулин Ю.М., Знаменская И.А., Знаменский Н.В., Злотников Д.М., Калинин Ю.Г., Скорюпин В.А., Шашков А.Ю. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 555.
6. Zielinska E., Paduch M., Scholz M. Contrib. Plasma Phys. 2011. V. 51. P. 279.
7. Демидов Б.А., Ивкин М.В., Петров В.А., Фанченко С.Д. // Атомная энергия. 1979. Т. 46. Вып. 2. С. 101.
8. Demidov B.A., Efremov V.P., Kalinin Yu.G., Kazakov E.D., Metelkin S.Yu., Petrov V.A., Potapenko A.I. // Journal of Physics: Conference Series. 2015. V. 653. Iss. 1. 012009
9. Ананьев С.С., Багдасаров Г.А., Гасилов В.А., Даныко С.А., Демидов Б.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Курило А.А., Ольховская О.Г., Стрижаков М.Г., Ткаченко С.И. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 7. С. 608.
10. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. Изд. 3-е, испр. М.: Физматлит, 2008. 652.

МГД-МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО РАЗВИТИЯ “СОСИСОЧНОЙ” НЕУСТОЙЧИВОСТИ Z-ПИНЧА

© 2021 г. С. Ф. Гаранин^{а,*}, В. Ю. Долинский^а

^а Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Нижегородская обл., Россия

*e-mail: sfgaranin@vniief.ru

Поступила в редакцию 17.03.2021 г.

После доработки 02.04.2021 г.

Принята к публикации 06.04.2021 г.

С помощью двумерных осесимметричных МГД-расчетов изучалось развитие перетяжки Z-пинча с учетом коротковолновых малых возмущений, т.е. с учетом развития двумерной турбулентности. Влияние магнитной диффузии и теплопроводности предполагалось малым, и существенным лишь в зонах, где их необходимо учитывать (на границах плазма/вакуум и вблизи оси). Рассматривалась эволюция цилиндрического плазменного столба с синусоидальным возмущением границы и малыми случайными возмущениями плотности под действием постоянного тока. Расчеты показали, что развитие турбулентности препятствует формированию перетяжки с неограниченно уменьшающимся радиусом и вытеканием плазмы из зоны сжатия. Некоторое влияние на максимальные параметры сжатия оказывает амплитуда начального возмущения, поскольку при ее увеличении перетяжка формируется быстрее, коротковолновые возмущения успевают развиться до меньшего уровня, и образующаяся турбулентная плазма слабее экранирует зону сжатия. При сжатии перетяжки не происходит и генерации высоких напряжений вблизи оси, что могло бы способствовать формированию ионных пучков и генерации нейтронов за счет ускорительного механизма. В расчетах довольно быстро устанавливается МГД-равновесное состояние на границе перестановочной неустойчивости. Из-за отсутствия неограниченного сжатия в перетяжке Z-пинча зажечь плазму в перетяжке, по-видимому, затруднительно даже при мультимегаамперных токах источника.

Ключевые слова: численное моделирование, турбулентность, магнитная гидродинамика, релей-тейлоровская неустойчивость

DOI: 10.31857/S0367292121080035

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время Z-пинчами традиционно называют динамические системы, в которых магнитное поле имеет только азимутальную компоненту, а все величины, в основном, осесимметричны и зависят от двух цилиндрических координат, r и z . К Z-пинчам относят разряды типа плазменного фокуса, осесимметричные системы с импульсным напуском газа, разряды по проводочкам, а также так называемые Z-пинч-лайнрные системы с цилиндрической имплозией относительно тонких оболочек-лайнров, включая даже не вполне осесимметричные многопроводочные лайнеры.

Для описания течений плазмы в Z-пинчах широко применяется магнитогидродинамический (МГД) подход, в котором плазма рассматривается как сплошная среда, характеризующаяся макроскопическими параметрами – плотностью, скоростью, давлением и температурой. Как правило, критерии применимости МГД-подхода к описа-

нию течений плазмы в Z-пинчах при невысоких температурах и до финальной стадии сжатия плазмы вблизи оси удовлетворяются.

МГД-подход показал, что при отклонении конфигурации Z-пинча от идеальной цилиндрической формы, которая определяется условием Беннетта [1], развиваются МГД-неустойчивости. Особенно важную роль среди этих неустойчивостей играет “сосисочная” неустойчивость, в которой сохраняется осевая симметрия (мода $m = 0$), а магнитное поле вне пинча тогда зависит от радиуса как $B \sim 1/r$, и, следовательно, магнитное давление на плазму пинча будет пропорционально $p_B \sim 1/r^2$. В этом случае провалившиеся по радиусу области плазмы под действием возросшего магнитного давления будут проваливаться еще сильнее, и возмущения будут нарастать.

Линейная стадия развития неустойчивости Z-пинча впервые исследовалась в [2–4]. Инкременты развития неустойчивости λ азимутально

симметричной моды $m = 0$ для скинированного пинча (радиус которого R больше скин-слоя) равны:

для коротковолновых возмущений $kR \gg 1$ развитие “сосисочной” неустойчивости сводится [5] к рэлей-тейлоровской (РТ) неустойчивости и имеет инкремент,

$$\lambda = \sqrt{gk}, \quad (1)$$

где

$$g = B^2/4\pi\rho R = c_A^2/R \quad (2)$$

– эффективное ускорение силы тяжести, $c_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$, B – магнитное поле на радиусе пинча, ρ – плотность вещества пинча;

для длинноволновых возмущений $kR \ll 1$,

$$\lambda = \sqrt{\frac{\gamma}{2(\gamma-1)}} c_A k, \quad (3)$$

γ – показатель адиабаты.

Если пинч не является скинированным, а все величины в нем распределены по радиусу, то для коротких длин волн $kR \gg 1$ для каждого значения радиуса можно определить инкремент развития сосисочной неустойчивости. Эти инкременты должны при $kR \gg 1$ стремиться к постоянному пределу, зависящему от градиентов логарифма величины $\Phi = p^{1/\gamma}r/B$ [5]

$$\lambda^2 = -\frac{2c_A^2}{r^2} \frac{\partial \ln \Phi}{\partial \ln r}, \quad (4)$$

где давление p и магнитное поле B берутся для текущего радиуса r .

Таким образом, линейная теория показывает, что сосисочная неустойчивость может развиваться по мере уменьшения радиуса пинча все более быстро, и имеются основания считать, что на финальной стадии при развитии неустойчивости (в перетяжке) будут реализовываться большие магнитные поля и высокие плотности энергии. Изучение нелинейного развития сосисочной неустойчивости является непростой задачей, поскольку инкременты растут с уменьшением разрешаемых масштабов. Для изучения этого вопроса использовались разные методы (см., например, обзоры [6, 7] и ссылки там), в том числе модельные задачи, частные идеальные (не учитывающих рост целого спектра возмущений) аналитические [8] или автомодельные [5, 9] решения. Выдвигались различные гипотезы о том, что на финальной стадии сжатия перетяжки ее динамика будет следовать некоторым автомодельным решениям. Так, например, если считать сжатие адиабатическим, длину перетяжки l пропорциональной ее радиусу R , а, следовательно, время вытекания плазмы из области перетяжки

$t \sim l/v_T \sim R/v_T$ (v_T – скорость звука в перетяжке), получаем [7] зависимости радиуса, плотности ρ и температуры T плазмы от времени (t считаем отрицательным, $t \rightarrow 0$, так что радиус зануляется при $t = 0$)

$$\begin{aligned} R &\sim (-t)^{\gamma/(2\gamma-1)}, \\ \rho &\sim (-t)^{-2/(2\gamma-1)}, \\ T &\sim (-t)^{-2(\gamma-1)/(2\gamma-1)} \end{aligned} \quad (5)$$

Если считать сжатие адиабатическим, а длину перетяжки фиксированной, то характерные величины будут меняться следующим образом:

$$\begin{aligned} R &\sim (-t)^{\gamma/(\gamma-1)}, \\ \rho &\sim (-t)^{-2/(\gamma-1)}, \\ T &\sim (-t)^{-2} \end{aligned} \quad (6)$$

(в [5, 9] представлено соответствующее автомодельное решение). При этом для любой из этих зависимостей (5, 6) при $t \rightarrow 0$ радиус R стремится к нулю, магнитное поле на этом радиусе стремится к бесконечности $B \sim I/R$ (ток, определяющий магнитное поле, “доходит” до этого радиуса), а, следовательно, должны реализовываться высокие плотности энергии $B^2 \sim 1/R^2$, $p \sim 1/R^2$. Разница между сценариями (5) и (6) только в том, за какие времена будут реализованы эти условия и в каких объемах.

В [9] были проведены численные расчеты развития скинированной перетяжки в идеальных предположениях (без учета магнитной диффузии и при полном отсутствии мелкомасштабных возмущений). Получено, что в этом случае реализуется режим (6), в котором длина перетяжки l не уменьшается с уменьшением радиуса. Однако достижение больших сжатий в численном расчете оказалось невозможным из-за развивающихся неустойчивостей. Максимальное сжатие по радиусу, полученное в этих расчетах, составило 5.2 раза.

Высокие плотности энергии, которые потенциально могли бы реализовываться в перетяжке Z-пинчей (частным случаем которых можно считать плазменный фокус), давали надежду на осуществление зажигания термоядерных реакций (см., например, [10, 11], где для режима (5) считалось возможным получение сжатия по радиусу 10^4 , достижение критерия Лоусона, а затем термоядерная детонация) или, по крайней мере, на получение высокого нейтронного выхода.

Кроме того, уже в самых первых экспериментах с Z-пинчами было выяснено, что получаемые в них нейтроны не являются термоядерными, а генерируются за счет столкновений ионов, ускоренных до энергий, намного превышающих тепловые, с ионами плазмы пинча. Этот механизм генерации нейтронов получил название ускорен-

тельного или пучково-мишенного (beam-target). Но и этот механизм мог бы быть следствием больших напряжений, развивающихся, когда значительный магнитный поток уходит на ось за короткие времена, соответствующие максимальному сжатию перетяжки. В последние годы продолжается активное изучение механизмов нейтронной генерации в Z-пинчах и плазменном фокусе. В работах [12–14], где в Z-пинче зарегистрированы ионы, ускоренные до десятков МэВ, обсуждаются возможные механизмы генерации столь энергичных ионов и их влияние на нейтронный выход, и среди возможных механизмов этой генерации есть и развитие, и разрыв перетяжки. Надо сказать, что в этих работах, а также в работах, цитируемых в [15], где тоже возможно образование и развитие перетяжек, энергии зарегистрированных на разных установках ионов превышают в десятки (и даже сотни) раз те энергии, которые могут обеспечивать начальные напряжения на генераторах тока, используемых в экспериментах.

Далее, существует подход к расчету нейтронного выхода в плазменном фокусе, предложенный в [16], в котором на фоне МГД-расчета учитывается движение ионных пучков, ускоряемых напряжением, вызванным в области фокусировки аномальным сопротивлением. Столкновение ускоренных ионов с плотной плазмой в области фокусировки приводит к генерации нейтронов, и в [16, 17] показано, что такой подход хорошо описывает экспериментальные результаты по генерации нейтронов для ряда геометрий плазменного фокуса. Этот подход может быть также основан на механизме развития перетяжки и нейтронный выход здесь может также зависеть от того, возможно ли проникновение тока на малый радиус и уход значительного магнитного потока на ось за короткие времена.

Таким образом, для всех этих задач и явлений общим является вопрос, может ли развитие перетяжки довести ток до малых радиусов и создать область с высокой плотностью энергии или же создать условия для генерации вблизи оси высоких напряжений. Этот вопрос можно исследовать с помощью осесимметричных МГД-расчетов, по возможности, предполагая малосущественными магнитную диффузию и теплопроводность, однако учитывая максимально возможным образом весь спектр малых возмущений, которые могут влиять на развитие перетяжки. Из-за сложного турбулентного характера возникающего течения заранее трудно предсказать результаты и дать ответ на этот вопрос. В настоящей работе будет сделана попытка провести такого рода расчеты.

Предположение несущественности магнитной диффузии и теплопроводности представляется разумным для экспериментов с большой энергетикой и высокой плотностью плазмы. Однако за-

ранее следует оговориться, что для конкретных условий тех или иных экспериментов эти явления переноса могут быть важны, как впрочем, и другие, не учитываемые нами, процессы. И, конечно, трехмерность экспериментов и развитие азимутально несимметричных мод неустойчивости (не только сосисочной $m = 0$ моды, которая только и учитывается нами), может повлиять на результаты, хотя многие результаты экспериментов с плазменным фокусом и с камерой МАГО неплохо описываются осесимметричными расчетами.

Одним из явлений, которые могут препятствовать глубокому сжатию перетяжки, является возможное наличие плазменной короны, окружающей пинч, которая, несмотря на относительную малую плотность, может при глубоких сжатиях шунтировать ток, протекающий через пинч, и препятствовать проникновению тока на малые радиусы, а, следовательно, получению высоких плотностей энергии и генерации высоких напряжений на оси. Эти явления изучались в ряде работ теоретически и экспериментально (см., например, [5, 18–20]), и там показано, что при не очень малой плотности короны ее влияние может быть важным. В настоящей работе мы предполагаем, что плотность короны очень мала и ее влияние на сжатие пинча пренебрежимо. Таким образом, мы не учитываем этот отрицательный фактор для сжатия пинча. Поэтому можно ожидать, что при его учете результаты по сжатию перетяжки и получению в пинче высоких плотностей энергии и напряжений будут только хуже.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим плазменный столб радиусом R_0 , заполненный идеальным газом с плотностью ρ_0 и давлением p_0 с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$, давление плазмы которого вначале уравновешено силами текущего вдоль цилиндра тока. В начальный момент времени имеется малое периодическое по длине цилиндра аксиально-симметричное возмущение

$$R = R_0 \left(1 + a \cos \frac{\pi(z - l/2)}{l} \right) \quad (7)$$

(a — амплитуда возмущения), так что, строго говоря, равновесие пинча в начальный момент времени несколько нарушено, и это должно послужить затравкой к развитию перетяжки. Мы рассматривали два варианта такого возмущения с разной длиной волны $l/R_0 = 2$ и $l/R_0 = 4$; результаты получились качественно похожими, и ниже будут представлены только для $l/R_0 = 4$. Кроме этого возмущения мы предполагали, что в каждой счетной ячейке имеется случайное малое возму-

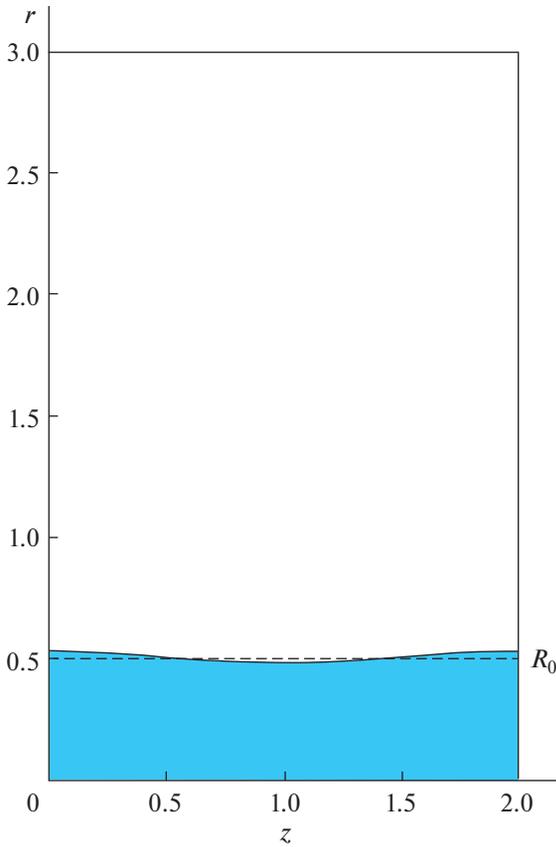


Рис. 1. Геометрия расчетов.

шение плотности на уровне 10^{-3} . Таким образом, имелся целый спектр возмущений, создающий заправку для развития турбулентности. При этом по мере уточнения расчетов (уменьшения размеров счетных ячеек) эффективный масштаб малых возмущений должен уменьшаться и зависимость от их величины также, а масштабы и спектры возмущений должны были определяться развившейся турбулентностью.

На рис. 1 представлена геометрия, для которой проводились наши расчеты.

В качестве единиц измерения в расчетах мы взяли:

для расстояний — удвоенный начальный радиус плазменного столба $2R_0$,

для плотности плазмы — начальную плотность плазмы в столбе ρ_0 ,

для магнитного поля — начальное магнитное поле на радиусе столба B_0 ,

единица измерения времени определялась из соотношения $[t] = R_0/c_A$, где c_A определяется по B_0 и ρ_0 , тогда в принятых единицах альфвеновская скорость будет равна $c_A = 0.5$,

для магнитного потока — $[\Phi] = 2I/c$, где I — ток, текущий по плазменному столбу,

для напряжения — $[U] = [\Phi]c_A/R_0$,

начальная температура плазмы определялась из условия равновесия давления плазмы и давления магнитного поля, создаваемого током I , текущим по плазменному столбу.

Область над плазменным столбом считается вакуумом. В начальный момент времени вакуум заполнен веществом с плотностью $10^{-5}\rho_0$, температура вещества в вакууме такая же, как у плазменного столба. Вакуум заполнен магнитным потоком таким образом, что произведение $B(r) \cdot r = \text{const}$ определяется током, протекающим по плазменному столбу.

В нашем модельном расчете мы хотели обеспечить как можно более идеальное МГД-описание (большие числа магнитного Рейнольдса, к тому же растущие по мере уточнения расчетов). При этом в расчетах все же хотелось при сжатии перетяжки до малых радиусов обеспечить возможность вытекания магнитного потока на ось и получение при этом высоких напряжений на оси, чтобы исследовать возможности получения пучков ионов с высокими энергиями [12–15] и получения высоких нейтронных выходов по мишенному механизму [16, 17]. Для этой цели мы предположили, что коэффициент магнитной диффузии имеет вид

$$\kappa_B = c_A \Delta, \quad (8)$$

где c_A — альфвеновская скорость, Δ — размер счетной ячейки. Таким образом, в вакууме, плотность равна нулю и $c_A = \infty$, κ_B будет также бесконечен и обеспечит постоянство тока в вакуумной области. По мере уточнения задачи (уменьшения Δ) магнитное число Рейнольдса будет возрастать и задача для большей части масштабов будет в этом смысле стремиться к идеальной. В области же малых радиусов $r \sim \Delta$, если магнитное поле дойдет до них, магнитная диффузия с коэффициентом (8) может обеспечить вытекание магнитного потока и формирование больших напряжений на оси.

Как известно [5], диффузия из вакуума в плазму вызывает перегрев граничащего с вакуумом вещества, который для спитцеровской плазменной проводимости [21], не зависящей от плотности, в расчетах может приводить к бесконечно быстрому полному скинированию магнитного поля. В случае нашей магнитной диффузии с коэффициентом (8) этого не будет происходить, однако граничная с вакуумом зона тем не менее может перегреваться до бесконечных температур, что все же неудобно в расчетах. Чтобы этого не происходило, необходим учет теплопроводности. Мы предполагали, что наша модельная теплопро-

водность также как (8) должна уменьшаться по мере уточнения расчетов. Поэтому мы выбрали для нее коэффициент температуропроводности κ_T , по порядку величины совпадающим с (8), а конкретно, пользуясь тем, что для плазменного скин-слоя отношение теплового давления к магнитному должно быть порядка единицы $\beta \equiv p/(B^2/8\pi) \sim 1$, мы выбрали его равным

$$\kappa_T = \sqrt{\beta} \kappa_B \quad (9)$$

и, таким образом, не зависящим от магнитного поля, а для идеальной плазмы, для которой $p \sim \rho T$, пропорциональным только корню из температуры, $\kappa_T \sim \sqrt{T}$.

Граничные условия в расчете учитывались следующим образом. Границы по z считались жесткими идеально проводящими теплоизолированными стенками. Внешняя граница по радиусу $r = R_{\max}$ считалась жесткой теплоизолированной стенкой. За внешней границей по r была введена строка фиктивных ячеек, в которых задавалось граничное значение магнитного поля, соответствующее току I . При этом магнитное поле имело возможность диффундировать как из области фиктивных ячеек в расчетный объем, так и наоборот, из расчетного объема в область фиктивных ячеек, приводя тем самым к уменьшению магнитного потока в объеме. Граница $r = 0$ соответствовала оси плазменного столба в осесимметричном расчете. На границе $r = 0$ радиальная компонента скорости и радиальная составляющая потока тепла считались нулевыми. Магнитное поле через ось имело возможность диффундировать, и тем самым приводить к выходу магнитного потока и росту z -компоненты напряженности электрического поля на оси. Для того чтобы избавиться от трудностей расчета диффузии магнитного поля для нулевого радиуса, мы отступали от оси на шаг равный $\Delta/4$.

При вычислении давления и внутренней энергии плазмы использовалось уравнение состояния идеального одноатомного газа.

3. СХЕМА РАСЧЕТА И ОСОБЕННОСТИ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

Расчеты проводились для прямоугольной области, на которой была введена регулярная однородная прямоугольная сетка с равными ребрами $\Delta r = \Delta z \equiv \Delta$ (Δr , Δz – шаг сетки по r и z координате соответственно). Скалярные величины определялись в центрах ячеек, векторные величины определялись на ребрах ячеек сетки.

МГД-расчет включал в себя следующие основные этапы:

- газодинамический этап счета, на котором определяются скорость, плотность, и удельная внутренняя энергия;
- расчет проводимости, распределение магнитного и электрического полей;
- расчет теплопроводности и джоулева нагрева плазмы;
- расчет температуры и давления плазмы.

Газодинамический этап расчета проводился по явной схеме. Для аппроксимации дифференциальных уравнений использовалась схема с разностями “против потока” [22]. Аппроксимация потоковых слагаемых проводилась по методу Лелюбера [23]. Для расчета скоростей и импульсов, определенных на ребрах ячеек основной сетки, была введена дополнительная смещенная сетка. Пересчет скоростей на ребра смещенной сетки выполнялся путем усреднения скоростей со смежных ребер основной (несмещенной) сетки. Такой подход с использованием разнесенных сеток позволяет получить второй порядок аппроксимации градиентов давления в уравнениях для импульса, несмотря на использование лишь четырех точек [24], а также избежать нефизических осцилляций в решении [23, 24].

Для обеспечения консервативности по полной энергии, внутренняя энергия на газодинамическом этапе расчета вычислялась как разность между полной и кинетической энергией плазмы. Для сквозного расчета ударных волн в плазме была введена искусственная вязкость [25].

Расчет магнитного и электрического полей проводился с использованием неявной схемы прогонки по строкам и столбцам с итерациями [26]. При этом расчет компонент магнитного поля, связанных с альфвеновской скоростью, был совмещен с расчетом электрических полей (см. работы [16, 17]). Такой подход позволяет избавиться от ограничения Куранта на величину счетного шага по времени, возникающего при расчете по явным схемам из-за наличия областей с низкой плотностью:

$$\Delta t \leq \frac{q \cdot \Delta}{c_{ms} + |\vec{v}|}, \quad (10)$$

где Δt – шаг по времени, Δ – линейный размер ячейки, $q = 0.25 - 0.75$, $c_{ms} = \sqrt{c_s^2 + c_A^2}$, c_s – скорость звука в веществе, c_A – альфвеновская скорость, $|\vec{v}|$ – модуль скорости плазмы.

Расчет теплопроводности выполнялся по явной схеме. Для обеспечения устойчивости расчета в этом случае вводилось искусственное ограничение на величину коэффициента температуропроводности, таким образом, чтобы для текущего временного шага условие устойчивости Куранта

$\Delta t < \frac{\Delta^2}{2\kappa_T}$ не нарушалось. При вычислении коэффициента теплопроводности $\lambda_T = C_p \cdot \rho \cdot \kappa_T$ (C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении) плотность на ребра пересчитывалась с использованием гармонического усреднения значений в смежных с ребром ячейках. Такой подход помог избавиться от нефизического вытекания энергии из разогретого вакуума в плазму.

В представленных расчетах было введено ограничение на температуру $T < 60$ для вакуумных областей с плотностью $\leq 10^{-3} \rho_0$. Такой же подход использовался в работе [17], с тем отличием, что в работе [17] ограничение вводилось для областей с плотностью $\leq 10^{-1} \rho_0$. Данное ограничение позволяло избежать в наших расчетах перегрева вакуума (по-видимому, из-за нефизических счетных эффектов) и уменьшить экранировку области пинча от тока, протекающего по малоплотной плазме. Для расчетов на сетках 0.0025×0.0025 и 0.00125×0.00125 дисбаланс по полной энергии, возникающий из-за искусственного уменьшения температуры, не превышал 15% и 7%, соответственно, на момент времени $t = 5$, соответствующий концу расчета.

Расчеты были выполнены на сетках с различными размерами ячеек 0.01×0.01 , 0.005×0.005 , 0.0025×0.0025 и 0.00125×0.00125 . При этом для самой подробной сетки число ячеек расчетной области достигало 6.4 млн. Провести расчеты с таким числом ячеек за разумное время позволило распараллеливание кода с использованием программного интерфейса OpenMP. Расчет на сетке 6.4 млн. ячеек потребовал примерно 100 часов машинного времени на 6-и ядерном процессоре Intel Core i7-990X с тактовой частотой 3.46 ГГц.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для того, чтобы определить основные закономерности развития сосисочной неустойчивости и выяснить адекватность нашей численной модели нами были проведены численные расчеты с разными сетками (начиная со сравнительно грубых и до достаточно тонких) и разными амплитудами возмущений.

Что касается разрешений сеток, выяснилось, что основные закономерности развития неустойчивости проявляются уже при разрешении сетки 0.01, хотя максимальные достигаемые в расчетах значения физических величин несколько увеличиваются при дроблении сетки, выходя примерно на предельные значения при разрешении сетки 0.0025.

На рис. 2 представлены распределения плотности, давления и величины B_r , полученные в расчете с разрешением сетки 0.0025 и амплитудой

начального возмущения $a = 0.05$ для разных моментов времени. Эволюция развития возмущений показывает, что из-за развития турбулентности формирования перетяжки с малым радиусом и вытеканием плазмы из зоны сжатия не происходит. Происходит перемешивание и экранирование струями плазмы зоны сжатия. В итоге, максимальные давления, плотности и магнитные поля в зоне сжатия (см. табл. 1) не растут неограниченно по мере сжатия, как можно было ожидать согласно сценариям (5, 6), а увеличившись до некоторого уровня, далее стабилизируются и остаются примерно на постоянном уровне. При этом из-за того, что магнитное поле практически не доходит до оси, напряжение на оси остается очень малым (табл. 1, рис. 3, кривая $a = 0.05$), однако спадает оно медленно, по-видимому, с характерным временем турбулентности, т.е. порядка единицы.

Дробление сетки, при котором одновременно уменьшается роль магнитной диффузии и теплопроводности и начальных хаотических возмущений, показало (см. табл. 1), что по мере утоньшения сетки происходит некоторый рост достигаемых максимальных давлений, плотностей и магнитных полей, который затем стабилизируется. Напряжение на оси имеет тенденцию к уменьшению по мере дробления сетки, что говорит о том, что развитие сосисочной неустойчивости с учетом двумерной турбулентности само по себе не приводит к большим напряжениям на оси и не может вызывать разгон ионов до высоких энергий, наблюдаемый в ряде экспериментов на Z-пинчах и плазменном фокусе [12–14]. Для объяснения этих результатов, по-видимому, необходимо привлекать модели, выходящие за рамки двумерной МГД, учитывать кинетику и/или трехмерные эффекты.

Итак, расчеты показывают, что со временем происходит стабилизация развития сосисочных возмущений. К какому же состоянию будет приходить плазма в этих двумерных МГД-расчетах? Разумно предположить, что это будет МГД равновесное состояние на границе перестановочной неустойчивости по Кадомцеву [27]. На рис. 4 приведено сравнение профилей давления, полученных из МГД-расчета и кадомцевских профилей, параметры которых подбирались из наилучшего согласования с профилями из МГД-расчета. Средние профили давления по радиусу в МГД-расчетах, были получены путем усреднения 2D-распределений по z . Момент времени, для которого средний профиль имеет максимальное значение вблизи оси, соответствует моменту времени 2.4, который и представлен на рис. 4а. Для представленных на рис. 4 средних МГД-профи-

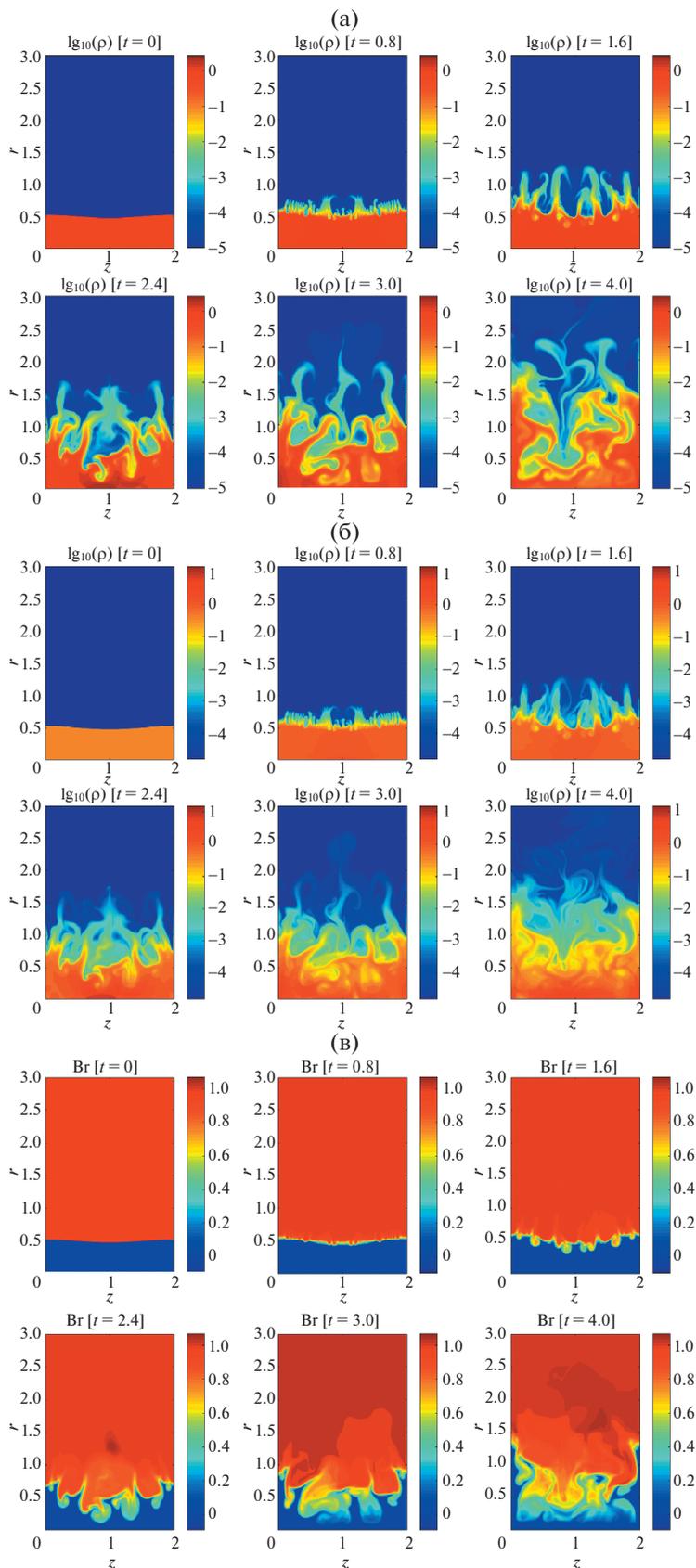


Рис. 2. Распределения а) плотности (ρ); б) давления (p); и в) произведения магнитного поля на радиус (Br) на различные моменты времени для расчета на сетке 0.0025×0.025 , $a = 0.05$.

Таблица 1. Максимальные величины, достигаемые в задаче с $a = 0.05$

Величина	Увеличение	Время t_{\max}	z	r	Максимальное напряжение на оси
<i>сетка 0.01×0.01</i>					
ρ	1.96	2.3	1.225	0.045	0.038
T	2.54	2.3	1.225	0.045	
p	4.98	2.3	1.225	0.045	
B	1.27	2.1	1.215	0.255	
<i>сетка 0.005×0.005</i>					
ρ	3.18	2.2	0.932	0.0025	0.038
T	5.31	2.2	0.932	0.0025	
p	16.9	2.2	0.932	0.0025	
B	1.64	2.0	1.192	0.182	
<i>сетка 0.0025×0.0025</i>					
ρ	2.63	2.4	0.651	0.0013	0.018
T	5.07	2.4	0.651	0.0013	
p	13.3	2.4	0.651	0.0013	
B	1.76	2.3	0.869	0.166	

Примечание к таблице 1 – t_{\max} – момент времени, в который в задаче достигается максимальное давление p или максимальное магнитное поле B ; z, r – координаты соответствующей точки; ρ и T – значения плотности и температуры в точке с максимальным давлением

лей давления был осуществлен подбор параметров b и p_0 для кадомцевского профиля:

$$p = p_0 \left(\frac{\beta}{0.8 + \beta} \right)^{5/2}; \quad r = b \frac{(0.8 + \beta)^{1/4}}{\beta^{3/4}} \quad (11)$$

(здесь следует отметить, что мы в формулах (11) исправили ошибку, которая имеет место в оригинальной статье Б.Б. Кадомцева [27]), которые обеспечивают минимум отклонения кадомцев-

ского профиля от среднего профиля из МГД-расчета:

$$\delta = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (p_i^{\text{МГД}} - p_i^{\text{Кад}})^2 \quad (12)$$

(n – количество точек, в которых вычислялся кадомцевский профиль; $p_i^{\text{МГД}}$ – значение давления среднего МГД-профиля в i -й точке, которое вычислялось путем линейной интерполяции

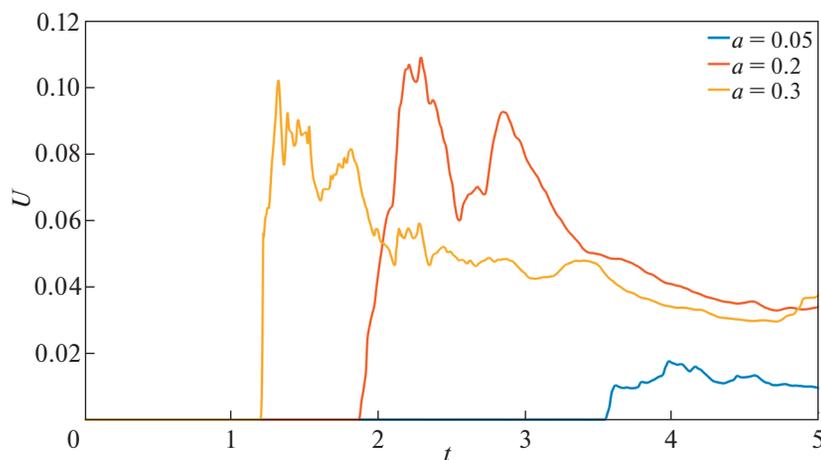


Рис. 3. Напряжения на оси для расчетов с амплитудами начального возмущения $a = 0.05$; $a = 0.2$; $a = 0.3$ (сетка 0.0025×0.0025).

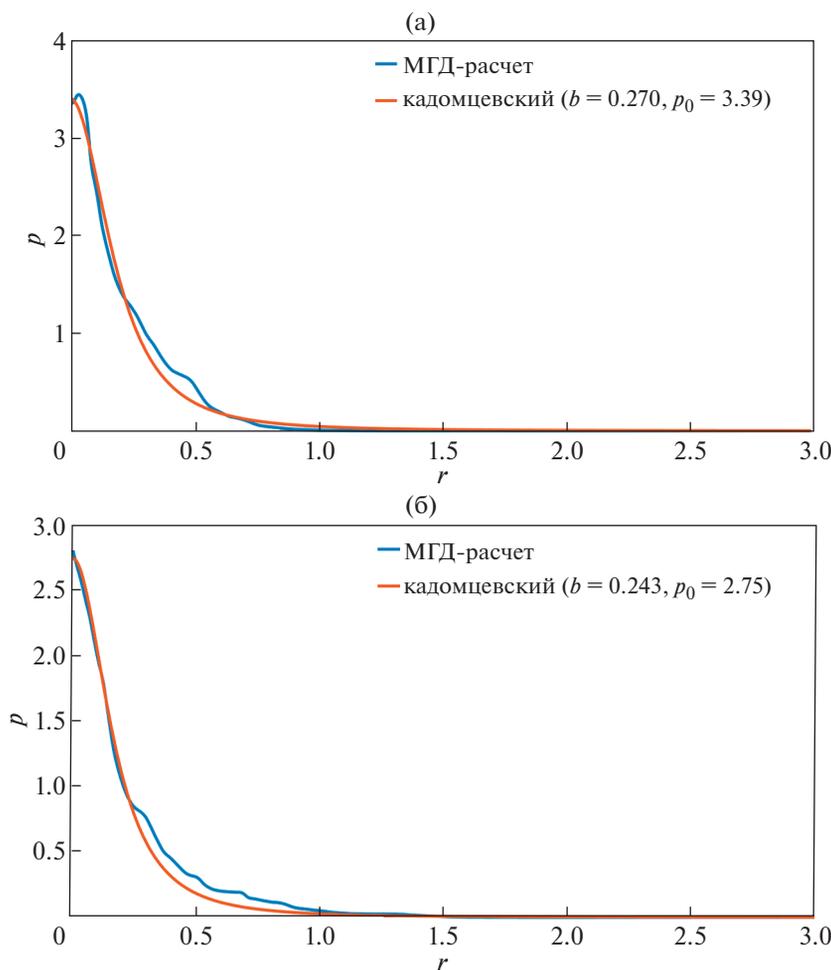


Рис. 4. Сравнение МГД и кадомцевского профилей для сетки 0.0025 см на моменты времени: а) – $t = 2.4$; б) – $t = 4$. В легендах к рисункам приведены значения параметров b и p_0 для кадомцевского профиля.

МГД-профиля на значение радиуса, соответствующего i -й точке кадомцевского профиля; $p_i^{\text{Кад}}$ – значение давления кадомцевского профиля в i -й точке). Рис. 4 показывает, что, действительно, имеет место эволюция расчетного профиля давления к кадомцевскому, причем с течением времени согласие с кадомцевским профилем улучшается, о чем свидетельствует также и уменьшение со временем среднего квадрата отклонения (12), которое на момент времени $t = 2.4$ составляло $\delta = 0.0099$, а к моменту времени $t = 4$ снизилось до $\delta = 0.0036$. При этом относительное отклонение, которое можно охарактеризовать величиной $\sqrt{\delta}/p_0$, уменьшилось с $\sqrt{\delta}/p_0 = 0.029$ до $\sqrt{\delta}/p_0 = 0.022$.

Нами было обнаружено, что увеличение амплитуды начального возмущения приводит к увеличению достигаемых в ходе сжатия перетяжки, давлений, плотностей и магнитных полей в зоне сжатия, а также к возрастанию напряжений на оси пинча. В качестве примера расчета с увели-

ченной амплитудой на рис. 5 представлены распределения плотности, давления и величины B_r , полученные в расчете с разрешением сетки 0.00125 и амплитудой начального возмущения $a = 0.3$ для разных моментов времени. Сравнение рис. 5 и рис. 2 показывает, что хотя общая тенденция перемешивания и закрытия струями плазмы зоны перетяжки сохраняется (и в итоге в перетяжке не происходит неограниченного пинчевания и выхода магнитного поля на сколь угодно малые радиусы), можно отметить, что для задачи с большим a мелкомасштабные неустойчивости не успевают так развиться, как в задаче с $a = 0.05$, и перетяжка для задачи с $a = 0.3$ сжимается сильнее. В итоге, в задаче с $a = 0.3$ достигаются большие давления, плотности и магнитные поля в зоне сжатия (см. табл. 2). Благодаря возрастанию магнитного поля в зоне сжатия при увеличении a возрастают и напряжения на оси, хотя и остаются относительно небольшими (табл. 2, рис. 3, кривая $a = 0.3$), но спадают они по-прежнему медленно, с характерным временем порядка единицы.

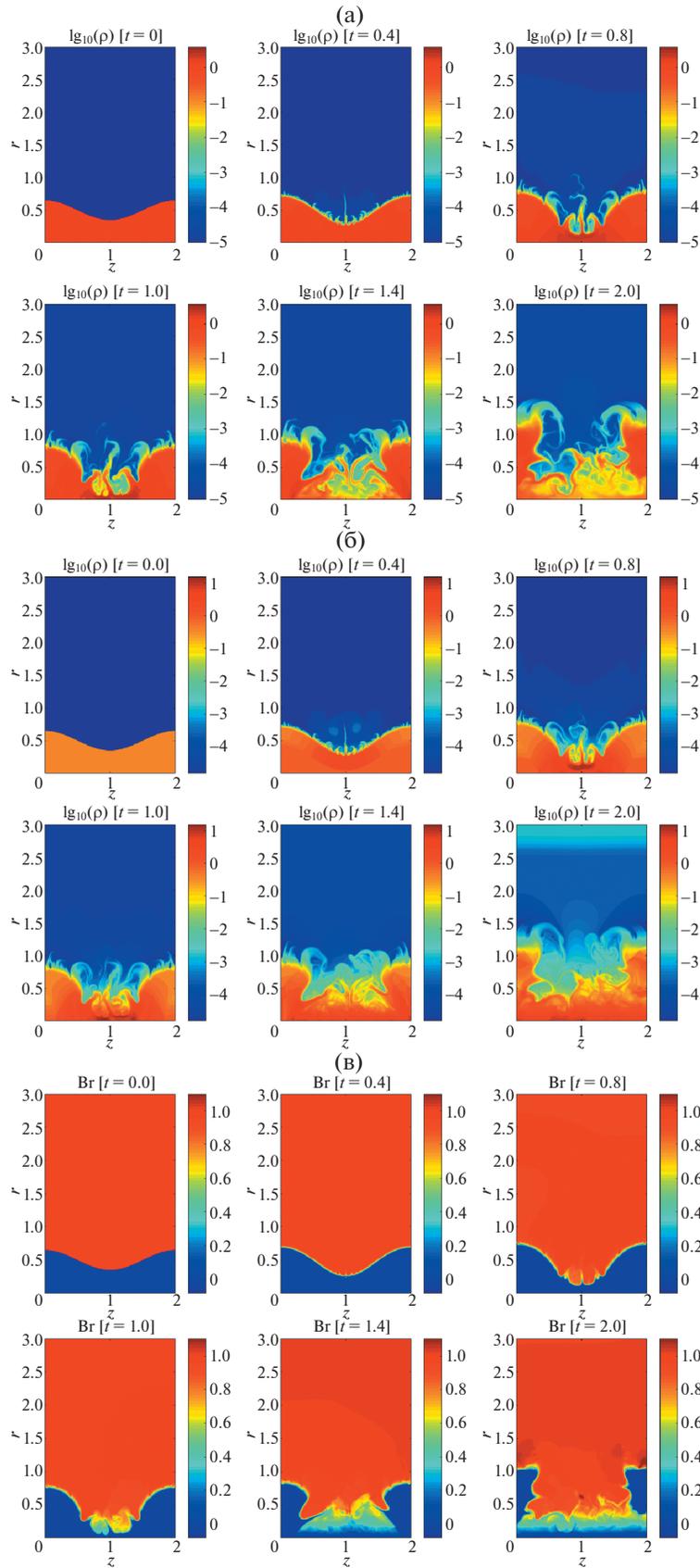


Рис. 5. Распределения а) плотности (ρ); б) давления (p); и в) произведения магнитного поля на радиус (Br) на различные моменты времени для расчета на сетке 0.00125×0.0125 , $a = 0.3$.

Таблица 2. Максимальные величины, достигаемые в задаче с $a = 0.3$

Величина	Увеличение	Время t_{\max}	z	r	Максимальное напряжение на оси
<i>сетка 0.01×0.01</i>					
ρ	3.38	1.7	0.005	0.005	0.308
T	5.58	1.7	0.005	0.005	
p	18.8	1.7	0.005	0.005	
B	2.40	1.2	1.265	0.125	
<i>сетка 0.005×0.005</i>					
ρ	1.42	1.1	0.902	0.008	0.262
T	17.6	1.1	0.902	0.008	
p	25.0	1.1	0.902	0.008	
B	3.64	1.0	0.892	0.072	
<i>сетка 0.0025×0.0025</i>					
ρ	5.35	1.5	1.999	0.001	0.278
T	13.7	1.5	1.999	0.001	
p	73.2	1.5	1.999	0.001	
B	4.12	1.4	1.531	0.054	
<i>сетка 0.00125×0.00125</i>					
ρ	5.47	1.1	1.096	0.001	0.102
T	11.9	1.1	1.096	0.001	
p	65.3	1.1	1.096	0.001	
B	4.12	1.1	1.098	0.031	

Примечание к таблице 2 – t_{\max} – момент времени, в который в задаче достигается максимальное давление p или максимальное магнитное поле B , z , r – координаты соответствующей точки, ρ и T – значения плотности и температуры в точке с максимальным давлением

5. РАЗМЕРНЫЕ ОЦЕНКИ ДЛЯ $I = 10$ МА

Оценим характерные величины, фигурирующие в наших расчетах, если для рассматриваемой нами задачи о перетяжке ориентироваться на ток $I = 10$ МА и характерное время 10^{-7} с, которые рассматривались в работах [10, 11], где обсуждалась возможность зажигания термоядерной реакции в перетяжках Z-пинча. Если при этом принять за единицу измерения времени характерное время 10^{-7} с, а за единицу измерения расстояния – начальный диаметр пинча, рассматриваемый в [10], $2R_0 = 1$ см, то согласно разделу 2 остальными единицами измерений будут:

скорость	10^7 см/с,
магнитное поле	$B_0 = 4$ МГс,
начальная плотность плазмы	$\rho_0 \approx 0.051$ г/см ³ ,
начальное давление плазмы в столбе	$p_0 \approx 0.64$ Мбар,
напряжение	$U = 400$ кВ,
начальная температура для D-T плазмы	$T_0 \approx 0.016$ кэВ.

В этом случае согласно табл. 1 максимальными величинами, достигаемыми в задаче с $a = 0.3$, будут:

плотность плазмы	$\rho \approx 0.28$ г/см ³ ,
температура	$T \approx 0.19$ кэВ,
давление плазмы	$p \approx 42$ Мбар,
магнитное поле	$B = 16$ МГс,
напряжение	$U = 41$ кВ.

Характерный размер сжатой плазмы согласно рис. 5 для $t = 1$ можно оценить как 0.1 см по радиусу r и 0.3 см по z . Полученные значения температуры и ρr далеки от необходимых для зажигания термоядерной реакции. К сожалению, даже увеличение тока до 100 МА может на этом пути не привести к зажиганию.

6. РОЛЬ СОСИСОЧНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ

Наше рассмотрение автомодельного двумерного МГД-развития перетяжки показывает, что собственно турбулентная (т.е. реальная) сосисочная неустойчивость не приводит к генерации высоких (и неограниченно растущих в МГД-при-

ближении при дроблении сетки) напряжений на оси пинча. Тем не менее, в двухтемпературной МГД-модели расчета плазменного фокуса [16, 17] при наличии аномального сопротивления плазмы происходит генерация высоких напряжений на оси пинча (превышающих в 20 раз напряжение на конденсаторной батарее), которые приводят к формированию ионных пучков и генерации нейтронного излучения за счет ускорительного механизма. Модель описывает экспериментальный нейтронный выход, получаемый на многих установках плазменного фокуса. Чем это объясняется? Часть аргументов для объяснения этого приводится в [17].

Первое, это то, что граница токово-плазменной оболочки (ТПО) остается в расчетах гладкой, хотя априори могла бы быть искажена из-за развития РТ-неустойчивости. Это свойство является общим для многих течений в условиях нелинейного развития РТ-неустойчивости: известно, что “пузыри” (bubbles) в РТ-неустойчивости имеют гладкую форму. Аналогичная гладкость границы плазмы имеется и в расчетах камеры МАГО [5]. Можно предположить, что на больших масштабах, сравнимых с полным масштабом задачи, двумерные эффекты (растягивание масштабов в пузыре и шир (shear) скорости) подавляют развитие неустойчивости, что и наблюдается в экспериментах и расчетах.

Второе, это то, что к оси ТПО подходит с большой амплитудой основной гармоники возмущения, и, согласно нашим результатам, развитие мелкомасштабной сосисочной неустойчивости будет ослаблено. К тому же, вероятно, наличие заметной скорости ТПО также будет способствовать ослаблению развития мелкомасштабной сосисочной неустойчивости.

Третье: по-видимому, включение аномального сопротивления плазмы, имеющее кинетическую, а не МГД, природу, происходит довольно рано, когда магнитный поток, находящийся за ТПО, еще не заэкранирован развитой сосисочной неустойчивостью.

Возможно, влиянием перечисленных факторов и их разной ролью в разных геометриях камер плазменного фокуса объясняется то, что не во всех случаях модель [16, 17] удовлетворительно объясняет нейтронный выход из этих камер.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью двумерных осесимметричных МГД-расчетов изучалось развитие перетяжки Z-пинча с учетом коротковолновых малых возмущений, т.е. с учетом развития двумерной турбулентности. Влияние магнитной диффузии и теплопроводности предполагалось малым, и существенным лишь в зонах, где их необходимо

учитывать (на границах плазма/вакуум и вблизи оси, куда должен вытекать магнитный поток, поступающий к оси из-за развития перестановочной сосисочной неустойчивости).

Расчеты показали, что из-за развития турбулентности формирования перетяжки с малым радиусом и вытеканием плазмы из зоны сжатия не происходит. Происходит перемешивание и экранирование струями плазмы зоны сжатия. В итоге, максимальные давления, плотности и магнитные поля в зоне сжатия не растут неограниченно по мере сжатия, а увеличившись до некоторого уровня, далее стабилизируются и остаются примерно на постоянном уровне. Улучшение разрешения сетки, и, таким образом, улучшение точности расчетов качественно не меняет характер течения, несколько меняются только сами достигаемые максимальные параметры сжатия из-за случайного характера развития турбулентности. Заметное влияние на максимальные параметры сжатия оказывает амплитуда начального возмущения, поскольку при ее увеличении перетяжка формируется быстрее, коротковолновые возмущения успевают развиться до меньшего уровня, и образующаяся турбулентная плазма слабее экранирует зону сжатия. Для амплитуды начального возмущения a , составляющей 5% начального радиуса пинча, максимальное давление внутри пинча, полученное в расчете при развитии перетяжки, увеличилось в 13 раз по сравнению с начальным, а максимальное магнитное поле увеличилось в 1.8 раза по сравнению с начальным на поверхности пинча. Для амплитуды же $a = 0.3$ увеличение давления составило 65 раз, а увеличение магнитного поля 4 раза.

Расчеты показали также, что в двумерной осесимметричной МГД-модели при сжатии перетяжки не происходит и генерации высоких напряжений вблизи оси, что могло бы способствовать формированию ионных пучков и генерации нейтронов за счет ускорительного механизма. Так в расчетах с $a = 0.05$ максимальные развивающиеся напряжения составляют примерно $0.02 [U]$, где $[U](MB) = 0.02I(MA) \frac{l}{R_0} \cdot c_A$ (10^7 см/с), а в расчетах с $a = 0.3$ максимальные напряжения примерно равны $0.1 [U]$. Со временем напряжение на оси медленно спадает, с характерным гидродинамическим временем турбулентности, т.е. порядка единицы.

В двумерных расчетах довольно быстро устанавливается МГД равновесное состояние на границе перестановочной неустойчивости по Кадомцеву [27].

Из-за того, что максимальные давления, плотности и магнитные поля в зоне сжатия не растут неограниченно по мере сжатия, предположение, на котором основывалась концепция [10, 11] по

получению зажигания термоядерных реакций, не выполняется, и зажечь плазму в перетяжке Z-пинча из-за развития сосисочной неустойчивости при токе $I \sim 10$ МА вряд ли удастся. Есть сомнения, что на этом пути возможно получение зажигания даже при токе $I \sim 100$ МА.

Несмотря на отрицательную роль мелкоштабной сосисочной неустойчивости, нейтронный выход для ряда геометрий плазменного фокуса успешно описывается с помощью ускорительного механизма. Это можно объяснить тем, что благодаря большой кривизне и высокой скорости токово-плазменной оболочки развитие мелкоштабных рэлей-тейлоровской и сосисочной неустойчивости оказывается подавленным, а включение кинетического аномального сопротивления происходит при не слишком больших сжатиях перетяжки.

Авторы выражают благодарность В.В. Янькову, предложившему проведение исследований возможности получения зажигания с помощью МГД-расчетов. Это предложение в значительной степени способствовало проведению настоящей работы. Авторы благодарят также Д. Клира за полезные обсуждения экспериментов по генерации высокоэнергетичных ионов в Z-пинчах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
2. Трубников Б.А. // Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. 1. С. 289.
3. Kruskal M., Schwarzschild M. // Proc. Roy. Soc. A. 1954. V. 223. P. 348.
4. Шафранов В.Д. // Атом. энергия. 1956. № 5. С. 38.
5. Гаранин С.Ф. Физические процессы в системах МАГО-МТФ. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2012.
6. Дьяченко В.Ф., Имшенник В.С. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1974. Вып. 8. С. 164.
7. Вихрев В.В., Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1980. Вып. 10. С. 243.
8. Трубников Б.А., Жданов С.К. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. № 7. С. 292.
9. Гаранин С.Ф., Чернышев Ю.Д. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. № 8. С. 974.
10. Яньков В.В. Препринт ИАЭ-4218/7. Москва. 1985.
11. Яньков В.В. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 5. С. 521.
12. Klir D., Kravarik J., Kubes P., Rezac K., Anan'ev S.S., Bakshaev Yu.L., Blinov P.I., Chernenko A.S., Kazakov E.D., Korolev V.D., Meshchero B.R., Ustroev G.I., Juha L., Krasa J., Velyhan A. // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 032701.
<https://doi.org/10.1063/1.2839352>
13. Klir D., Shishlov A.V., Kokshenev V.A., Kubes P., Rezac K., Cherdizov R.K., Cikhhardt J., Cikhhardtova B., Dudkin G.N., Fursov F.I., Hyhlik T., Kaufman J., Kovalchuk B.M., Krasa J., Kravarik J., Kurmaev N.E., Labetsky A.Yu., Munzar V., Orcikova H., Padalko V.N., Ratakhin N.A., Sila O., Stodulka J., Turek K., Varlachev V.A., Wagner R. // New J. Phys. 2018. V. 20. P. 053064.
14. Klir D., Jackson S.L., Shishlov A.V., Kokshenev V.A., Rezac K., Beresnyak A.R., Cherdizov R.K., Cikhhardt J., Cikhhardtova B., Dudkin G.N., Engelbrecht J.T., Fursov F.I., Krasa J., Kravarik J., Kubes P., Kurmaev N.E., Munzar V., Ratakhin N.A., Turek K., Varlachev V.A. // Matter and Radiation at Extremes. 2020. V. 5. P. 026401.
<https://doi.org/10.1063/1.5132845>
15. Lebedev S.V., Frank A., Ryutov D.D. // Rev. Mod. Phys. 2019. V. 91. № 2. P. 025002.
16. Гаранин С.Ф., Мамышев В.И. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 8. С. 695.
17. Гаранин С.Ф., Долинский В.Ю., Мамышев В.И., Макеев Н.Г., Маслов В.В. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 10. С. 695.
18. Гаранин С.Ф., Мамышев В.И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 1989. № 1. С. 23.
19. Сасоров П.В. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. Вып. 12. С. 1507.
20. Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Черненко А.С., Даныко С.А., Калинин Ю.Г., Кингсен А.С., Королев В.Д., Мижирецкий В.И., Смирнов В.П., Шапиков А.Ю., Сасоров П.В., Ткаченко С.И. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 4. С. 291.
21. Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183.
22. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей. Т. 1: Основные положения и общие методы. М.: Мир, 1991.
23. Робертс К., Поттер Д. Вычислительные методы в физике плазмы / Под ред.: Б. Олдер, С. Фернбах, М. Ротенберг, М.: Мир, 1974. С. 335.
24. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей. Т. 2: Методы расчета различных течений. М.: Мир, 1991.
25. Нох В.Ф. Вычислительные методы в гидродинамике / Под ред: Б. Олдер, С. Фернбах, М. Ротенберг. М.: Мир, 1967. С. 128.
26. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975.
27. Кадомцев Б.Б. Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963. Вып. 2. С. 132.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ПЫЛЕВОЙ
ПЛАЗМЫ У ПОВЕРХНОСТИ СПУТНИКА МАРСА – ДЕЙМОСА© 2021 г. А. П. Голубь^а, С. И. Попель^{а,*}^а Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.

После доработки 15.03.2021 г.

Принята к публикации 16.03.2021 г.

Обсуждается формирование пылевой плазмы за счет фотоэлектрических и электростатических процессов в приповерхностном слое над освещенной частью спутника Марса – Деймоса. На основе физико-математической модели для самосогласованного описания концентраций фотоэлектронов и пылевых частиц над поверхностью освещенной части Деймоса определены параметры, характеризующие траектории движения пылевых частиц. Показано, что затухание колебаний пылевой частицы над поверхностью спутника Марса связано с вариациями ее заряда, что согласуется с представлениями об аномальной диссипации, природа которой вытекает из процессов, связанных с вариацией зарядов пылевых частиц. Продемонстрировано, что для большинства пылевых частиц, поднимающихся над поверхностью Деймоса из-за фотоэлектрических и электростатических процессов, время затухания их колебаний оказывается большим продолжительности светлого времени суток, т.е. нестационарность плазменно-пылевой системы над освещенной частью поверхности Деймоса проявляется практически в течение всей продолжительности дня на нем. Определены максимальные значения высоты подъема пылевых частиц и зарядового числа, которые могут быть достигнуты пылевыми частицами разных размеров, а также приведена оценка типичных концентраций пылевых частиц и фотоэлектронов над Деймосом. Для получения более определенных данных о параметрах плазменно-пылевой системы в окрестности Деймоса необходима более детальная информация о свойствах его грунта, которая, как ожидается, будет получена в будущих космических миссиях.

Ключевые слова: пылевая плазма, система Марса, Деймос, затухание колебаний пылевых частиц, нестационарность, будущие космические миссии

DOI: 10.31857/S0367292121070088

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существенное влияние уделяется исследованию системы Марса космическими аппаратами (см., например, [1–7]). Успешно функционируют аппараты Mars Express, ExoMars Trace Gas Orbiter и др. Поверхность Марса исследуют марсоходы Mars Exploration Rover Opportunity, Mars Science Laboratory Curiosity и Perseverance. Готовится миссия “Бумеранг” (Phobos-Grunt 2) к одному из спутников Марса. Интерес к исследованию спутников Марса обусловлен, в частности, тем, что из-за слабого гравитационного поля спутники Марса оказываются более доступным для пилотируемых полетов, чем Марс. Ускорение свободного падения на Деймосе составляет приблизительно 0.0039 м/с^2 , и посадка на него космического аппарата скорее напоминает стыковку с другим аппаратом, чем приземление на планету. Согласно наблюдениям космических аппаратов Викинг [8, 9] и Марс-Экспресс

[10], поверхность Деймоса покрыта пылью, которая состоит из несвязанных друг с другом небольших крупинок реголита, образовавшегося в результате метеороидной бомбардировки.

Слабая гравитация усиливает роль пыли на Деймосе, поскольку даже слабое возмущение может привести к формированию массивного пылевого облака над его поверхностью. В рамках миссии “Бумеранг” предполагается обнаружение и определение основных параметров (импульса, массы, скорости, заряда) пылевых частиц у поверхности спутника Марса. Кроме того, ожидается измерение параметров плазмы и определение локального приповерхностного электрического поля. Для этих целей будут использованы пьезоэлектрические ударные сенсоры и зарядочувствительные сетки (см. рис. 1).

В этой связи, важное значение приобретает исследование пылевой плазмы у поверхности Деймоса. В работе [11] представлено описание

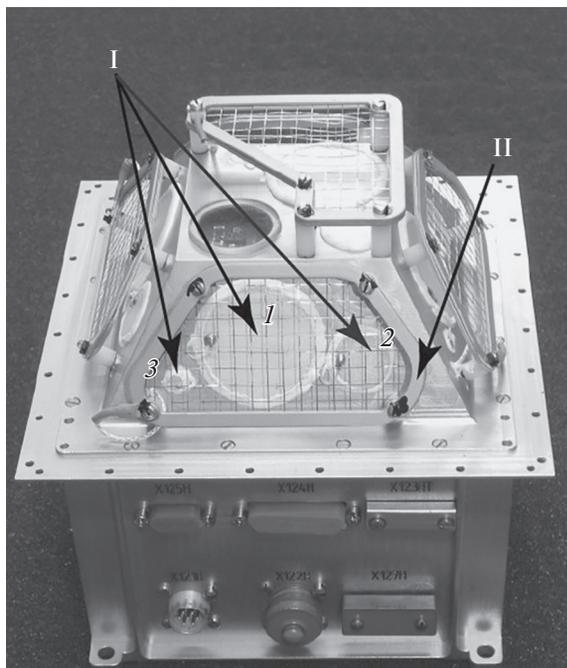


Рис. 1. Фотография прибора для исследования пыли в системе Марса. Отмечены пьезоэлектрические ударные сенсоры (I) и зарядочувствительная сетка (II).

плазменно-пылевой системы в приповерхностном слое над освещенной частью Деймоса на основе самосогласованной модели. Роль метеороидов при формировании плазменно-пылевой системы у Деймоса изучалась в [10–13]. Модель [11] не использовалась для описания нестационарных процессов, возникающих, например, из-за конечности (по времени) светлого времени суток на Деймосе. В настоящей работе предпринимается попытка определить, к каким последствиям при описании пылевой плазмы у поверхности Деймоса может привести учет конечности (по времени) светлого времени суток, длительность которого на Деймосе оценивается как половина периода его вращения вокруг своей оси, т.е. около 55000 с. Кроме того, хорошо известно [14–17], что в пылевой плазме процессы, связанные с вариацией зарядов пылевых частиц, часто оказываются существенно неравновесными, и роль аномальной диссипации, природа которой вытекает из процессов, связанных с вариацией зарядов пылевых частиц, часто оказывается решающей. Одной из целей настоящей работы является обсуждение роли вариации зарядов пылевых частиц в процессах формирования пылевой плазмы у поверхности Деймоса.

Деймос является безатмосферным космическим телом. Его поверхность заряжается под действием электромагнитного излучения Солнца и плазмы солнечного ветра [11]. При взаимодей-

ствии с солнечным излучением поверхность Деймоса испускает электроны вследствие фотоэффекта, что приводит к формированию над поверхностью слоя фотоэлектронов. К появлению фотоэлектронов приводит также их испускание пылевыми частицами, присутствующими над поверхностью Деймоса, вследствие взаимодействия последних с электромагнитным излучением Солнца. Пылевые частицы, находящиеся на поверхности Деймоса или в приповерхностном слое, поглощают фотоэлектроны, фотоны солнечного излучения, электроны и ионы солнечного ветра. Все эти процессы приводят к зарядке пылевых частиц, их взаимодействию с заряженной поверхностью Деймоса, подъему и движению пыли.

Для описания плазменно-пылевой системы в приповерхностном слое освещенной части Деймоса используется модель [11] с той лишь разницей, что при движении пылевых частиц вдоль их траекторий учитываются вариации заряда пылевых частиц, обусловленные влиянием фотоэлектронов, электронов и ионов солнечного ветра, а также солнечного излучения на пылевые частицы. Не учитывается воздействие светового давления на динамику пылевых частиц, поскольку, как показывают оценки, указанное воздействие сказывается лишь для частиц с размерами, заведомо не превышающими 1 нм.

Для нахождения концентраций фотоэлектронов над поверхностью Деймоса решается система уравнений, состоящая из стационарного кинетического уравнения для функции распределения фотоэлектронов и уравнения Пуассона для электростатического потенциала с соответствующими граничными условиями, характеризующими поведение потенциала у поверхности Деймоса и на бесконечном удалении от нее. Функция распределения фотоэлектронов по энергиям у поверхности Деймоса Φ_e определяется стандартным образом [18] на основе расчета плотности потока фотоэлектронов, испускаемых твердым телом под действием излучения

$$\Phi_e(E_e)dE_e = 2 \cos \theta \sqrt{\frac{2m_e}{E_e}} \int_{E_e+W}^{\infty} Y(E_{ph})F_{ph}d\rho dE_{ph}, \quad (1)$$

где E_e – энергия фотоэлектрона, E_{ph} – энергия фотона, W – работа выхода фотоэмиссии, θ – угол между местной нормалью и направлением на Солнце, m_e – масса электрона, $Y(E_{ph})$ – квантовый выход, зависящий от энергии фотонов, $F_{ph}dE_{ph}$ – число фотонов солнечного излучения с энергией E_{ph} в интервале dE_{ph} , пересекающих в

единицу времени единичную площадку, перпендикулярную к направлению движения фотонов,

$$d\rho = \frac{6(E_m - E_e)}{E_m^3} E_e dE_e, \quad 0 \leq E_e \leq E_m = E_{ph} - W$$

– вероятность [18] того, что в результате поглощения фотона энергии E_{ph} испускается электрон с энергией E_e в интервале энергий dE_e . При выводе (1) пренебрегалось возможной анизотропией функции распределения фотоэлектронов в пространстве скоростей, обусловленной неровностью поверхности Деймоса.

Функция распределения (1) может быть использована для нахождения концентрации N_0 и температуры T_e фотоэлектронов у поверхности Деймоса:

$$N_0 = \int_0^\infty \Phi_e(E_e) dE_e, \quad (2)$$

$$T_e = \frac{2}{3} \langle E_e \rangle \equiv \frac{2}{3N_0} \int_0^\infty E_e \Phi_e(E_e) dE_e. \quad (3)$$

При вычислении функции распределения фотоэлектронов, их концентрации и температуры важными параметрами являются спектр солнечного излучения, квантовый выход и работа выхода вещества грунта Деймоса. Типичные значения работы выхода и квантового выхода вещества грунта Деймоса неизвестны. Полагаем, что они близки к аналогичным значениям на Луне [11, 19]. Так, в качестве значений работы выхода используем значение 6 эВ, а для квантового выхода в расчетах используем его зависимость, приведенную в работе [20]. При этом максимальное значение квантового выхода [20], приблизительно равное 0.09 ± 0.003 , достигается при длине электромагнитной волны, приблизительно равной 900 Å, что, в свою очередь, соответствует $E_{ph} \approx 13.7$ эВ. При значениях E_{ph} , больших и меньших 13.7 эВ, величина квантового выхода существенно образом уменьшается (на несколько порядков величины). Так, при $E_{ph} \approx 7$ эВ $Y(E_{ph})$ падает до значения $\sim 10^{-6}$, при приближении E_{ph} к работе выхода квантовый выход уменьшается еще на 1–2 порядка величины.

Что касается спектров солнечного излучения, их форма соответствует форме спектров у Луны [19], однако интенсивность оказывается меньшей, что обусловлено значением Солнечной постоянной, которое на орбите Марса составляет 592 Вт/м^2 , т.е. 43% от значения Солнечной постоянной на орбите Земли. Кроме того, спектры солнечного излучения и на орбите Марса существенно варьируются в течение одиннадцатилетнего цикла солнечной активности. Однако, несмотря

на вариации количества энергии, излучаемой Солнцем в ультрафиолетовом диапазоне (основном с точки зрения испускания фотоэлектронов) в указанном цикле не происходит существенных (на порядки величины) изменений значений N_0 и T_e . В проводимых ниже вычислениях используются значения N_0 и T_e , рассчитанные в [11] для условий приповерхностного слоя освещенной части Деймоса при солнечной активности, соответствующей солнечному максимуму $N_0 \approx 130 \cos \theta \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1.9$ эВ.

Поведение пылевых частиц в приповерхностном слое описывается уравнениями, описывающими их динамику и зарядку

$$m_d \frac{d^2 h}{dt^2} = q_d E(h, \theta) - m_d g_0, \quad (4)$$

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d), \quad (5)$$

где h – высота над поверхностью Деймоса; m_d – масса пылевой частицы; q_d – ее заряд; g_0 – ускорение свободного падения у поверхности Деймоса; $I_e(q_d)$ и $I_i(q_d)$ – микроскопические токи на пылевую частицу электронов и ионов солнечного ветра, $I_{ph}(q_d)$ – фототок электронов с пылевой частицы, обусловленный ее взаимодействием с солнечным излучением, $I_{e,ph}(q_d)$ – ток фотоэлектронов на пылевую частицу,

$$I_e \approx -\pi a^2 e n_{eS} \sqrt{\frac{8T_{eS}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{eS}} \right), \quad (6)$$

$$I_i \approx \pi a^2 e n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{2\pi m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \left\{ \frac{u_i + u_0}{u_{Ti}} \times \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{(u_i - u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) + \frac{u_i - u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i + u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) \right\} + \\ + \pi a^2 e n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{4m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{u_i + u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{u_i - u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) \right\} \times \\ \times \left(1 + \frac{2Z_d e^2}{a T_{iS}} + \frac{u_i^2}{u_{Ti}^2} \right), \quad (7)$$

$$I_{ph} \approx -\pi a^2 e N_0 \sqrt{\frac{T_{e,ph}}{2\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}} \right) \exp\left(-\frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}}\right), \quad (8)$$

$$I_{e,ph} \approx -\pi a^2 e n_{e,ph} \sqrt{\frac{8T_{e,ph}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}} \right). \quad (9)$$

Здесь a – размер пылевой частицы, Z_d – ее зарядовое число ($q_d = Z_d e$), e – элементарный заряд, $n_{e(i)S}$ – концентрация электронов (ионов) солнечного ветра, $T_{e(i)S}$ – температура электронов

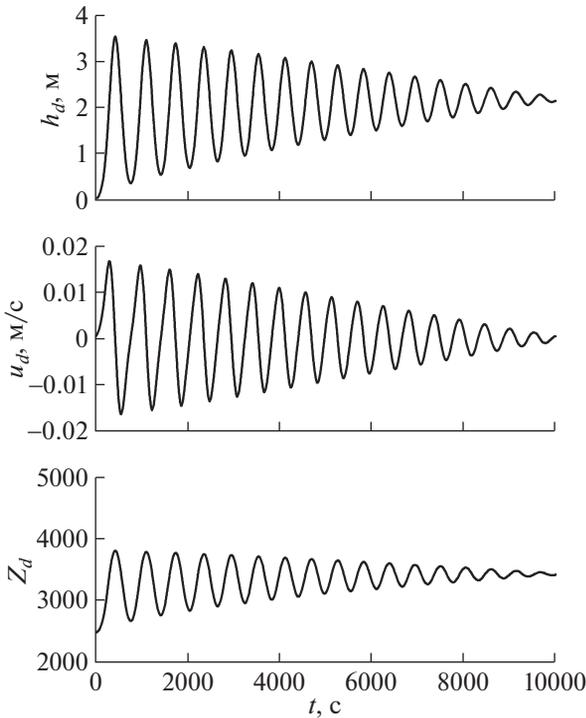


Рис. 2. Параметры, характеризующие траекторию движения пылевой частицы радиуса $a = 1.768$ мкм с изменяющимся зарядом над поверхностью Деймоса при $\theta = 87^\circ$: высота подъема h_d , скорость u_d , зарядовое число Z_d .

(ионов) солнечного ветра, m_i — масса иона, $u_0 = \sqrt{2Z_d e^2 / am_i}$, $u_{Ti} = \sqrt{T_{iS} / m_i}$ — тепловая скорость ионов солнечного ветра, u_i — скорость солнечного ветра, $T_{e,ph}$ — температура фотоэлектронов, а $n_{e,ph}$ — концентрация фотоэлектронов. Выражения (6)–(9) справедливы для случая положительных зарядов пылевых частиц. Выражение (8) для тока I_{ph} не содержит множителя, содержащего характеристики спектров излучения, что оказывается возможным в ситуации, когда поверхности пылевых частиц и поверхность Деймоса имеют одинаковую работу выхода. В этой ситуации указанный множитель удастся выразить через значение N_0 . Выражение (7) выведено специально для случая положительного заряда пылевых частиц и произвольных скоростей потоков ионов [21].

При решении уравнений (4), (5) необходимо учитывать следующее выражение для электрического поля E , формируемого заряженной поверхностью Деймоса, в зависимости от высоты h над его поверхностью:

$$E(h, \theta) = \frac{2T_{e,ph}}{e} \frac{\sqrt{\cos \theta / 2}}{\lambda_D + h\sqrt{\cos \theta / 2}}, \quad (10)$$

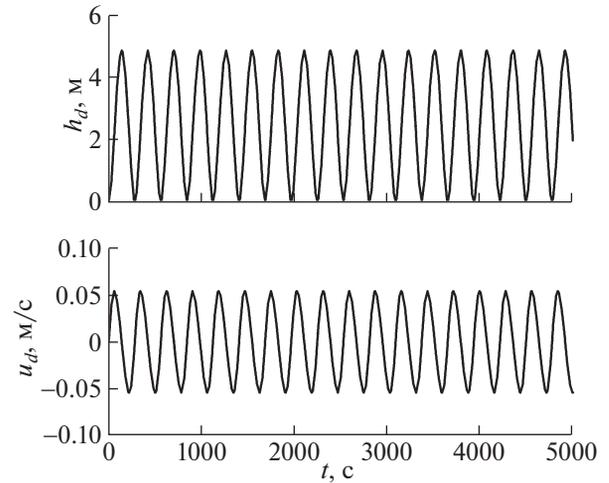


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для пылевой частицы радиуса $a = 1.768$ мкм с постоянным зарядом.

где λ_D — дебаевский радиус фотоэлектронов у поверхности Деймоса. Выражение (10) получено в результате совместного решения кинетического уравнения для фотоэлектронов и уравнения Пуассона. Зависимость электрического поля от угла θ в выражении (10) обусловлена изменением числа фотонов, которые поглощаются единицей поверхности Деймоса, в зависимости от угла θ . Распределение электрического поля, аналогичное (10), получено в работах [22–24].

Расчеты в рамках системы уравнений (4), (5) позволяют, в частности, определить траектории и параметры движения пылевых частиц. На рис. 2 приведены параметры, характеризующие движение пылевой частицы радиуса $a = 1.768$ мкм с изменяющимся, согласно уравнению (5), зарядом $q_d = Z_d e$ для значения угла θ между местной нормалью и направлением на Солнце, равного 87° . Видно существенное затухание колебаний вокруг устойчивого положения $h_{d0} = 217$ см, $u_{d0} = 0$, $Z_{d0} = 3440$. Здесь h_d — высота подъема пылевой частицы, u_d — ее скорость. Период колебаний — 670 с. На рис. 3 приведены те же, что и на рис. 2, параметры, но полученные в предположении постоянного значения зарядового числа $Z_d = Z_{d0} = 3440$. Виден незатухающий характер колебаний вокруг устойчивого положения. Таким образом, имеется связь между затуханием колебаний пылевой частицы над поверхностью спутника Марса и вариациями ее заряда, что согласуется с представлениями об аномальной диссипации, природа которой вытекает из процессов, связанных с вариацией зарядов пылевых частиц [14–17].

Для меньшей частицы с радиусом $a = 1.541$ мкм при $\theta = 87^\circ$ имеем $h_{d0} = 774$ см, $u_{d0} = 0$, $Z_{d0} = 3920$,

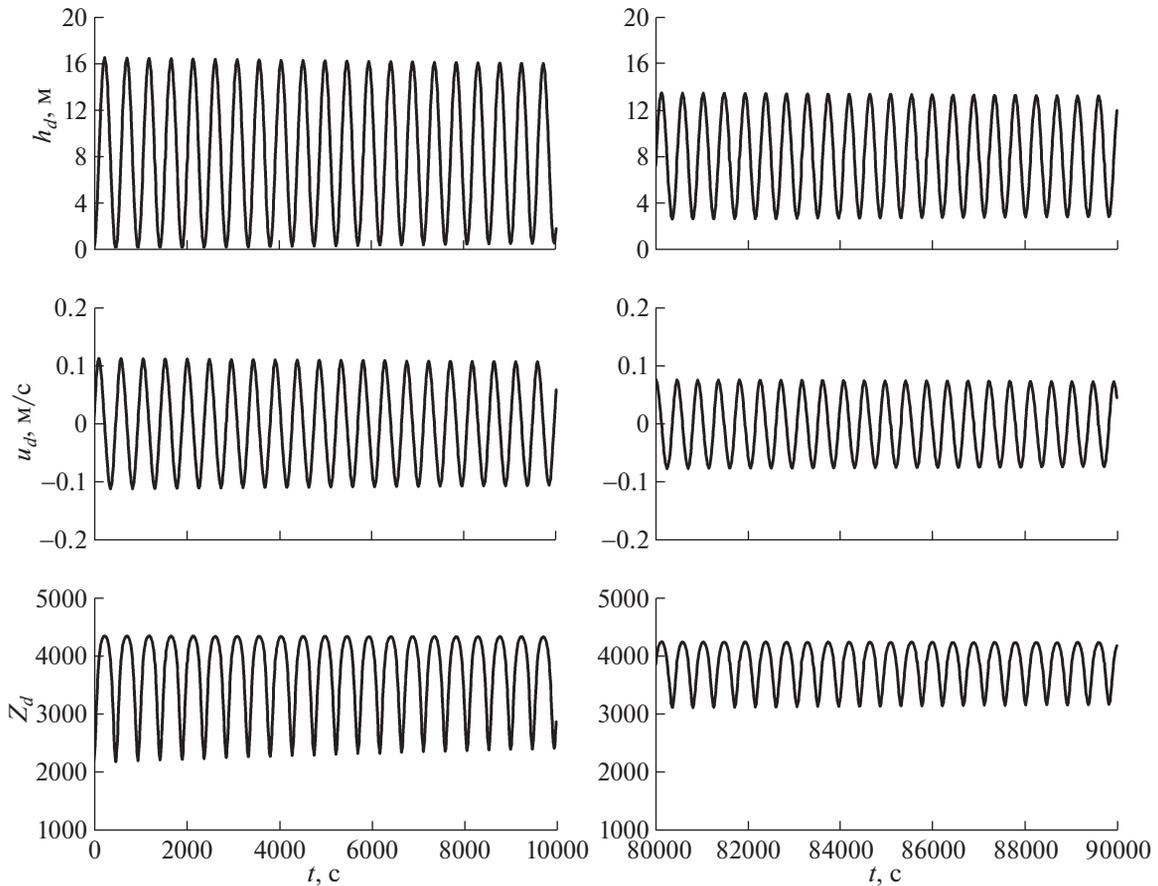


Рис. 4. Параметры, характеризующие траекторию движения пылевой частицы радиуса $a = 1.541$ мкм с изменяющимся зарядом над поверхностью Деймоса при $\theta = 87^\circ$: высота подъема h_d , скорость u_d , зарядовое число Z_d .

но колебания пылевой частицы (с периодом колебаний 480 с) над поверхностью Деймоса оказываются слабозатухающими (см. рис. 4). Такой (слабозатухающий) характер колебаний связан с тем фактом, что устойчивое положение равновесия находится на достаточно большой высоте, на которой влияние фотоэлектронов, испущенных с поверхности Деймоса, на заряд пылевой частицы оказывается малым. Соответственно, на таких больших высотах заряд пылевой частицы определяется, в основном, частицами солнечного ветра и солнечным излучением и слабо изменяется с высотой.

Характерное время t_{d0} затухания колебаний пылевой частицы можно определить как время, начиная с которого все последующие колебания зависимости $h_d(t)$ имеют максимальные значения высоты подъема пылевой частицы над поверхностью Деймоса, меньшие величины h^* , определяемой из соотношения

$$\ln \left(\frac{h_{d,\max} - h_{d0}}{h^* - h_{d0}} \right) = 1, \quad (11)$$

где $h_{d,\max}$ — максимум функции $h_d(t)$ для первого колебания. Зависимость характерного времени t_{d0} затухания колебаний пылевой частицы от ее радиуса приведена на рис. 5. Отметим, что лишь для весьма небольшой доли размеров пылевых частиц a (от 1.646 до 1.779 мкм) $t_{d0} < 55000$ с. Это означает, что для большинства (~83%) пылевых частиц, имеющих размеры, меньшие 1.646 мкм, и поднимающихся над поверхностью Деймоса из-за фотоэлектрических и электростатических процессов, время затухания их колебаний оказывается большим продолжительности светлого времени суток, т.е. нестационарность плазменно-пылевой системы над освещенной частью поверхности Деймоса проявляется практически в течение всей продолжительности дня на Деймосе. При этом формирование пылевой плазмы за счет фотоэлектрических и электростатических процессов в приповерхностном слое над освещенной частью Деймоса происходит, как и в стационарном случае [11], для значений угла θ между местной нормалью и направлением на Солнце, превосходящих примерно 76° , поскольку для то-

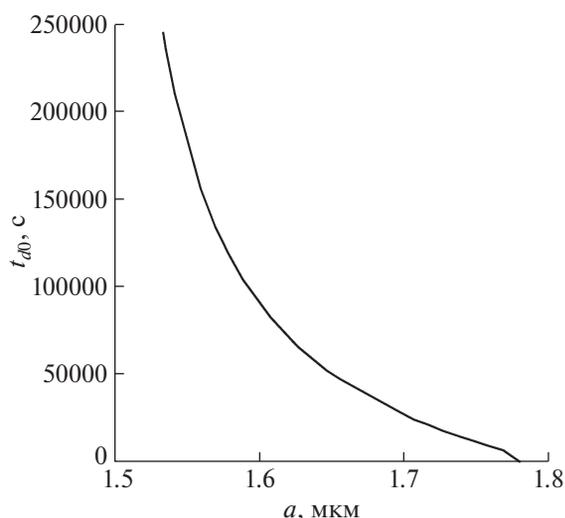


Рис. 5. Зависимость характерного времени t_{d0} затухания колебаний пылевой частицы от ее радиуса при $\theta = 87^\circ$.

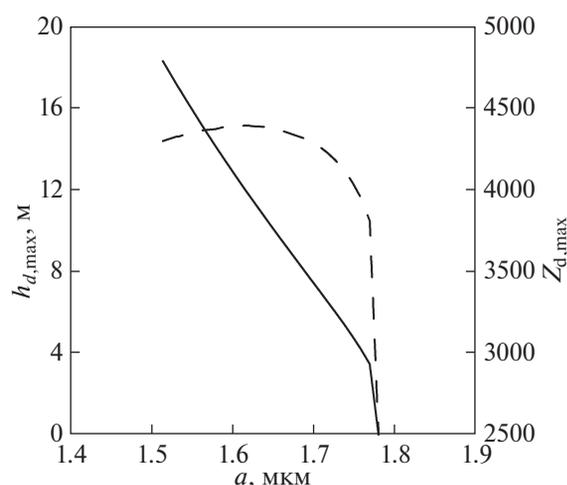


Рис. 6. Максимальные значения высоты подъема $h_{d,max}$ и зарядового числа $Z_{d,max}$ пылевых частиц разных размеров a над поверхностью Деймоса при $\theta = 87^\circ$.

го, чтобы частица поднималась необходимо, чтобы электростатическая сила, отталкивающая частицу от поверхности Деймоса, превосходила гравитационную. Итак, невозможно характеризовать плазменно-пылевую систему какими-либо стационарными значениями. На рис. 6 приведены максимальные значения высоты подъема пылевых частиц $h_{d,max}$ и зарядового числа $Z_{d,max}$, которые могут быть достигнуты пылевыми частицами разных размеров a . Типичные концентрации пылевых частиц при этом состав-

ляют $\sim 10^{-2} - 10^{-1} \text{ см}^{-3}$, а фотоэлектронов – порядка 10 см^{-3} .

Таким образом, показано, что формирование плазменно-пылевой системы в приповерхностном слое над Деймосом над его освещенной частью имеет нестационарный характер практически на всем протяжении светлого времени суток. Процессы вариации зарядов пылевых частиц, приводящие к затуханию их колебаний над поверхностью Деймоса, оказываются слишком медленными по сравнению с протяженностью дня на Деймосе. При этом оказывается возможным оценить основные параметры (концентрации пылевых частиц и фотоэлектронов, заряды и высоты подъема пылевых частиц и т.п.), которые характеризуют плазменно-пылевую систему над этим спутником Марса. Для получения более определенных данных о параметрах плазменно-пылевой системы в окрестности Деймоса необходимо иметь большую информацию о свойствах грунта на Деймосе, например, такую, как работа выхода и квантовый выход вещества грунта и т. д., которые, как надеются авторы, будут получены в будущих космических миссиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Montmessin F., Bertaux J.L., Quemerais E., Korabiev O., Rannou P., Forget F., Perriera S., Fussen D., Lebonnois S., Reberaca A.* // *Icarus*. 2006. V. 183. P. 403.
2. *Montmessin F., Gondet B., Bibring J.P., Langevin Y., Drossart P., Forget F., Fouchet T.* // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. P. 90.
3. *Whiteway J.A., Komguem L., Dickinson C., Cook C., Illnicki M., Seabrook J., Popovici V., Duck T.J., Davy R., Taylor P.A., Pathak J., Fisher D., Carswell A.I., Daly M., Hipkin V., Zent A.P., Hecht M.H., Wood S.E., Tamppari L.K., Renno N., Moores J.E., Lemmon M.T., Daerden F., Smith P.H.* // *Science*. 2009. V. 325. P. 68.
4. *Hayne P.O., Paige D.A., Schofield J.T., Kass D.M., Kleinbohl A., Heavens N.G., McCleese D.J.* // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. E08014.
5. *Maattanen A., Listowski C., Montmessin F., Maltagliati L., Reberac A., Joly L., Bertaux J.L.* // *Icarus*. 2013. V. 223. P. 892.
6. *Fedorova A.A., Montmessin F., Rodin A.V., Korabiev O.I., Maattanen A., Maltagliati L., Bertaux J.L.* // *Icarus*. 2014. V. 231. P. 239.
7. *Korablev O., Vandaele A.C., Montmessin F., Fedorova A.A., Trokhimovskiy A., Forget F., Lefevre F., Daerden F., Thomas I.R., Trompet L., Erwin J.T., Aoki S., Robert S., Neary L., Viscardi S., Grigoriev A.V., Ignatiev N.I., Shakun A., Patrakeev A., Belyaev D.A., Bertaux J.-L., Olsen K.S., Baggio L., Alday J., Ivanov Yu.S., Ristic B., Mason J., Willame Y., Depiesse C., Hetey L., Berkenbosch S., Clairquin R., Queirolo C., Beeckman B., Neefs E., Patel M.R., Bellucci G., Lopez-Moreno J.-J., Wilson C.F., Etiopie G., Zelenyi L., Svedhem H., Vago J.L.* // *Nature*. 2019. V. 568. P. 517.
8. *Thomas P.* // *Icarus*. 1979. V. 40. P. 223.

9. *Thomas P., Veverka J.* // *Icarus*. 1980. V. 42. P. 234.
10. *Zakharov A., Horányi M., Lee P., Witasse O., Cipriani F.* // *Planet. Space Sci.* 2014. V. 102. P. 171.
11. *Попель С.И., Голубь А.П., Зеленый Л.М.* // *Физика плазмы*. 2018. Т. 44. С. 635.
12. *Soter S.* The dust belts of Mars. Rep. 462. Ithaca, N.Y.: Cornell Center for Radiophysics and Space Research Physics, 1971.
13. *Попель С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Карташева А.А.* // *Письма в ЖТФ*. 2020. Т. 46. С. 32.
14. *Tsyrovich V.N., Havnes O.* // *Comm. Plasma Phys. Contr. Fusion*. 1993. V. 15. P. 267.
15. *Попель С.И., Голубь А.П., Лосева Т.В.* // *Письма в ЖЭТФ*. 2001. Т. 74. С. 396.
16. *Попель С.И., Андреев С.Н., Гиско А.А., Голубь А.П., Лосева Т.В.* // *Физика плазмы*. 2004. Т. 30. С. 314.
17. *Popel S.I., Losseva T.V., Golub' A.P., Merlino R.L., Andreev S.N.* // *Contrib. Plasma Phys.* 2005. V. 45. P. 461.
18. *Walbridge E.* // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. P. 3668.
19. *Попель С.И., Голубь А.П., Извекова Ю.Н., Афонин В.В., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Лисин Е.А., Петров О.Ф.* // *Письма в ЖЭТФ*. 2014. Т. 99. С. 131.
20. *Willis R.F., Anderegg M., Feuerbacher B., Fitton B.* // *Photon and Particle Interactions With Surfaces in Space* / Eds. R.J.L. Gard, D. Reidel. Dordrecht, 1973. P. 389.
21. *Losseva T.V., Popel S.I., Golub' A.P., Izvekova Yu.N., Shukla P.K.* // *Phys. Plasmas*. 2012. V. 19. P. 013703.
22. *Колесников Е.К., Мануйлов А.С.* // *Астрономич. журн.* 1982. Т. 59. С. 996.
23. *Gard R.J.L., Tunaley J.K.E.* // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76. P. 2498.
24. *Колесников Е.К., Яковлев А.Б.* // *Астрономич. вестник*. 1997. Т. 31. С. 70.

ПРОЦЕССЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ОБМЕНА В СЛОИСТЫХ СИСТЕМАХ НЕИДЕНТИЧНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

© 2021 г. О. С. Ваулина^{а, б, *}, С. В. Кауфман^а

^а Московский физико-технический институт (государственный университет),
Долгопрудный, Московская обл., Россия

^б Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: olga.vaulina@bk.ru

Поступила в редакцию 15.02.2021 г.

После доработки 22.03.2021 г.

Принята к публикации 06.04.2021 г.

Исследуются условия энергетического обмена в двух- и трехслойных ансамблях заряженных частиц различных размеров в поле тяжести. Выполнено численное моделирование процессов перераспределения стохастической кинетической энергии между фракциями частиц, имеющих разную температуру, а также перераспределения стохастической энергии по степеням свободы. Предложена полуэмпирическая аппроксимация, зависящая от температуры тепловых источников и характерных частот системы, которая хорошо описывает процессы энергетического обмена во всех рассмотренных случаях.

Ключевые слова: пылевая плазма, слоистые системы, неидентичные частицы, энергетический обмен

DOI: 10.31857/S0367292121080102

1. ВВЕДЕНИЕ

Большая часть теоретических и численных работ, посвященных исследованию свойств пылевой плазмы, имеют дело с идентичными пылевыми частицами, поскольку такие системы легче поддаются математическому описанию и наиболее просты для понимания [1–3]. Тем не менее в реальных условиях плазменно-пылевые структуры редко содержат одинаковые частицы. Исследования условий энергетического обмена в системах неидентичных частиц (различных размеров, зарядов и температур) вызывает значительный интерес в различных областях науки и техники [3–6].

Большинство лабораторных экспериментов с пылевой плазмой проводится в газовых разрядах различных типов [1–3, 7–12]. Стохастическая кинетическая энергия (кинетическая температура) пылевых частиц в таких условиях может быть значительно выше температуры окружающего их газа, а также изменяться в зависимости от их положения в объеме неоднородной плазмы [7–13]. Основными источниками высоких кинетических температур и неравномерного разогрева системы пылевых частиц в такой плазме являются флуктуации их зарядов, вызванные случайной природой ионных и электронных токов зарядки [14–16], или же пространственные изменения зарядов пыли [13, 17–19].

Образование квазидвумерных структур, состоящих из нескольких протяженных слоев пылевых частиц, часто наблюдается в условиях лабораторной плазмы ВЧ-разряда [9–12]. Критерии формирования таких слоев для одинаковых частиц, взаимодействующих с разнообразными попарными потенциалами, исследовались в различных численных и теоретических работах [20–24]. Для неидентичных частиц с разными массами в наземных экспериментах разделение их различных фракций по слоям происходит за счет баланса внешних электрических сил и силы тяжести.

В настоящей работе речь идет о механизме переноса тепла, который не связан с процессами массопереноса и возникает за счет передачи стохастических колебаний отдельных частиц вблизи их равновесного положения, благодаря взаимодействию между заряженными частицами системы. При этом не рассматривается влияние тепловой диффузии частиц и их случайные “скачки” между слоями системы [1, 25]. Особенности энергетического обмена в ансамблях неидентичных частиц анализируются для параметров близких к условиям экспериментов в газоразрядной плазме. Для последующих теоретических оценок и численных расчетов предполагается, что плотность материала частиц одинакова и отношение их масс $M_1/M_2 \propto (a_{d1}/a_{d2})^3$, где a_{di} – радиус частицы. Заряды частиц задаются в приближении ограничен-

ных орбит: $Q_i \propto a_{di}$ [1, 2], а их коэффициенты трения согласно свободномолекулярному приближению: $\nu_i \propto a_{di}^2/M_i$ [26].

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим систему линеаризованных уравнений движения, описывающих отклонения N неидентичных частиц (с зарядами Q_i , массой M_i , коэффициентом трения ν_i и попарным взаимодействием) от их положения равновесия, χ_i , в выделенном направлении в поле внешних сил под действием случайной силы F_{bi} , которая является источником стохастической (тепловой) энергии частиц

$$M_i \frac{dV_i}{dt} = -M_i \nu_i V_i + \sum_{j=1}^N a_{ij} \chi_j + F_{bi}, \quad (1)$$

где $i = 1, 2, \dots, N$, χ_i и $V_i = d\chi_i/dt$ – смещение и скорость частицы на одну степень свободы, а коэффициенты a_{ij} зависят от физики решаемой задачи и рассматриваемой степени свободы.

Для поиска баланса энергии для системы (1) отметим, что корреляторы случайной силы F_{bi} подчиняются уравнениям $\langle F_{bi} \rangle = 0$, $\langle F_{bi} F_{bj} \rangle = 0$, $\langle F_{bi} V_j \rangle = 0$, $\langle F_{bi} \chi_j \rangle = 0$, $\langle F_{bi} \chi_i \rangle = 0$, где $j = 1, 2, \dots, N$ и $j \neq i$. Здесь и далее угловые скобки обозначают усреднение по времени при $t \rightarrow \infty$. При движении частиц по ограниченным траекториям $\langle \chi_i V_i \rangle = 0$, а $\langle V_i F_{bi} \rangle = n_i T_i^0$, где T_i^0 – температура тепловых источников для частицы i , т.е. энергия источников, которая при численном моделировании задачи соответствует их заданной (начальной) температуре [27–29]. Тогда уравнения баланса энергии для корреляторов скоростей и смещений частиц можно представить в виде [27–29]

$$-M_i \nu_i \langle \chi_k V_i \rangle + \sum_{j=1}^N a_{ij} \langle \chi_k \chi_j \rangle + M_i \langle V_k V_i \rangle = 0, \quad (2a)$$

$$M_i \left\langle V_k \frac{dV_i}{dt} \right\rangle = -M_i \nu_i \langle V_k V_i \rangle + \sum_{j=1}^N a_{ij} \langle V_k \chi_j \rangle + \langle V_k F_{bi} \rangle, \quad (2b)$$

где $k = 1, 2, \dots, N$. Здесь $M_i \langle V_i^2 \rangle \equiv T_i = T_i^0 + dT_i$ – температура частиц для равновесного состояния системы, а δT_i – приращение температуры в процессе установления равновесия.

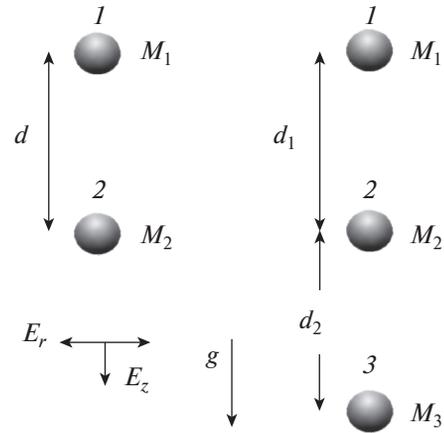


Рис. 1. Иллюстрация вертикальной конфигурации двух и трех заряженных частиц в электрическом поле ловушки $E = E(z, r)$ с цилиндрической симметрией.

Для ансамбля идентичных частиц ($Q_i = Q$, $M_i = M$, $\nu_i = \nu$) полная кинетическая энергия системы будет сохраняться [27–29]:

$$\sum_{i=1}^N (T_i^{(z)} + T_i^{(x)} + T_i^{(y)}) = \sum_{i=1}^N (T_i^{0(z)} + T_i^{0(x)} + T_i^{0(y)}), \quad (3)$$

где $T_i^{0(x)}$, $T_i^{0(y)}$, $T_i^{0(z)}$ и $T_i^{(x)}$, $T_i^{(y)}$, $T_i^{(z)}$ – заданная и установившаяся (равновесная) температуры частиц на каждую степень свободы. (Отметим, что причиной неравномерного распределения источников стохастической энергии по степеням свободы могут являться флуктуации зарядов частиц во внешнем электрическом поле при их смещениях вдоль или поперек силы тяжести [14–16].) В случае неидентичных частиц указанное соотношение строго не выполняется, однако имеет весьма незначительные отклонения при различии масс частиц менее чем в два раза [27].

Остановимся на анализе энергетического обмена для системы из двух и трех частиц, расположенных вертикально (параллельно силе тяжести), в линейном электрическом поле $E(r, z)$ цилиндрической ловушки с радиальной составляющей $E^r = \beta^r r$ и вертикальной составляющей $E^z = E_0^z + \beta^z z$, см. рис. 1. Здесь $r \equiv (x^2 + y^2)^{1/2}$ – радиальная координата, z – вертикальная координата в направлении силы тяжести, β^r и β^z – величины градиентов электрического поля, а значение E_0^z определяется балансом сил, действующих в системе. Для рассматриваемых задач значения коэффициентов a_{ij} зависят от величины градиентов ловушки, параметров частиц, их потенциала взаимодействия и направления передачи энергии (степени свободы смещения частицы); соответ-

ствующие выражения можно найти в работах [27–31].

Для двух частиц с разной массой, $M_1 \neq M_2$, и зарядами, $Q_1 \neq Q_2$, в условиях наземных экспериментов уравнения баланса сил дают [27, 32]

$$g(M_1Q_2 - M_2Q_1) + Q_1Q_2\beta^z d = (Q_1 + Q_2)F_{12}, \quad (4)$$

где F_{12} – сила взаимодействия между частицами, а d – расстояние между ними, см. рис. 1.

Для трех неидентичных частиц с зарядами Q_i и массой M_i ($i = 1, 2, 3$), соотношение между параметрами частиц и величиной градиента β^z электрического поля ловушки можно найти путем решения системы уравнений

$$gM_1 = F_{12} + F_{13} + Q_1(E_0 - \beta^z d_1), \quad (5a)$$

$$gM_2 + F_{12} = F_{23} + Q_2E_0, \quad (5б)$$

$$gM_3 + F_{23} + F_{13} = Q_3(E_0 + \beta^z d_2), \quad (5в)$$

где $E_0 \equiv E_0^z$ – величина внешнего электрического в месте равновесия второй (средней) частицы, F_{12} , F_{13} , F_{23} – силы взаимодействия между соответствующими частицами, а d_1 , d_2 – расстояние между ними, см. рис. 1.

Аналитические соотношения для δT_i могут быть получены путем совместного решения уравнений баланса энергии (2а), (2б) и баланса сил (4), или (5а)–(5в). Однако для неидентичных частиц формулы для δT_i имеют весьма громоздкий вид уже для случая двух частиц; смотри работу [27], где было представлено аналитическое соотношение для этого случая и выполнена проверка его соответствия результатам численного моделирования.

Для вертикальной конфигурации двух одинаковых частиц ($Q_{1(2)} = Q$, $M_{1(2)} = M$, $v_{1(2)} = v$) можно записать [27–29]

$$\delta T_2 \equiv dT_1 = -\frac{\Delta T_{21}}{2(1 + n^2 b_1)}, \quad (6)$$

где $\Delta T_{21} = T_2^0 - T_1^0$, а параметр $b_1 = f(a_{ij})$. При $v^2 b_1 \ll 2$ величина $|\delta T_{1(2)}| \rightarrow |\Delta T|/2$, т.е. энергия равномерно распределяется между частицами системы; а при $v \rightarrow \infty$ величина $|\delta T_{1(2)}| \rightarrow 0$.

Для конфигурации трех идентичных частиц решение системы уравнений можно представить в виде [28]

$$\delta T_2 \equiv -(dT_1 + dT_3) = -\frac{\Delta T_{21} + \Delta T_{23}}{4.5 + n^2 b_2}, \quad (7)$$

где $\Delta T_{23} = T_2^0 - T_3^0$, $(dT_1 - dT_3) \propto \Delta T_{13} = T_1^0 - T_3^0$, а $b_2 = f(a_{ij})$. Легко увидеть, что в этом случае равномерное распределение энергии между частицами невозможно даже при $v \rightarrow 0$.

Напомним, что коэффициенты $b_1 = f(a_{ij})$ и $b_2 = f(a_{ij})$ в соотношениях (6), (7) являются функциями от a_{ij} и зависят от направления передачи энергии (радиальное или вертикальное), поскольку значения a_{ij} различны для выбранной степени свободы. Поэтому даже для идентичных частиц с температурой тепловых источников одинаковой по степеням свободы ($\delta T_i^{0(x)} = dT_i^{0(y)} = dT_i^{0(z)}$) приращение температуры в процессе установления равновесия в общем случае различно в радиальном и вертикальном направлении ($\delta T_i^{0(x)} = dT_i^{0(y)} \neq dT_i^{0(z)}$). Таким образом, равновесная температура частиц $\delta T_i^{(x)} = dT_i^{(y)} \neq dT_i^{(z)}$. Исключение составляет случай, когда $v \rightarrow 0$.

Для количественного сравнения интенсивности передачи энергии в системах частиц с разными массами выберем случай с одинаковыми межчастичными расстояниями $d_1 \cong d_2 \cong d = \text{const}$, не зависящими от числа частиц (см. рис. 1). В этом случае величина β^z будет различна для разных параметров частиц, см. (4), (5а)–(5в). Тогда корректное сравнение будет возможно только для анализа перераспределения энергии в радиальном направлении при одинаковой величине градиента β^r электрического поля ловушки.

Иллюстрация зависимостей $\delta T_2/\Delta T$ от $\xi \equiv \omega_1/v_1 \approx \omega_2/v_2 \approx \omega_3/v_3$, где $\omega_i = (Q_i^2/d^3 M_i)^{1/2}$, которые описывают перераспределение энергии в радиальном направлении для двух и трех вертикально расположенных частиц разных размеров показана на рис. 2. Кривые представлены для частиц с кулоновским взаимодействием при $d_1 = d_2 = d \cong 0.1$ см и $\beta^r = 5.2Q_1/d^3$. Зависимости $\delta T_2(\xi)$ были получены путем численного решения системы (2а), (2б) с использованием уравнений баланса (4), (5а)–(5в) при поиске величины β^z для конфигурации частиц с межчастичными расстояниями $d_1 = d_2 = d$.

Легко увидеть, что количество перераспределяемой энергии заметно падает с ростом различия частиц по массе, а ее равномерное распределение между частицами системы становится невозможным даже в случае двух частиц при $\xi \rightarrow \infty$. Отметим, что для трех частиц перераспределение энергии достигает своего постоянного равновесного состояния несколько раньше (при $\xi > 10$), чем в случае двух частиц (при $\xi > 40$).

Выбор равных межчастичных расстояний ($d_1 = d_2 = d$) для иллюстрации перераспределения стохастической энергии, см. рис. 2, позволяет использовать одинаковый параметр ξ для анализа рассматриваемых процессов в системах из двух и трех частиц с заданными массами. Это также

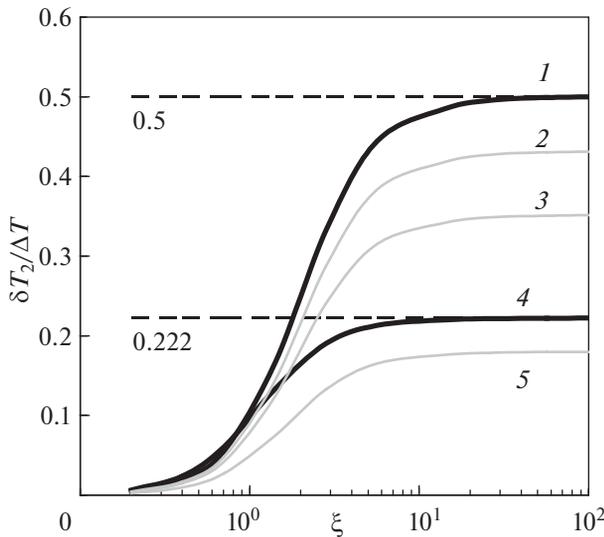


Рис. 2. Зависимости $\delta T_2/\Delta T = |(T_2 - T_2^0)|/\Delta T$ в радиальном направлении от ξ для частиц с кулоновским взаимодействием при $d \cong 0.1$ см. Для двух частиц, $\Delta T = |\Delta T_{21}|$, при 1 – $M_2 = M_1$; 2 – $M_2/M_1 = 1.3$; 3 – $M_3/M_1 = 1.6$. Для трех частиц, $\Delta T = |\Delta T_{21} + \Delta T_{23}|$, при 4 – $M_3 = M_2 = M_1$; 5 – $M_2/M_1 = 1.3$, $M_3/M_1 = 1.6$.

удобно для сравнения поведения отдельных частиц с процессами в протяженных слоистых структурах, которые наблюдаются в численных экспериментах (где расстояния, l_p , между частицами соседних слоев были практически одинаковы при неизменном значении β^z , см. раздел 3). Тем не менее функции $\delta T_2(\xi)$ для частиц с заданными массами, включая их асимптотику при $\xi \rightarrow \infty$, могут существенно измениться при выборе постоянного градиента β^z с дальнейшим расчетом межчастичных расстояний из условий баланса сил, которые в этом случае могут быть различны для цепочки из двух и трех частиц.

Численное моделирование, выполненное для случаев двух и трех отдельных частиц в работах [27–29], показало хорошее согласие с описанной здесь теорией. Результаты моделирования процессов перераспределения стохастической энергии в двух- и трехслойных структурах частиц приведены в следующем параграфе. Такие структуры нельзя исследовать при помощи системы уравнений (2а), (2б) из-за отсутствия корректных условий баланса сил для частиц в протяженных слоистых системах, что не позволяет определить коэффициенты a_{ij} , а также отсутствия в ней корреляторов скоростей и смещений частиц между разными степенями свободы. Сравнение процессов перераспределения энергии в двухслойных и трехслойных протяженных системах с такими процессами для двух и трех вертикально распо-

ложенных частиц позволяет выяснить их основные черты, сходство и различие, а также соответствие результатов моделирования рассматриваемой теории. В ходе такого сравнения были проверены: условие сохранения энергии (3); асимптотика функций приращения энергии, $\delta T_i(\xi)$, с ростом величины ξ ; пропорциональность δT_i разнице температур источников ΔT ; зависимость приобретаемой энергии δT_i от степени свободы. (Здесь и далее i – номер слоя, содержащий частицы массы M_i .)

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Численное исследование процессов энергетического обмена выполнялось методом молекулярной динамики Ланжевена для частиц, взаимодействующих с кулоновским потенциалом в анизотропном электрическом поле лопушки с цилиндрической симметрией. Техника моделирования подробно описана в работах [1, 2].

Моделирование проводилось для двухслойных ($N = 2$) и трехслойных ($N = 3$) ансамблей с фракциями неидентичных частиц разных размеров и температур в поле тяжести. Число частиц в каждой из фракций ($N_1 = N_2 = N_3$) варьировалось от 60 до 210. Отношения масс ($M_2/M_1, M_3/M_1$) изменялись от 1.15 до 1.6, что соответствовало изменению отношения радиусов частиц от ~ 1.05 до ~ 1.17 . Заряды и коэффициенты трения задавались как $Q_i \propto a_{di}$ и $\nu_i \propto a_{di}^{-1}$ соответственно. Здесь и далее $i = 1, 2, 3$.

Величина $\xi = \omega_1/\nu_1$ изменялась от ~ 0.5 до ~ 100 , где $\omega_i = (Q_i^2/l_p^3 M_i)^{1/2}$, а $l_p \approx (d_p^2 + r_p^2/4)^{1/2}$ – среднее расстояние между частицами соседних слоев. Здесь d_p – расстояние между слоями частиц разных фракций, а r_p – среднее расстояние между заряженными частицами в радиальном направлении (в плоскости слоев). Отношение β^z/β^r варьировалось от ~ 6 до 12. При выбранных параметрах численного моделирования величина d_p составляла от ~ 0.05 см до 0.1 см, а r_p – изменялось от ~ 0.04 см до 0.08 см.

Температура тепловых источников T_i^0 варьировалась в пределах от ~ 0.05 до ~ 0.5 эВ. Во всех случаях параметр неидеальности $\Gamma = (Q_i)^2/(T_i^0 r_p)$ был более 100, а $\langle \chi_i^2 \rangle \ll \min[r_p^2, d_p^2]$, чтобы избежать заметного влияния процессов диффузии в плоскости слоя [1–3] и/или случайных “скачков” частиц между слоями системы [1, 25] на перераспределение тепловой энергии при помощи механизма, рассматриваемого в настоящей статье.

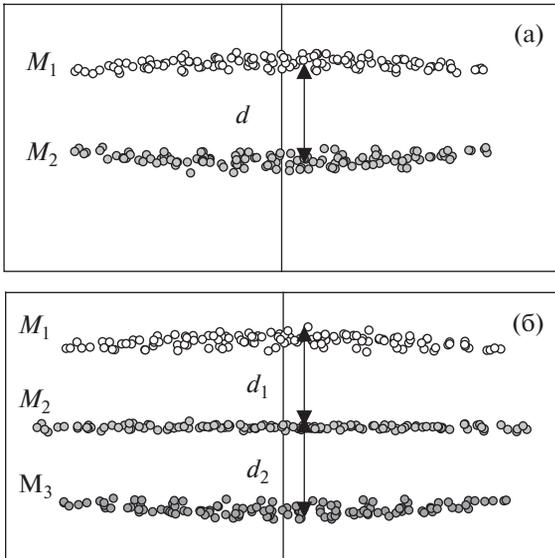


Рис. 3. Иллюстрация (вид сбоку) положений частиц в двухслойной (а) и трехслойной (б) структуре для $T_i^{0(z)} \equiv T^0(z) = 0.4$ эВ, $T_i^{0(x)} \equiv T_i^{0(y)} = T^0(z)/3$.

Во всех рассмотренных случаях

$$\sum_{i=1}^N (T_i^{(z)} + T_i^{(x)} + T_i^{(y)}) \equiv \sum_{i=1}^N (T_i^{0(z)} + T_i^{0(x)} + T_i^{0(y)})$$

с точностью до $\sim 2\%$, что примерно соответствовало ошибкам численного моделирования. Здесь $T_i^{0(x)}$, $T_i^{0(y)}$, $T_i^{0(z)}$ и $T_i^{(x)}$, $T_i^{(y)}$, $T_i^{(z)}$ – заданная и установившаяся (равновесная) температура частиц слоя i на каждую степень свободы. (Отметим, что результаты численного анализа процессов энергетического обмена практически не зависели от количества частиц при $N_i \geq 60$.)

Для иллюстрации результатов расчетов, представленных далее на рис. 3–7, был выбран случай $N_i = 125$, $\beta^z/\beta^r \cong 9$ и $M_2/M_1 = 1.3$, $M_3/M_1 = 1.6$ при одинаковом электрическом поле ловушки для двух- и трехслойных систем ($\beta^z \cong 0.16$ СГСЭ). Положения частиц разной массы в моделируемых системах показаны на рис. 3: $d_1 = d_2 \cong 0.085$ см, $d \cong 0.09$ см (в обоих случаях $l_p \cong 0.093 \pm 0.001$ см). Парные корреляционные функции $g(r)$ для частиц в каждом из слоев при тех же параметрах задачи приведены на рис. 4, здесь r – расстояние между частицами.

Представленные исследования включали две задачи: 1) изучение процессов перераспределения стохастической кинетической энергии между различными фракциями частиц с разной температурой; 2) анализ перераспределения стохастической энергии по степеням свободы.

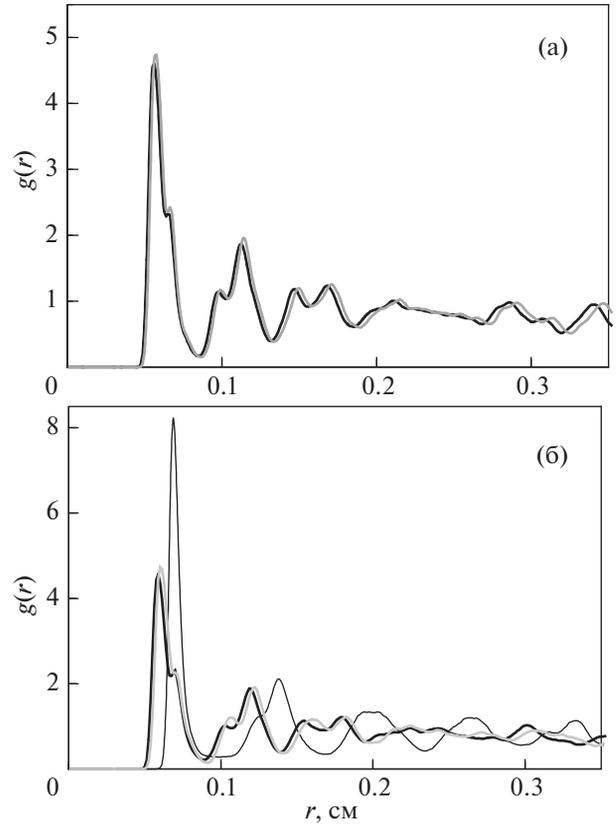


Рис. 4. Парные корреляционные функции $g(r)$ в двухслойной (а) и трехслойной (б) структуре для $T_i^{0(z)} \equiv T^0(z) = 0.4$ эВ, $T_i^{0(x)} \equiv T_i^{0(y)} = T^0(z)/3$. Серые и черные толстые линии – верхний и нижний слой; тонкая черная линия – средний слой в трехслойной структуре.

Для изучения процессов перераспределения стохастической кинетической энергии между различными фракциями частиц с разной температурой температура тепловых источников задавалась одинаковой по степеням свободы ($T_i^{0(x)} = T_i^{0(y)} = T_i^{0(z)} \equiv T_i^0$). Отношения температур тепловых источников, T_i^0/T_1^0 (или T_1^0/T_i^0), для частиц различных фракций изменялись от 1 до 4. В процессе моделирования начальная стохастическая кинетическая энергия (энергия источников) перераспределялась от более “горячих” частиц к менее “горячим”. Во всех случаях наблюдаемые распределения скоростей частиц были близки к максвелловским функциям, а их температура была практически однородна в пределах каждого слоя.

Аналогично задаче о двух и трех отдельных частицах во всех рассмотренных случаях ($60 \leq N_i \leq 210$, $0.5 \leq r_p/d_p \leq 1$) величина перераспределяемой энергии определялась величиной ξ и была пропорциональна ΔT ; здесь $\Delta T = (T_2^0 - T_1^0)$ для

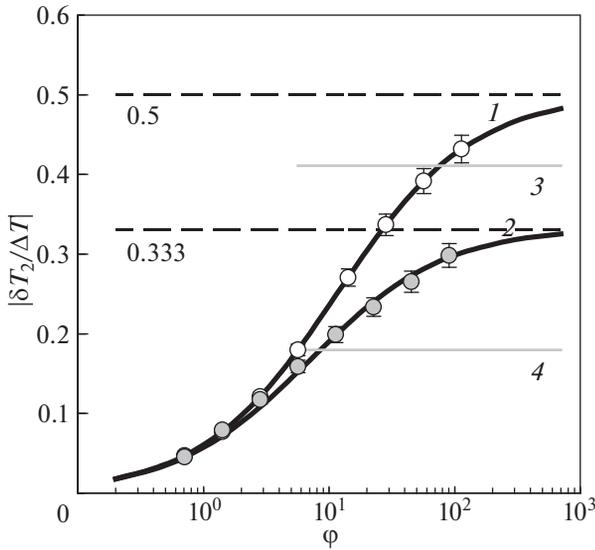


Рис. 5. Зависимости $|\delta T_2/\Delta T|$ от ξ для двухслойной (кривая 1) и трехслойной (кривая 2) систем неидентичных частиц. Символы – усредненные результаты численных расчетов; черные линии – аппроксимация (7): $c \cong 14.5$, $\alpha \cong 0.81$, $n = 2$ (кривая 1) и $n = 3$ (кривая 2). Отмечено максимальное отклонение расчетов ($\pm 5\%$) при различных значениях T_1^0, T_2^0, T_3^0 . Серыми линиями показана асимптотика $|\delta T_2/\Delta T|$ при $\xi \rightarrow \infty$ для отдельных частиц той же массы: 3 – для двух частиц; 4 – для трех частиц.

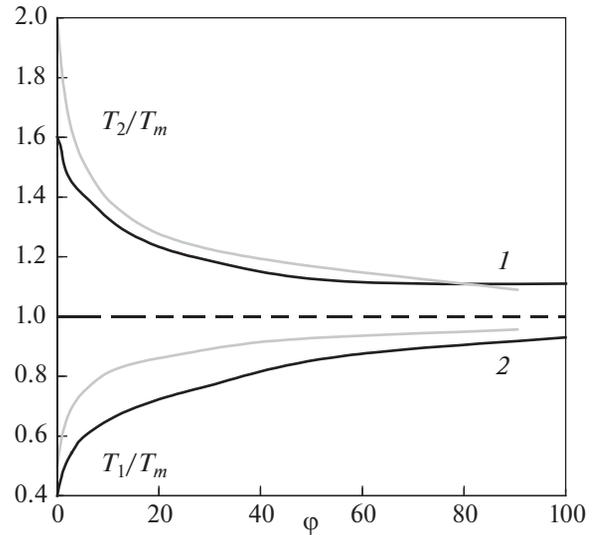


Рис. 6. Зависимости T_1/T_m (2) и T_2/T_m (1) от ξ в двухслойной (черные линии) и в трехслойной (серые линии) структуре частиц; $T_2^0/T_1^0 = 4$ и $T_1^0 = T_3^0$.

двухслойных структур, а $\Delta T = (\delta T_{21} + \delta T_{23}) \cong \cong 2T_2^0 - (T_1^0 + T_3^0)$ для трехслойных структур. При этом $\delta T_2 \cong -\delta T_1$ (для двухслойной системы), а $\delta T_2 \cong -(\delta T_1 + \delta T_3)$ (для трехслойной) с точностью до 3%.

Зависимости $|\delta T_2/\Delta T|$ от ξ для двухслойной ($|\delta T_2/\Delta T| \cong |\delta T_1/\Delta T|$) и трехслойной ($|\delta T_2/\Delta T| \cong \cong |(\delta T_1 + \delta T_3)/\Delta T|$) систем неидентичных частиц при одинаковом электрическом поле ловушки приведены на рис. 5. Символами показаны усредненные численные данные при различных величинах температуры источников: T_1^0, T_2^0, T_3^0 .

Аппроксимация полученных численных данных дает соотношение

$$\frac{\delta T}{\Delta T} = \frac{1}{n + c\xi^{-\alpha}}, \quad (8)$$

где c и α – некоторые коэффициенты, которые при заданных потенциале взаимодействия между частицами и отношениях их масс зависят только от градиентов внешнего электрического поля ловушки, а n – суммарное число источников и стоков тепловой энергии. Для задачи 1, рассмотренной в настоящем разделе ($T_i^{0(x)} = T_i^{0(y)} = T_i^{0(z)}$), величина $\delta T = |\delta T_2|$; $n = 2$ для двухслойной системы

частиц, а $n = 3$ для трехслойной системы. Отметим, что отношение $\Delta T/n = |\Delta T|/n$ равно количеству перераспределяемой кинетической энергии, которая необходима для установления равномерного распределения температур в анализируемой системе. Для примера, предлагаемого для иллюстрации результатов расчетов в данном разделе: $c \cong 14.5$ и $\alpha \cong 0.81$, см. рис. 5.

Предлагаемая аппроксимация (8) не имеет корректного аналитического обоснования и является полуэмпирической, однако позволяет достаточно точное описание условий энергетического баланса, полученных в результате численного моделирования. Так, с ростом ξ кинетическая энергия частиц выравнивается и распределяется практически равномерно при $\xi \rightarrow \infty$, когда величина $T_i \rightarrow T_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_i^0$ между частицами различных слоев системы, см. рис. 5 и 6. Здесь T_m – средняя температура источников для рассматриваемой системы. Подчеркнем также, что при одинаковом электрическом поле ловушки, интенсивность перераспределения энергии была одинакова для двухслойных и трехслойных систем, поскольку коэффициенты c и α в аппроксимации (8) имели равные значения для обоих рассмотренных случаев.

В отличие от случая отдельных частиц, фиксировалось примерно равномерное перераспределение энергий по степеням свободы для каждого из слоев исследуемых структур: $T_i^{(x)} \cong T_i^{(y)} \cong T_i^{(z)}$; а асимптотика $|\delta T_2/\Delta T|$ при $\xi \rightarrow \infty$ для отдельных частиц той же массы заметно отличалась от случая протяженных систем, см. раздел 2 и рис. 5.

Наблюдаемые различия в поведении отдельных частиц и слоистых систем могут быть связаны как с отличием характерных частот, отвечающих за взаимодействие частиц в протяженных системах, от величин ω_i [33], так и с перераспределением стохастической кинетической энергии по степеням свободы (т.е. с перераспределением между вертикальными и радиальными смещениями частиц). Такое перераспределение невозможно в случае отдельных частиц, или же в монослое, если отклонения этих частиц от их положения равновесия много меньше среднего межчастичного расстояния ($\Gamma > 100$, $\langle \chi_i^2 \rangle \ll \min[r_p^2; d_p^2]$). В противоположном случае, системе частиц нельзя описать при помощи линеаризованных уравнений движения (1).

Для анализа процессов перераспределения стохастической энергии по степеням свободы для различных фракций частиц температура тепловых источников задавалась как $T_i^{0(x)} = T_i^{0(y)} \equiv T^{0(r)}$, $T_i^{0(z)} \equiv T^{0(z)}$, где $T^{0(z)} > T^{0(r)}$. Отношения температур источников $T^{0(z)}/T^{0(r)}$ изменялись от 1.2 до 4.

Также, как и в предыдущем случае, начальная стохастическая кинетическая энергия (энергия источников) перераспределялась по степеням свободы от высоких температур к более низким температурам, наблюдаемые распределения скоростей частиц были близки к функциям Максвелла, а их температура по степеням свободы была практически однородна в пределах каждого слоя.

При всех рассмотренных параметрах моделирования значения $\delta T^{(z)} = T_i^{(z)} - T_i^{0(z)}$ и $\delta T^{(x)} = T_i^{(x)} - T_i^{0(x)} = \delta T^{(y)}$ практически не менялись в зависимости от слоя (от i). Величины $\delta T^{(z)}$ и $\delta T^{(x)} = \delta T^{(y)}$ были пропорциональны разнице температур $\Delta T = 2(T^{0(z)} - T^{0(x)}) \equiv 2(T^{0(z)} - T^{0(y)})$ и определялись параметром ξ . При этом $\delta T^{(z)} \approx -(\delta T^{(x)} + \delta T^{(y)})$ с точностью до 3%.

Усредненные результаты численных расчетов $|\delta T/\Delta T|$ в зависимости от ξ , где $|\delta T| = |\delta T^{(z)} - \delta T^{(x)} - \delta T^{(y)}|/2$, для двухслойной и трехслойной систем показаны на рис. 7. Там же представлены аппроксимации (8) при $n = 3$, $\alpha \cong 0.81$, и $c \cong 34$ (два слоя), $c \cong 44$ (три слоя). Напомним, что с ростом ξ соотношение (8) обеспечивает выравнивание температур по степеням свободы. Так, при $\xi \rightarrow \infty$, значения $T_i^{(x)} \cong T_i^{(y)} \cong T_i^{(z)}$ будут стремиться к величине $\frac{1}{3N} \sum_{i=1}^N (T_i^{0(z)} + T_i^{0(x)} + T_i^{0(y)})$, которая равняется средней температуре источников рассматриваемой системы.

Легко увидеть, что интенсивность перераспределения энергии по степеням свободы для трехслойных систем была несколько меньше, чем для

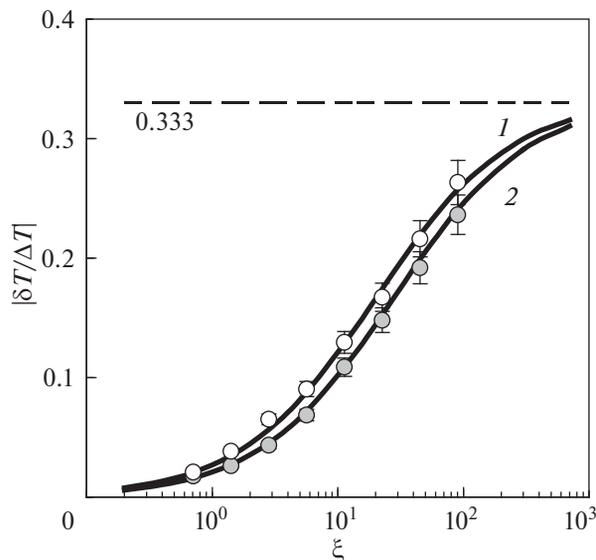


Рис. 7. Зависимости $|\delta T/\Delta T|$ от ξ для двухслойной (кривая 1, \circ) и трехслойной (кривая 2, \bullet) систем неидентичных частиц. Символы — усредненные результаты численных расчетов; линии — аппроксимация (7): $n = 3$, $\alpha \cong 0.81$, $c \cong 34$ (кривая 1) и $c \cong 44$ (кривая 2). Показано максимальное отклонение расчетов ($\pm 7\%$) при различных значениях $\Delta T = 2(T^{0(z)} - T^{0(x)}) \equiv 2(T^{0(z)} - T^{0(y)})$.

двухслойных структур (см. рис. 7), что вероятно связано с участием в процессе передачи энергии более массивных частиц. При этом отличия усредненных значений $|\delta T/\Delta T|$, полученных при численном моделировании двух- и трехслойных структур, составляли менее 20% для всех ξ при максимальном отклонении расчетов $\pm 7\%$ при различных значениях ΔT .

В заключение отметим, что в типичных условиях экспериментов в газоразрядной плазме при давлениях буферного газа (аргона) больше 10^{-2} Торр, параметр ξ находится в диапазоне от ~ 1 до 10 [1, 2, 10–12]. (При этом для $\xi < 10$ передается менее 50% энергии необходимой для полного выравнивания температур, а для $\xi < 100$ — не более 90%, см. рис. 5, 7). Это практически исключает полное выравнивание температур как по слоям частиц, так и по их степеням свободы за счет механизма передачи стохастической кинетической энергии, рассмотренного в статье.

Увеличить значение ξ можно как за счет снижения давления, так и за счет выбора более легкого буферного газа (например, водорода). Можно предположить, что процесс передачи энергии будет более эффективным для частиц равной массы ($M_i = \text{const}$). Однако расчеты для идентичных частиц в двухслойной системе, выполненные для исследования перераспределения стохастической кинетической энергии по степеням свободы [32], не подтверждают данного предположения.

Анализ экспериментов в лабораторной плазме ВЧ-разряда позволяет предположить, что наиболее эффективное перераспределение стохастической энергии между пылевыми частицами может возникать в случае снижения параметра неидеальности Γ системы за счет роста кинетической температуры частиц [12].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное исследование процессов энергетического обмена в диссипативных системах неидентичных взаимодействующих частиц с неоднородным распределением источников тепла и/или любых других источников стохастической кинетической энергии. Рассмотрена теоретическая модель для анализа энергетического баланса в таких системах. Моделирование выполняется для частиц с кулоновским взаимодействием.

Изучены условия энергетического обмена в двухслойных и трехслойных ансамблях с различными фракциями частиц. Представленные исследования включали две задачи: *изучение процессов перераспределения стохастической кинетической энергии между различными фракциями частиц с разной температурой; и анализ перераспределения стохастической энергии по степеням свободы.*

Полученные результаты не зависели от числа частиц в слое N_i (при $N_i \geq 60$). Величина перераспределяемой энергии была пропорциональна количеству стохастической кинетической энергии, которая необходима для установления равномерного распределения температур в рассматриваемой системе, и определялась отношением ее характерных частот, ξ . Предложена полуэмпирическая аппроксимация, зависящая от температуры тепловых источников и характерных частот системы, которая хорошо описывает процессы энергетического обмена во всех рассмотренных случаях.

Результаты настоящей работы применимы для систем с любым типом попарных (взаимных) взаимодействий и могут быть полезны для анализа энергетического обмена в неоднородных системах, которые представляют интерес в физике пылевой плазмы, включая лабораторные эксперименты с пылевыми частицами в плазме газовых разрядов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А. Пылевая плазма (эксперимент и теория). М.: Физматлит, 2009.
2. Complex and Dusty Plasmas / Eds. Fortov V.E., Morfill G.E., CRC Press, 2010.
3. Ivlev A., Morfill G., Lowen H., Royall C.P. Complex Plasmas and Colloidal Dispersions: Particle-Resolved

Studies of Classical Liquids and Solids. Singapore: World Scientific, 2012.

4. Photon Correlation and Light Beating Spectroscopy / Eds. H.Z. Cummins and E.R. Pike, New York: Plenum, 1974.
5. Овчинников А.А., Тимашев С.Ф., Белый А.А. Кинетика диффузионно-контролируемых химических процессов. М.: Химия, 1986.
6. Филиппов А.В., Дербенев И.Н. // ЖЭТФ 2016. Т. 150. С. 1262.
7. Fortov V.E., Nefedov E.A., Sinel'shchikov V.A., Usachev A.D., Zobnin A.V. // Phys. Lett. A. 2000. V. 267. P. 179.
8. Hebner G.A., Riley M.E., Greenberg K.E. // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 046407.
9. Thomas H., Morfill G., Demmel V. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 652.
10. Pieper J.B., Goree J., Quinn R.A. // Phys. Rev. E. 1996. V. 54. P. 5636.
11. Melzer A., Homann A., Piel A. // Phys. Rev. E. 1996. V. 53. P. 2757.
12. Vaulina O.S., Vasilieva E.V., Petrov O.F., Fortov V.E. // Physica Scripta. 2011. V. 84. P. 025503.
13. Ваулина О.С. // ЖЭТФ 2016. Т. 149. С. 218.
14. Vaulina O.S., Khrapak S.A., Petrov O.F., Nefedov A.P. // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. P. 5959.
15. Quinn R.A., Goree J. // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. P. 3033.
16. Vaulina O.S., Khrapak S.A., Samarian A.A., Petrov O.F. // Phys. Scripta. 2000. V. 84. P. 229.
17. Ваулина О.С., Неведов А.П., Петров О.Ф., Фортвов В.Е. // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. С. 1319.
18. Vaulina O.S. // European Phys. Lett. 2016. V. 115. P. 10007.
19. Ваулина О.С. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 293.
20. Totsuji H., Totsuji C., Tsuruta K. // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. P. 066402.
21. Totsuji H., Kishimoto T., Inoue Y. // Physics Letters A. 1996. V. 221. P. 215.
22. Totsuji H., Kishimoto T., Totsuji C. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 3113.
23. Ваулина О.С., Адамович К.Г., Дранжевский И.Е. // Физика плазмы 2008. Т. 31. С. 562.
24. Vaulina O.S., Adamovich X.G., Vladimirov S.V. // Physica Scripta. 2009. V. 79. P. 035501.
25. Лисина И.И., Ваулина О.С. // ЖЭТФ. 2016. Т. 153. С. 423.
26. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.
27. Ваулина О.С., Кауфман С.В. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 11.
28. Vaulina O.S. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 023705.
29. Ваулина О.С. // ЖЭТФ. 2017. Т. 151. С. 982.
30. Ваулина О.С. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 368.
31. Ваулина О.С., Лисина И.И., Лисин Е.А. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 229.
32. Ваулина О.С., Кауфман С.В., Лисина И.И. // ЖЭТФ. 2020. Т. 158. С. 1181.
33. Vaulina O.S., Koss X.G., Khrustalyov Yu.V., Petrov O.F., Fortov V.E. // Phys. Rev. E. 2010. V. 82. P. 056411.

ТРАНСПОРТИРОВКА НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИОННОГО ПУЧКА С БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

© 2021 г. Т. В. Коваль^{а, *}, В. П. Тараканов^{б, с}

^а Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

^б Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

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

*e-mail: tvkoval@mail.ru

Поступила в редакцию 20.10.2020 г.

После доработки 02.04.2021 г.

Принята к публикации 06.04.2021 г.

PiC-методом исследована транспортировка ионного пучка в полусферическом эквипотенциальном пространстве дрейфа. Показано, что при энергии инжектируемых ионов $W \leq W_c$ (W_c – критическая энергия) ток коллектора переходит в импульсный режим, обусловленный динамическими процессами формирования виртуального анода и нейтрализации его положительного заряда плазменными и вторичными электронами. Для ионного тока $I_b = 1$ А при концентрации газа $n_g = 10^{13}$ см⁻³ критическая энергия $W_c = 2$ кэВ. Критическая энергия и период колебаний тока пучка на коллекторе зависят от энергии ионов, тока пучка и концентрации газа.

Ключевые слова: ионный пучок, виртуальный анод, транспортировка, баллистическая фокусировка, PiC-моделирование

DOI: 10.31857/S0367292121080072

ВВЕДЕНИЕ

Модификация поверхностных слоев материалов и изделий с использованием источников ионов в твердые тела [1–3]. В последние годы активно развивается метод плазменно-иммерсионной имплантации [4–6], при котором ионы извлекаются непосредственно с границы плазмы и ускоряются в высоковольтном слое разделения зарядов. На возможность значительного увеличения глубины модификации металлов с использованием низкоэнергетических ионных пучков с плотностью ионного тока в единицы мА/см² было указано в работах [7–9]. Высокая эффективность предложенного метода в условиях глубокой модификации металлических мишеней, включая образование интерметаллидных фаз и твердых растворов на глубинах, во много раз превышающих проективный пробег иона заданной энергии, была подтверждена с использованием пучков ионов с энергией на уровне единиц кэВ при плотностях ионного тока, достигающих десятков и даже сотен мА/см² при реализации баллистической фокусировки ионного пучка [10, 11].

В работах [10–12] представлены экспериментальные данные по формированию высокоинтенсивных пучков ионов (титана, алюминия) низкой

энергии с плотностями тока, достигающими сотен мА/см² при высокой частоте следования импульсов 10⁵ Гц. Физические процессы, связанные с транспортировкой и баллистической фокусировкой пучка ионов алюминия с энергией 1–3 кэВ и плотностью тока до 500 мА/см² в различных условиях динамической нейтрализации его объемного заряда исследованы экспериментально и численно в работе [13] при частоте следования импульсов напряжения 10⁵ Гц (длительности импульса 10 мкс). Частичная нейтрализация заряда ионов в канале транспортировки пучка приводит при определенных условиях к формированию виртуального анода (ВА), при этом эффективная транспортировка пучков ионов алюминия и титана осуществляется при длительности импульса 4 мкс [12, 13]. Численные расчеты показали, что пространственный заряд ионного пучка нейтрализуется электронами плазмы, проникающей через ячейки сеточного электрода в пространство транспортировки в промежутке между импульсами напряжения смещения, а ионно-электронная эмиссия является дополнительным механизмом нейтрализации пространственного заряда фокусируемого ионного пучка [13, 14].

В эксперименте [15] при длительности импульсов ускоряющего напряжения выше 100 мкс

(с коэффициентом заполнения импульсов до 0.8) наблюдались срывы и периодическое восстановление эффективной транспортировки и фокусировки ионного пучка при амплитудах смещения менее 2 кВ, что связано с периодическими процессами формирования виртуального анода и нейтрализации его положительного заряда.

Поскольку при модификации материалов требуется минимизация радиационных повреждений обрабатываемой поверхности, возникает необходимость снижения энергии ионного пучка (<1.5 кэВ). При этом менее интенсивными становятся процессы ионно-электронной эмиссии и ионизации остаточного газа. Наиболее сильно это проявляется при низком давлении газа <0.1 Па [16–18]. В соответствии с теоретической моделью формирования плазмы [16], базирующейся на результатах экспериментов: в отсутствие внешних источников электронов, может происходить нейтрализация заряда ионов низкой энергии за счет электронов, возникающих при ионизации атомов остаточного газа, и вторичных электронов, выбитых ионами пучка из мишени. В этих условиях в пространстве транспортировки ионного пучка образуется квазинейтральное плазменное образование, смещающее электрическое поле к границам пучка и понижающее потенциал пучка.

В данной работе посредством 2.5D аксиально симметричной версии электромагнитного PiC кода КАРАТ [19, 20] проводится моделирование транспортировки баллистически фокусируемого ионного пучка в эквипотенциальном пространстве, геометрия которого соответствует эксперименту [15]. В диапазоне энергий ионов пучка 0.5–2.5 кэВ исследуется динамический процесс нейтрализации положительного пространственного заряда и формирования плазмы, определяются условия стационарного режима транспортировки ионного пучка.

1. ТРАНСПОРТИРОВКА ИОННОГО ПУЧКА С БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

На рис. 1 показана геометрия системы и конфигурация ионного пучка (стрелки – векторы скоростей ионов пучка) в начальные моменты транспортировки. В процессе моделирования на прямоугольной сетке размером 100 × 100 узлов решается полная система уравнений Максвелла. Токи вычисляются PiC-методом. Характерное число макрочастиц каждого сорта не меньше 10⁴–10⁵, и осуществляется контроль выполнения закона сохранения энергии в системе. Расчетная область представляет собой объем, заполненный газом и ограниченный идеально проводящими, поглощающими падающие частицы эквипотенциальными границами. Через левую границу,

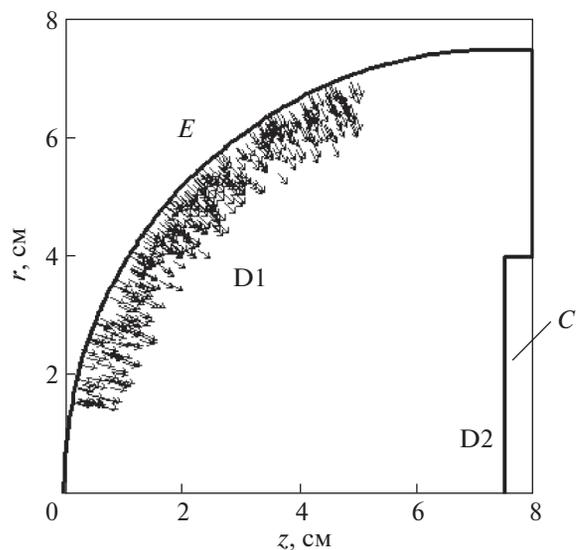


Рис. 1. Геометрия пространства транспортировки пучка (*E* – эмиттер, *C* – коллектор) и векторы скорости ионов пучка в момент времени 0.05 мкс; *D1* и *D2* – точки, в которых определяется разность потенциалов.

имитирующую сеточный электрод (*E*), выполненный в форме полусферы радиусом $R = 7.5$ см, в направлении ее центра инжектируются с заданной энергией ионы. В центре эмиссионного электрода (*E*) эмиссия отсутствует, что соответствует наличию в реальном эксперименте затеняющего экрана (не обозначен на рисунке), предназначенного для предотвращения попадания в дрейфовое пространство микрочастиц металла из области вакуумного дугового разряда, плазма которого служит источником [12]. Транспортировка пучка ионов с током I_b и начальной кинетической энергией W к коллектору (*C*) осуществляется в условиях баллистической фокусировки за счет начальной сходимости пучка. Инжектируемые ионы моделируются PiC-частицами – ионы пучка. На коллекторе (*C*) и на эмиттере (*E*) моделируется ионно-электронная эмиссия посредством испускания PiC-электронов (вторичные электроны). Коэффициенты вторичной эмиссии электронов γ_C и γ_E вблизи порога кинетического выбивания растут линейно с энергией бомбардирующих ионов ($W < 2.5$ кэВ) [21, 22]. В расчетах $\gamma_{C,E} = 0.1–0.8$ при $W = 0.7–2.5$ кэВ.

Образовавшиеся вторичные электроны ускоряются в поле ионного пучка и ионизуют газ. Моделирование упругих и неупругих столкновений с нейтральными атомами выполняется методом Монте-Карло с использованием соответствующих экспериментальных сечений для азота [23, 24]. При ионизации образуются ион-электронные пары, моделируемые PiC-ионами (плазмен-

ные ионы) и РiС-электронами (плазменные электроны), которые также участвуют в ионизации газа. В работе исследованы закономерности транспортировки в эквипотенциальном пространстве (рис. 1) фокусируемого пучка ионов с относительной массой $M/m = 10000$ (m – масса электрона), моделируемых РiС-частицами при постоянной плотности газа. Все перечисленные электроны и ионы разного происхождения моделируются разного типа РiС-частицами, что позволяет отслеживать их количество, места появления и поглощения.

При инъекции ионов с энергией W с полусферического эмиттера и их движении к коллектору (рис. 1), расположенному в геометрическом фокусе системы ($r = 0$), плотность тока возрастает с уменьшением расстояния r , как $1/r^2$. В области пучка возникает положительный потенциал U , который при отсутствии нейтрализации положительного пространственного заряда может достичь величины W/e . В этом случае скорость инжектируемых ионов обращается в ноль, после чего они рассеиваются и/или отражаются назад к поверхности инъекции. Аналогичное явление, возникающее при инъекции сильноточных электронных пучков, называется виртуальным катодом, а область его существования потенциальной ямой. При инъекции положительно заряженных частиц будем говорить, соответственно, о виртуальном аноде (ВА) и потенциальном холме. Если в камере происходит образование плазмы, то электроны плазмы захватываются в области ВА, а ионы плазмы вытесняются из нее. В результате высота потенциального холма уменьшается.

При формировании ВА отраженные от него ионы бомбардируют металлическую поверхность эмиссионного электрода, нагревают и распыляют его, вызывают эмиссию вторичных электронов [21, 22]. Положительный заряд ионов нейтрализуется за счет этих электронов и электронов, рождающихся при ионизации атомов остаточного газа в области ВА, происходит “автокомпенсация” ионного пучка [17, 18]. При достаточном количестве электронов в области ВА величина потенциала U уменьшается ($U < eW$), и инжектируемые в пространство транспортировки ионы проходят на коллектор.

Генерация вторичных электронов в пространстве транспортировки пучка и на границах определяет скорость и параметры формируемой плазмы. В дрейфовом пространстве образуется ионно-пучковая плазма, состоящая из следующих компонент: быстрые инжектированные ионы пучка; замедленные ионы пучка; ионы и электроны, рожденные в результате ионизации газа; электроны, выбитые из металлических поверхностей. Происходит непрерывный процесс рождения и потери частиц каждой компоненты. Если

скорость рождения электронов меньше скорости их потерь, за счет “нагрева” электронов [16, 17] и их выхода из области ионного пучка, то в транспортируемом пучке формируется потенциал $U < eW$. При усилении “нагрева” высота потенциального холма увеличивается: ионы тормозятся и вновь возникает ВА, в который захватываются электроны, и цикл может повториться.

Из сказанного следует, что при определенных условиях транспортировка ионного пучка может быть неустойчивой и, как следствие, ток коллектора переменным. В этом случае колебательный характер тока коллектора будет связан с периодическим процессом формирования ВА, накопления вторичных электронов и нейтрализации заряда ВА. Рассмотрим случаи, когда в газонаполненной системе (рис. 1) реализуются условия стационарной или нестационарной транспортировки ионного пучка с током инъекции $I_b = 1$ А с линейно нарастающим фронтом длительностью 0.2 мкс и энергией инжектируемых ионов $W = 1$ кэВ.

2. СТАЦИОНАРНАЯ ТРАНСПОРТИРОВКА ИОННОГО ПУЧКА

При плотности нейтрального газа $n_g = 2 \times 10^{13}$ см⁻³ ток пучка на коллекторе после нейтрализации ВА выходит на стационарный уровень. На рис. 2 показаны конфигурационные портреты ионного пучка (а) и соответствующие им распределения потенциала (б) для трех характерных моментов времени. При инъекции ионов с полусферического эмиттера и их движении к коллектору (рис. 1) внутри пучка формируется неоднородное распределение потенциала с максимумом вблизи коллектора. Ток инъекции нарастает, число ионов пучка увеличивается, и по мере накопления ионов пучка происходит перераспределение потенциала, область максимального значения потенциала расширяется, и при возрастании U до величины (W/e) образуется ВА (рис. 2, а1–б1). После этого большая часть ионов пучка возвращается на эмитирующий электрод, а часть рассеивается, и ток ионов на коллектор становится значительно меньше инжектированного тока. Попадающие на внешние границы ионы пучка вызывают эмиссию вторичных электронов, которые, ускорившись в поле ВА, ионизируют газ: возникают плазменные ионы и электроны. Вторичные и плазменные электроны постепенно захватываются потенциалом ионного пучка, что уменьшает высоту потенциального холма (рис. 2, б2). В результате ионы пучка проходят на коллектор (рис. 2, а3–б3) и ток на коллектор выходит на стационарный уровень.

Последнее демонстрируется соответствующими временными зависимостями. Изменение во

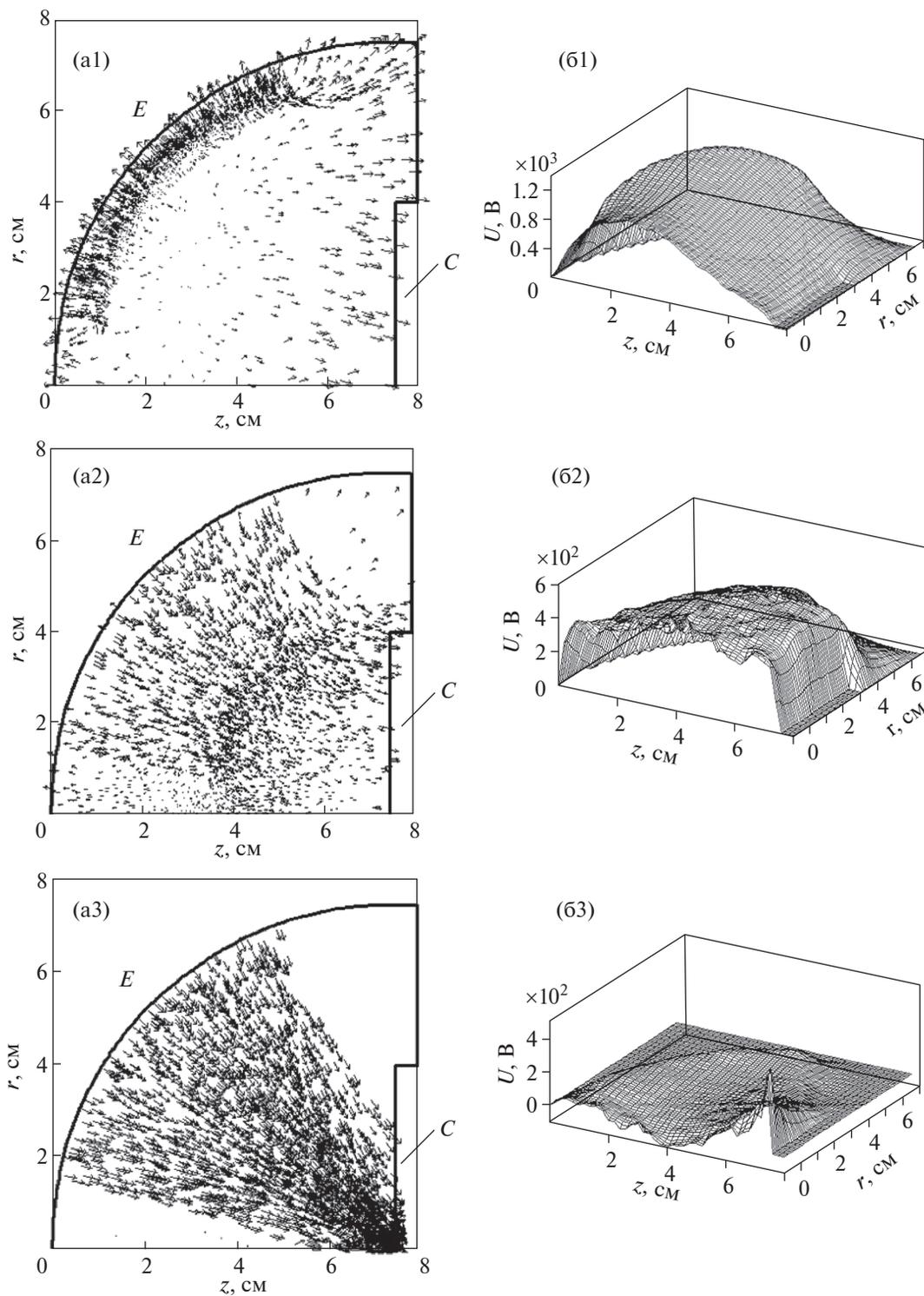


Рис. 2. Конфигурационные портреты ионов пучка (а) и распределение потенциала (б) в моменты времени 0.5 мкс (а1, б1), 3.5 мкс (а2, б2) и 10 мкс (а3, б3); векторы – скорости ионов пучка.

времени тока пучка на коллектор (рис. 3а) отражает динамику процесса нейтрализации пространственного заряда ионного пучка: в началь-

ный отрезок времени, до 4 мкс, в пространстве транспортировки происходит нарастание и перераспределение потенциала (рис. 3б показывает

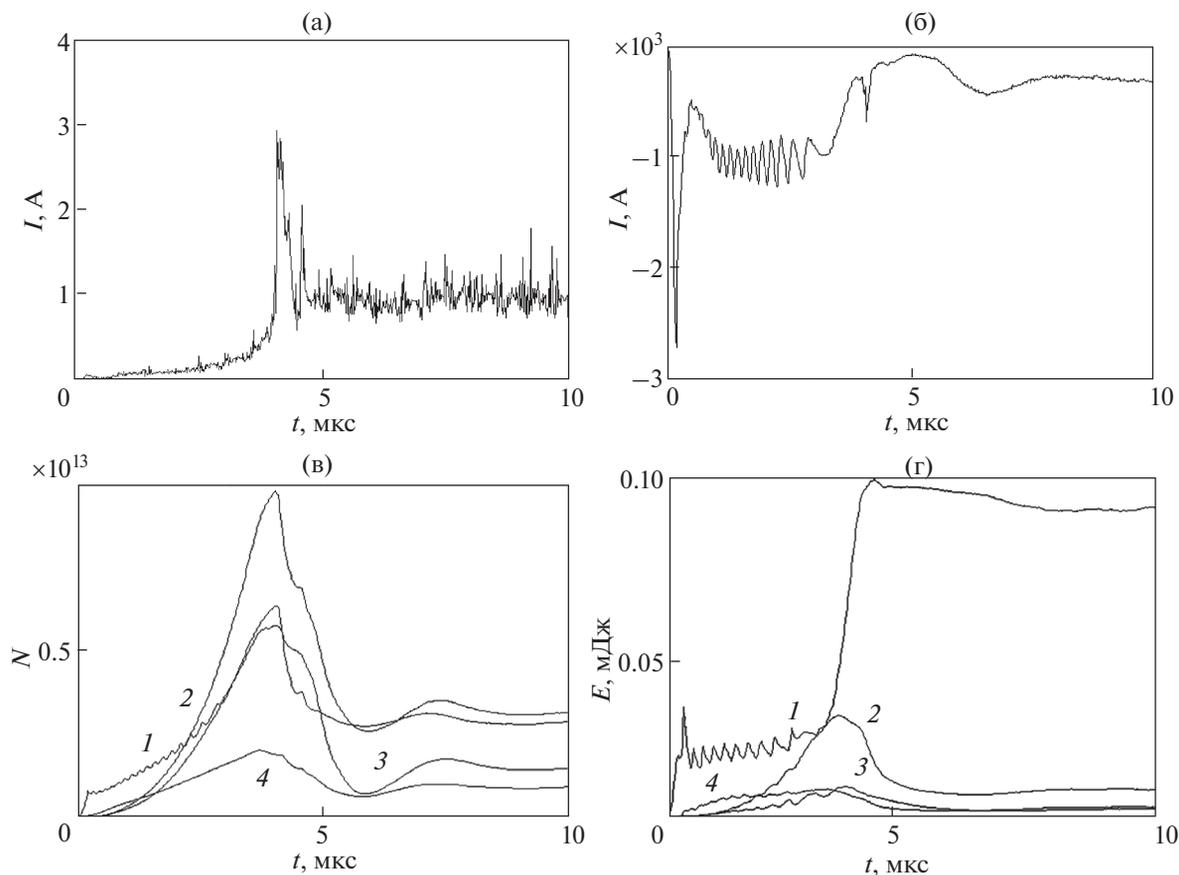


Рис. 3. Зависимости от времени: ионного тока I на коллекторе (а), разности потенциалов между мишенью и областью ВА (б), числа частиц в расчетной области (в), полной кинетической энергии частиц (г) (1 – ионы пучка, 2 и 3 – электроны и ионы от ионизации, 4 – электроны от вторичной эмиссии любых ионов) при $W = 1$ кэВ и $n_g = 2 \times 10^{13}$ см $^{-3}$.

поведение напряжения U между областью возникновения ВА и коллектором (точки D1 и D2 на рис. 1). Процесс нейтрализации заряда ВА и его положение не являются стационарными. Частота колебаний потенциала близка к плазменной частоте, как и в системах с виртуальным катодом [24]. На рис. 3в показана динамика числа частиц: накопление пучковых и плазменных ионов, вторичных и плазменных электронов, нейтрализующих положительный заряд ВА.

В момент времени 4 мкс заряд ВА нейтрализуется, быстрые и накопленные замедленные ионы транспортируются на коллектор, наблюдается всплеск тока ионов (рис. 3а), после чего устанавливается ток, равный току инжекции, при этом электроны (рис. 4а) захватываются потенциалом ионного пучка величиной менее 200 В (рис. 3б). В стационарном режиме рождение вторичных электронов компенсируется уходом электронов с максимальной кинетической энергией на стенку, а нейтрализация заряда транспортируемых на коллектор ионов пучка, как это видно из рис. 3г, обеспечивается низкоэнергетическими электро-

нами, захваченными в потенциальное поле пучка. На рис. 4б показано распределение транспортируемых ионов пучка на фазовой плоскости $v_r - v_z$.

3. НЕСТАЦИОНАРНАЯ ТРАНСПОРТИРОВКА ИОННОГО ПУЧКА

Нестационарная транспортировка ионного пучка на коллектор обусловлена периодическими процессами формирования виртуального анода и нейтрализации его положительного заряда. Это происходит, если уменьшить плотность газа до величины $n_g = 10^{13}$ см $^{-3}$ (в первом варианте $n_g = 2 \times 10^{13}$ см $^{-3}$). На рис. 5 показано изменение во времени ионного тока I на коллекторе (рис. 5а), разности потенциалов U (рис. 5б) и количества заряженных частиц в расчетной области (рис. 5в). На фронте тока пучка (0.2 мкс) формируется ВА, время нейтрализации заряда которого увеличивается в 1.5 раза по сравнению с первым вариантом (см. рис. 3) из-за меньшей плотности газа. Про-

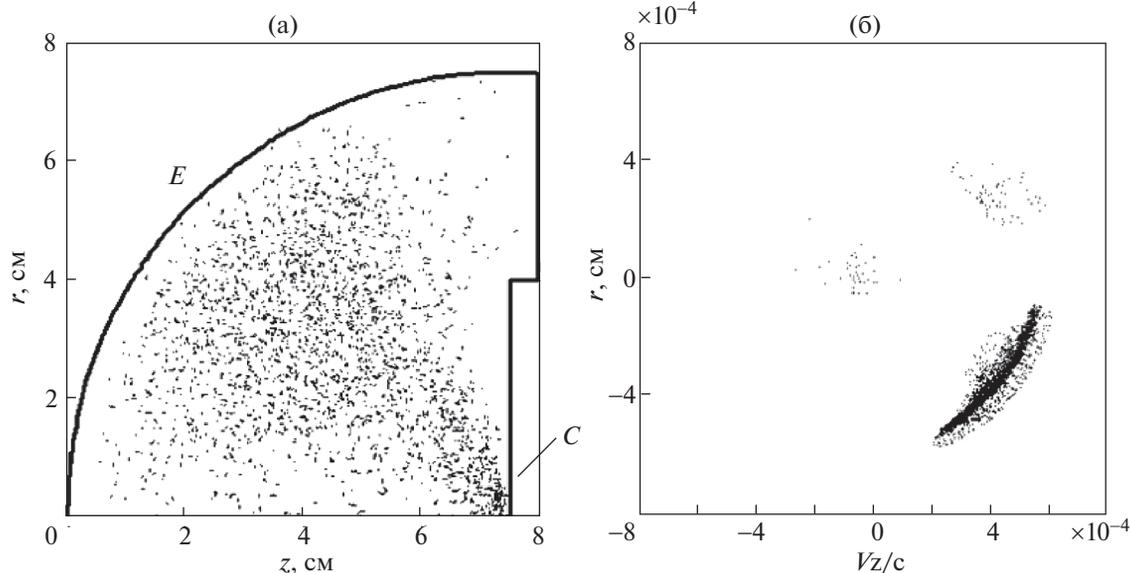


Рис. 4. Вторичные электроны на плоскости $R-Z$ (а), ионы пучка на фазовой плоскости $v_r - v_z$ (б) в момент времени 10 мкс.

процесс нейтрализации первого ВА (до момента времени 6.5 мкс) аналогичен описанному выше.

После разрушения первого ВА в момент времени 6.5 мкс происходит всплеск тока (рис. 5а), превышающий величину инжектированного тока, когда коллектора достигают высвободившиеся из ВА ионы. Максимумы плотности заряда ионов пучка (рис. 5в) и потенциала (рис. 5б) возникают вблизи оси около коллектора, где собираются также вторичные и плазменные электроны, захваченные ионным пучком.

При уменьшении плотности газа темп рождения электронов (за счет ионно-электронной эмиссии и ионизации) становится ниже, чем темп ухода электронов из объема, что обуславливает неоднородное распределение потенциала U в пучке. В момент времени 8 мкс на рис. 6а показан конфигурационный портрет ионов пучка и на рис. 6б распределение их кинетической энергии по координате z . С увеличением потенциала U область торможения ионов пучка расширяется и в момент времени 9 мкс при $U = eW$ вблизи инжектора возникает ВА. Конфигурация ионов пучка и их кинетические энергии вдоль координаты z показаны на рис. 6в, г. Виртуальный анод нейтрализуется в момент времени 12 мкс, и далее колебательный процесс повторяется с периодом $T = 5.5$ мкс. Таким образом, при плотности газа до 10^{13} см^{-3} прохождение ионного пучка на коллектор импульсное: при образовании ВА пучок не проходит на коллектор, затем при накоплении электронов ВА разрушается и прохождение возобновляется.

4. ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Для описания процесса транспортировки ионного пучка введем несколько временных величин: T_{pl} — время формирования газовой плазмы, которое близко к времени нейтрализации пространственного заряда ионного пучка, T — период колебаний тока коллектора, τ_I — длительность импульса тока коллектора, в течение которой прохождение быстрых ионов на коллектор является полным. Все эти величины зависят от параметров пространства дрейфа (геометрические размеры, давление газа, материал электродов) и параметров ионного пучка (энергия и ток). На рис. 7 показаны зависимости величин T , T_{pl} и τ_I от концентрации газа при энергии ионов $W = 1 \text{ кэВ}$ и токе пучка $I_b = 1 \text{ А}$. С увеличением плотности газа увеличивается скорость нейтрализации пространственного заряда пучка вторичными и плазменными электронами и соответственно уменьшаются время формирования плазмы T_{pl} и интервал между импульсами ионного тока коллектора ($T - \tau_I$). При увеличении концентрации газа n_g от 5×10^{12} до $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ время T_{pl} уменьшается от 12.5 до 4 мкс, а при $n_g > 1.3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ток коллектора теряет колебательный характер. С увеличением концентрации газа от 5×10^{12} до $1.3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ период T колебаний тока коллектора уменьшается от 8 до 4 мкс, а длительность импульсов тока коллектора τ_I увеличивается от 2 до 3 мкс (рис. 7).

С увеличением энергии транспортируемых ионов W возрастают коэффициент ионно-элек-

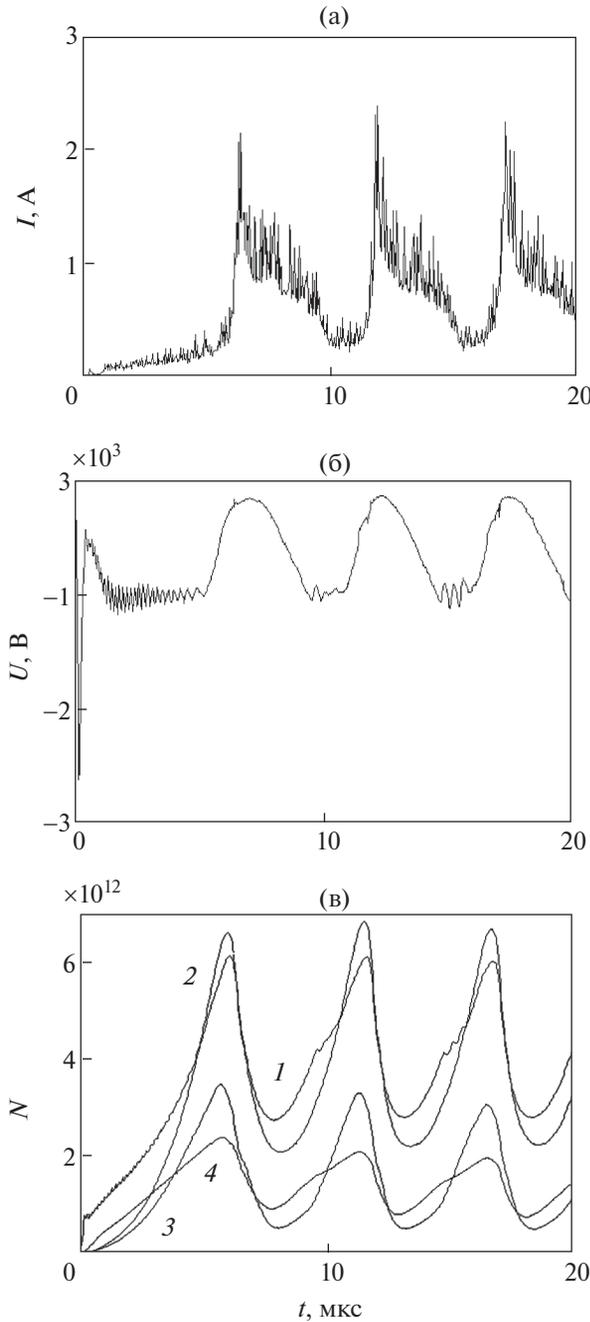


Рис. 5. Зависимости от времени: ионного тока I на коллекторе (а), разности потенциала между мишенью и областью ВА (б) и числа частиц в расчетной области (в) (I – ионы пучка, 2 и 3 – электроны и ионы от ионизации, 4 – электроны от вторичной эмиссии любуых ионов) при $W = 1$ кэВ и $n_g = 10^{13}$ см $^{-3}$.

тронной эмиссии γ и, соответственно, скорость рождения вторичных электронов, поэтому период следования импульсов тока коллектора T уменьшается, и при некоторой энергии W_c устанавливается устойчивая транспортировка пучка, когда выход плазменных электронов из объема

пучка уравнивается образованием электронов за счет ионизации молекул газа. На рис. 8 показана зависимость времени формирования плазмы T_{pl} и периода колебаний тока коллектора T от энергии ионов. Импульсный характер транспортировки ионного пучка с током инжекции $I_b = 1$ А и $n_g = 10^{13}$ см $^{-3}$ имеет место при энергии ионов $W \leq W_c$, где $W_c = 2$ кэВ – критическая энергия инжектируемых ионов пучка.

Величина W_c зависит от концентрации газа n_g . Колебания тока коллектора имеют место, как видно из рис. 7, при $n_g \leq 1.3 \times 10^{13}$ см $^{-3}$ ($W = 1$ кэВ), а из рис. 8 – при энергии ионов $W \leq 2$ кэВ ($n_g = 10^{13}$ см $^{-3}$). Следовательно, координаты точек $(n_g; W_c)$: $(1.3 \times 10^{13}$ см $^{-3}$; 1 кэВ) и $(10^{13}$ см $^{-3}$; 2 кэВ) соответственно, т.е. критическая энергия уменьшается с увеличением концентрации газа.

Критическая энергия также зависит от тока пучка I_b . Численные расчеты показали, что с изменением тока пучка от 0.8 до 1.2 А величина W_c возрастает от 1.5 до 2.5 кэВ.

5. АНАЛИТИЧЕСКИЕ И ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Ширину d промежутка между ВА и плоскостью инжекции ионов можно оценить из закона Чайлда–Ленгмюра для “диода” сферической геометрии, образованного поверхностью ВА (с радиусом кривизны r) и поверхностью инжекции ионов (с радиусом кривизны $R = r + d$), в режиме ограничения тока пространственным зарядом [5, 26]

$$r^2 \alpha^2 = \frac{4\epsilon_0 (2e)^{1/2}}{9 (M)} \frac{V^{3/2}}{j_b (1 - f_i)}. \quad (1)$$

Здесь $\alpha = \ln(r/R) - 0.3 \ln^2(r/R) + \dots$, V – потенциал ВА, j_b – плотность ионного тока инжекции, f_i – степень нейтрализации заряда в промежутке d . При $d \ll R$ имеем $R^2 \alpha^2 \approx d^2$ и соотношение (1) переходит в закон “трех вторых” для плоского диода.

На рис. 2а1 показана конфигурация ВА в момент времени 0.5 мкс, когда нейтрализация положительного заряда ионов пучка еще не существенна ($f_i \sim 0$). Для параметров численного эксперимента ($I_b = 1$ А, $V = 1$ кВ, $M = 10000 m$), согласно формуле (1) ширина промежутка $d = 0.4$ см, что находится в согласии с данными, приведенными на рис. 2а1.

Рассмотрим простую модель нейтрализации пространственного заряда виртуального анода, когда рождение электронов осуществляется за счет ионизации плазменными и вторичными электронами, поток которых $n_s v_s = \gamma_E n_b v_b$ пропорционален потоку ионов на поверхность ин-

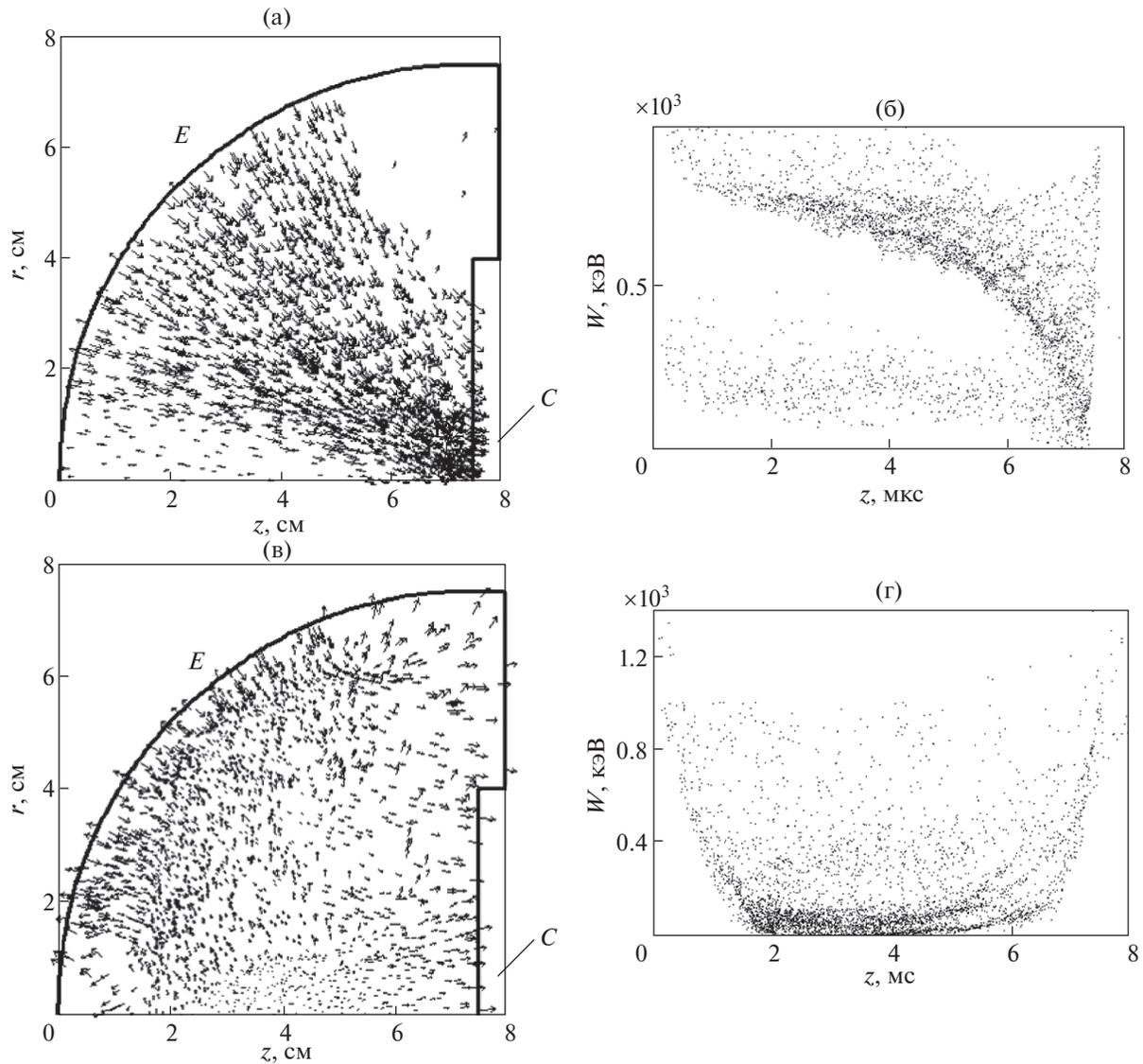


Рис. 6. Конфигурационный портрет ионов пучка (а, в) и распределение их энергии по координате z (б, г) в моменты времени 8 нс (а, б) и 10 нс (в, г).

жекции. Уравнение для концентрации электронов имеет вид

$$\frac{dn_e}{dt} = n_g n_e v_e \sigma + n_g \gamma_E n_b \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} v_s \sigma, \quad (2)$$

где $\langle v_{e,s} \sigma \rangle$ – средние скорости ионизации плазменными и вторичными электронами. Для упрощения считаем, что основной вклад в изменение концентрации n_e дают плазменные электроны (со средней энергией ~ 100 эВ), которые определяют экспоненциальный рост концентрации электронов

$$n_e = n_s \exp(n_g v_e \sigma t). \quad (3)$$

В рамках предлагаемой модели в режиме ограничения тока в диоде с пространственным зарядом в области ВА скорость ионов стремится к нулю, а

плотность неограниченно возрастает. Представим в области ВА среднюю плотность ионов в виде $n_{BA} = \theta n_b$, где параметр $\theta > 1$ зависит от плотности тока пучка и степени нейтрализации заряда $\theta = \theta(j_b, f_i)$. Из соотношения (2) при выполнении условия $n_e = n_{BA}$ запишем выражение для оценки времени нейтрализации положительного заряда ВА

$$T_{pl} = \ln \left(\sqrt{\frac{M}{m}} \frac{\theta}{\gamma_E} \right) \frac{1}{n_g \sigma v_e}. \quad (4)$$

Соотношение (4) отражает основные закономерности нейтрализации заряда ВА: время T_{pl} уменьшается с увеличением давления газа ($n_g = 2.65 \times 10^{14} p$ [Па], см^{-3}), энергии ионов пучка

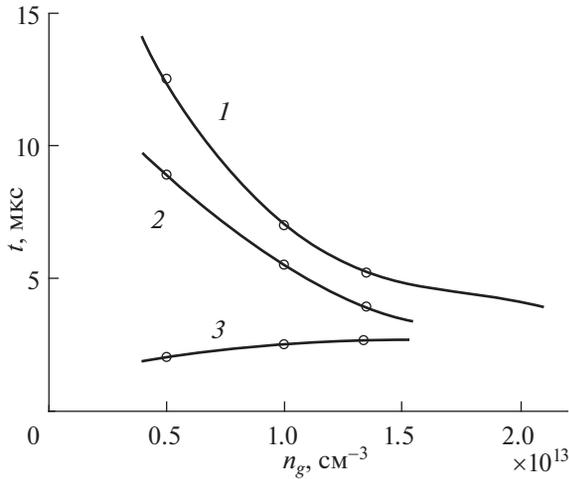


Рис. 7. Зависимость времен T_{pl} (1), T (2) и τ_I (3) от концентрации газа, $W = 1$ кэВ, $I_b = 1$ А.

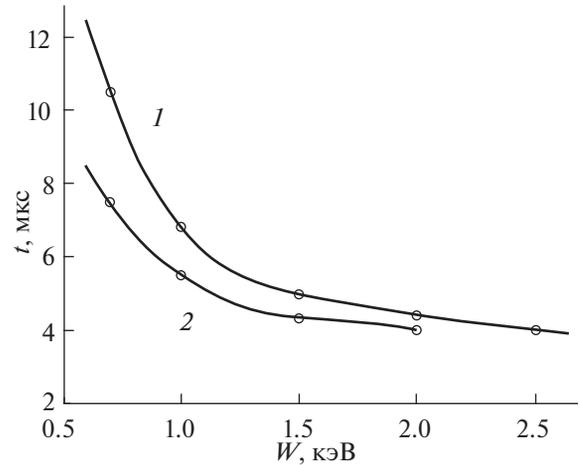


Рис. 8. Зависимость времени формирования пучковой плазмы T_{pl} (1) и периода колебаний тока коллектора T (2) от энергии ионов при $n_g = 10^{13}$ см $^{-3}$.

(поскольку γ_E зависит от W) и массы иона. Оценка по формуле (4), сделанная при $M/m = 10000$, $W = 1$ кэВ, $n_g = 10^{13}$ см $^{-3}$, $\gamma_E = 0.3$, $\theta = 10$, $\langle \sigma_{v_e} \rangle = 6 \times 10^{-8}$ см $^3 \cdot c^{-1}$, дает величину $T_{pl} = 13$ мкс, а моделирование с применением PiC-кода – величину $T_{pl} = 6.5$ мкс (рис. 5).

Формирование вторичного и последующих ВА (рис. 5) происходит при частичном прохождении ионов на коллектор, ток пучка на коллекторе составляет величину 25 А (предельный ток). В этих условиях положительный заряд при формировании ВА уже частично нейтрализован и поэтому время его полной нейтрализации $T < T_{pl}$.

Рассмотрим влияние относительной массы ионов M/m и тока пучка I_b на исследуемые параметры. На рис. 9 показаны зависимости времени формирования плазмы T_{pl} и периода колебаний T тока коллектора от относительной массы ионов при токах пучка $I_b = 0.5$ А ($M/m = 5000-30000$) и $I_b = 1$ А и 1.2 А ($M/m = 5000-20000$); $n_g = 10^{13}$ см $^{-3}$, $W = 1$ кэВ. Скорость ионов пропорциональна $(m/M)^{1/2}$, поэтому с увеличением массы ионов увеличивается время нейтрализации ВА T_{pl} и период колебаний тока пучка на коллектор T . С увеличением тока пучка возрастает количество заряда в области ВА и, соответственно, время его нейтрализации T_{pl} , при этом период T практически не изменяется, что связано с уменьшением длительности t_I тока пучка на коллектор.

Из рис. 9 видно, что одно и то же значение T_{pl} соответствует разным соотношениям между током и массой ионов. Это делает возможным перенести результаты моделирования транспортировки ионного пучка с модельными значениями массы иона и тока пучка на пучок с реальными

значениями параметров. Так при $M/m = 10000$ и $I_b = 1$ А время нейтрализации заряда ВА составляет величину $T_{pl} = 6.5$ мкс (рис. 9). При $M/m = 20000$ и $I_b = 0.5$ А имеем $T_{pl} = 7.8$ мкс, а при увеличении массы ионов до $M/m = 60000$ время нейтрализации ВА увеличивается до 12.3 мкс, здесь оценка получена с использованием аппроксимации $T_{pl}(M/m) = T_{pl}(5000)((M/m)/5000)^{0.37}$. Следует заметить, что в соотношении (4) температура $T_{pl}(M/m)$ пропорциональна $\ln(M/m)$.

Наиболее сильное влияние на время нейтрализации ВА и период колебаний тока коллектора

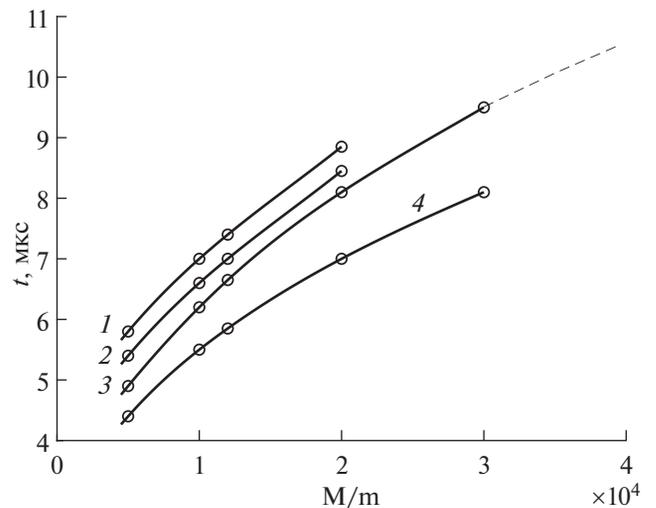


Рис. 9. Зависимость времени формирования пучковой плазмы T_{pl} (1–3) и периода колебаний тока коллектора T (4) от относительной массы ионов: 1 – $I_b = 1.2$ А, 2 – $I_b = 1.0$ А, 3, 4 – $I_b = 0.8$ А; $n_g = 10^{13}$ см $^{-3}$.

оказывает концентрация газа (давление), как видно из рис. 7 и формулы (4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численное моделирование транспортировки низкоэнергетического ионного пучка в эквипотенциальной системе с баллистической фокусировкой при радиусе сетчатого электрода 7.5 см с применением РiС-кода КАРАТ показало, что при энергии инжектируемых ионов менее критической энергии W_c , зависящей от концентрации газа и тока пучка, ток коллектора переходит в импульсный режим. Для тока инжекции 1 А критическая энергия составила 2 кэВ при концентрации газа $n_g = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и 1 кэВ при $n_g = 1.3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Периодичность тока вызвана чередованием процессов формирования виртуального анода и нейтрализации его заряда вторичными электронами, возникающими в результате ионизации газа и ионно-электронной эмиссии с электродов. Время формирования плазмы и период следования импульсов тока коллектора уменьшаются с увеличением кинетической энергии транспортируемых ионов и концентрации газа.

Таким образом, для управления транспортировкой пучков низкоэнергетических ионов металлов с применением баллистической фокусировки следует учитывать динамические процессы нейтрализации пространственного заряда ионного пучка и формирования плазмы, которые зависят от параметров ионного пучка и конфигурации пространства дрейфа, а также от механизма генерации нейтрализующих электронов и интенсивности ухода плазменных электронов из объема пучка на внешние электроды.

Полученные результаты следует учитывать при разработке и создании ионно-пучковых систем с баллистической фокусировкой ионного пучка, которые используются как в научных исследованиях, так и в технологических целях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 17-19-01169-П).

Handbook of Plasma Immersion Ion Implantation and Deposition

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Poate J.M., Foti G., Jacobson D.C. Surface Modification and Alloying by Laser, Ion, and Electron Beams. Berlin: Springer, 2013.
2. Rogov R.M. // Vacuum. 2016. V. 166. P. 84.
3. Williams J.S., Poate J.M. // Ion Implantation and Beam Processing. Academic Press, 2014.

4. Conrad J.R., Radtke J.L., Dodd R.A., Worzala F.J. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. P. 4591.
5. Anders A. Handbook of Plasma Immersion Ion Implantation and Deposition. New York: John Wiley & Sons, 2000.
6. Арбузов Н.М., Ваулин В.А., Исаев Г.П., Кузьмин О.С., Рябчиков А.И. // Патент СССР № 1412517. 1990. Бюл. № 33.
7. Wei R. // Surf. Coat. Tech. 1996. V. 83. P. 218.
8. Ueda M. // Nuclear Instruments Meth. Phys. Res. Sect. B. 2005. V. 240. P. 199.
9. Gavrilov N.V., Men'shakov A.I. // Tech. Phys. 2012. V. 57. P. 399.
10. Ryabchikov A.I., Sivin D.O., Shevelev A.E., Akhmadeev Y.H., Korneva O.S., Ivanova A.I., Lopatin I.V. // Surface Surface and Coatings Technology. 2018. V. 355. P. 123. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2018.02.111>
11. Ryabchikov A.I., Kashkarov E.B., Pushilina N.S., Syrtanov M.S., Shevelev A.E., Korneva O.S., Sutygina A.N., Lider A.M. // Appl. Surface Sci. 2018. V. 439. P. 106. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2018.01.021>
12. Ryabchikov A.I., Ananin P.S., Dektyarev S.V., Sivin D.S., Shevelev A.E. // Vacuum. 2017. V. 143. P. 447. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2017.03.011>
13. Ryabchikov A.I., Shevelev A.E., Sivin D.O., Koval T.V., An T.M.K. // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. P. 233301. <https://doi.org/10.1063/1.5034082>
14. Коваль Т.В., Ан Ч.М.К., Тараканов В.П. // Известия РАН. Сер. физическая. 2019. Т. 83. С. 1524. <https://doi.org/10.1134/S0367676519110140>
15. Рябчиков А.И., Шевелев А.Э., Сивин Д.О., Дектярев С.В., Корнева О.С. // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. С. 54.
16. Фареник В.И. // Физическая инженерия поверхности. 2005. Т. 3. С. 4.
17. Dudin S.V., Zykov A.V., Farenik V.I. // Rev. Sci. Instruments. 1994. V. 65. P. 1451.
18. Зыков А.В., Марущенко Н.Б., Фареник В.И. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. С. 9.
19. Tarakanov V.P. User's Manual for Code KARAT. Berkley Research Associates, Springfield, VA: Berkley Research Associates, 1992.
20. Тараканов В.П. // Математическое моделирование. Проблемы и результаты / Под ред. Белоцерковского. М.: Наука, 2003. С. 460.
21. Медвед Д., Штраццер Й. // УФН. 1967. Т. 91. С. 485.
22. Shamim M., Scheuer J.T., Fetherston R.P., Conrad J.R. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70 (9). P. 4756.
23. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. М.: Мир, 1967.
24. Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат. 1991.
25. Коваль Т.В., Офицеров В.В., Обухов Д.С., Марченко А.Л. // Вестник науки Сибири. 2012. № 3. В. 4. С. 16.
26. Lungmuir I., Blodgett K.B. // Phys. Rev. 1923. V. 22. P. 347.

ПАМЯТИ АЛЕКСАНДРА АЛЕКСЕЕВИЧА СКОВОРОДЫ (01.11.1949–07.03.2021)

DOI: 10.31857/S0367292121080084



7 марта 2021 скончался Александр Алексеевич Скворода, главный научный сотрудник Отдела теории плазмы Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”.

Александр Алексеевич родился 11 ноября 1949 г. в Москве в семье военного. Его отец, Алексей Сергеевич Скворода, прошел всю войну, будучи призванным в Красную Армию в ноябре 1939 года после двух лет обучения в Ленинградском институте инженеров железнодорожного транспорта. После окончания войны А.С. Скворода продолжил военную службу и получил высшее военное образование, окончив в 1948 году Военную академию тыла и снабжения им. В.М. Молотова, а в 1956 году – Высшую военную академию им. К.Е. Ворошилова. С сентября 1968 года и до конца своей жизни (11.02.1985) доктор военных наук генерал-лейтенант Алексей Сергеевич Скворода работал начальником кафедры тыла и экономики Вооруженных Сил СССР Военной академии Генерального штаба Вооруженных Сил СССР.

По семейным канонам Александр Алексеевич должен был продолжить дело отца и посвятить себя военной службе, однако после окончания средней школы в 1966 году он поступил на физи-

ческий факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, который окончил в 1972 г. по кафедре электроники. Самостоятельность и решительность в принятии серьезных решений стали одной из отличительных черт Александра Алексеевича и во многом определили его дальнейший путь в науке, который отнюдь не был гладким. После окончания университета Александр Алексеевич был призван на военную службу и отслужил два года в войсках ПВО. Демобилизовавшись, он вернулся в МГУ и в 1974 г. поступил в аспирантуру к Б.Н. Швилкину. Уже во время учебы в аспирантуре А.А. Скворода проявил глубину и талант исследователя, поставив и осуществив с использованием газового разряда оригинальные эксперименты по проверке фундаментальных формул Баддена, описывающих прохождение электромагнитных волн через зону циклотронного резонансного нагрева электронов (ЭЦР-нагрева) в неоднородном магнитном поле. Также впервые он опробовал метод измерения электронной температуры по форме линии циклотронного поглощения при прохождении электромагнитной волны через минимум магнитного поля. В этих работах началось формирование Александра Алексеевича как ученого-

универсала, с равным успехом решающего и теоретические, и экспериментальные задачи.

После успешного окончания аспирантуры в 1977 году Александр Алексеевич некоторое время работал в НПО “Энергия”. Желание приобщиться к большой науке осуществилось, когда в 1978 году он перешел на работу в Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, в отдел ОГРА, руководимый И.Н. Головиным. Атмосфера напряженного творческого труда, характерная для этого коллектива, способствовала его быстрому профессиональному росту. Продолжая аспирантскую тематику, А.А. Сковорода выполнил измерения электронной температуры плазмы в открытой ловушке. В экспериментах по ЭЦР-нагреву плазмы в этой системе был обнаружен преимущественный выход электронов через одну из пробок ловушки – по ходу электромагнитного луча. Он осознал, что это явление можно использовать и для поддержания тока в замкнутых системах. Разработка этой идеи привела к предложению об ЭЦР-методе поддержания тока в режиме авторезонанса. Для обоснования данного предложения и расчета эффективности предлагаемого метода было решено разработать “лучевой” численный код. Созданная Александром Алексеевичем группа успешно справилась с этой задачей, разработав код OGRAY, успешно использованный впоследствии для теоретического обеспечения экспериментов, проводимых на токамаке T-10 и планируемых на установках T-15MD и ITER. Код прочно вошел в арсенал инструментов, принятых термоядерным сообществом, и продолжает развиваться и поныне.

В кризисные 1990-е годы средств на активную экспериментальную деятельность в Курчатовском институте катастрофически не хватало, были свернуты и эксперименты на открытой ловушке ОГРА. Александр Алексеевич фактически стал идеологом отдела, предлагая решения, которые могли бы быть восприняты мировым плазменным сообществом и реализованы в интересах этого сообщества. По его предложению был создан и успешно опробован плазменный нейтрализатор – мультикасповая ловушка для низкотемпературной плазмы. Эта система предназначалась для перезарядки ускоренных отрицательных ионов водорода и их превращения в мощные пучки быстрых атомов – данный метод нагрева и поддержания тока приобретает с каждым годом все более и более важное значение для реализации термоядерного синтеза в системах магнитного удержания плазмы. Практические применения локализованных высокочастотных разрядов в воздухе, возможность длительного поддержания которых при относительно небольшом уровне вводимой в разряд мощности в эти же годы была продемонстрирована в реализованных по идеям

А.А. Сковороды экспериментах, еще ждут своего часа.

В 1990-е годы магистральные исследования в области управляемого термоядерного синтеза развиваются по двум направлениям. Активно начинается разрабатываться проект международного экспериментального термоядерного реактора – токамака ИТЭР. Наряду с этим ведутся серьезные теоретические проработки стеллараторных систем следующего поколения, основанных на понятиях к этому времени и вновь разрабатываемых закономерностях удержания заряженных частиц высокотемпературной плазмы в сложных магнитных полях и путях его качественного улучшения посредством оптимизации геометрии этих полей. В Отделе теории плазмы работы в этом направлении ведутся под руководством В.Д. Шафранова, а в Отделе Огра близкую идеологию применительно к открытым системам разрабатывает Д.А. Панов. Широко обсуждаются возможности реализации (точной или приближенной) магнитных систем, удовлетворяющих требованиям ортогональности, омнигенности, квази- или псевдосимметрии и др. Вклад Александра Алексеевича в эту тематику частично отражен в его диссертации “Стабилизирующие магнитные элементы амбиполярных ловушек” на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, блестяще защищенной в 1992 г. Им был разработан проект трансформации существовавшей в Курчатовском институте установки ТО-2 в ловушку типа “гофрированный тор” с “токамачным” уровнем удержания плазмы большого давления (т.н. проект ЭПСИЛОН – Экспериментальная ПсевдоСИмметричная ЛОвушка), оставшийся, к сожалению, нереализованным. ЭПСИЛОН – это замкнутая бестоковая тороидальная ловушка, в которой нарушение симметрии не должно было бы приводить к серьезной деградации удержания частиц. Равновесие плазмы и удержание быстрых частиц в такой системе без вращательного преобразования было впервые рассчитано с применением трехмерных численных кодов, используемых учениками В.Д. Шафранова в кооперации с немецкими и швейцарскими коллегами для стеллараторных систем.

Итогом многолетних исследований равновесия плазмы в магнитных ловушках стала опубликованная в 2009 г. монография А.А. Сковороды “Магнитные ловушки”, в которой были суммированы подходы к минимизации неоклассических потерь заряженных частиц плазмы, включая продукты термоядерных реакций, путем совершенствования геометрии удерживающих эти частицы магнитных полей. В течение нескольких лет А.А. Сковорода вел соответствующий лекционный курс на кафедре прикладной физики Российского университета дружбы народов. Он также инициировал нацеленные на практические

нужды экспериментальные исследования углеродных структур, образуемых на обращенных к плазме поверхностях первой стенки токамака и внутрикамерных элементов, а также по поглощению изотопов водорода материалами, включая уникальные исследования проницаемости поликристаллических мембран и фольг при плазменном облучении.

В последние годы Александр Алексеевич занимался интерпретацией специфических для токамака явлений на цилиндрической модели, исследованием особенностей равновесия токовой плазмы вблизи порога устойчивости тиринг-моды, применением гамильтонова формализма для описания топологии силовых линий магнитного поля.

Острый ум и критический способ мышления А.А. Сквороды сделали его признанным экспертом в области широкого круга проблем физики высокотемпературной плазмы, термоядерного синтеза, газового разряда, электрофизики. Обширная эрудиция, богатый профессиональный

опыт экспериментальной и теоретической работы, способность глубокого и независимого анализа высоко ценились не только ближайшими сотрудниками, но и коллегами по всей стране. Некоторые с трудом мирились с независимостью и резкостью его суждений, отдавая, тем не менее, должное его честности и профессионализму. А.А. Скворода являлся лауреатом премии имени И.В. Курчатова, ветераном атомной промышленности и энергетики, был членом диссертационного и ученого совета в НИЦ “Курчатовский институт”, входил в многочисленные конкурсные и экспертные комиссии, был членом редколлегии научного журнала.

Около пятнадцати лет Александр Алексеевич мужественно боролся с тяжелой болезнью, сохраняя работоспособность, жизненный оптимизм и чувство юмора. Уход А.А. Сквороды — несомненно, одной из самых ярких фигур в российской физике плазмы — большая потеря не только для ближайших друзей и коллег, но и для всей нашей науки.