



ФИЗИКА ПЛАЗМЫ



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



НАУКА
— 1727 —



СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, номер 2, 2024

ТОКАМАКИ

Регистрация внутреннего транспортного барьера с помощью диагностики томсоновского рассеяния на токамаке T-10

*Г. М. Асадулин, Н. А. Кирнева, И. С. Бельбас, А. В. Горшков, Д. С. Панфилов,
С. В. Крылов, А. Р. Немец, Д. С. Сергеев, Н. А. Соловьев*

159

МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

Исследование оторванной от поверхности плазмы в ГОЛ-NB с дополнительной инжекцией газа

*В. В. Поступаев, В. И. Баткин, И. А. Иванов, К. Н. Ку克林, Н. А. Мельников, К. И. Меклер,
А. Ф. Ровенских, Е. Н. Сидоров*

168

НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ

Столкновительный механизм расширения диапазона волновых чисел неустойчивости вейбелевского типа в магнитоактивной плазме

Н. А. Емельянов, Вл. В. Кочаровский

180

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Исследование в вакуумном ультрафиолетовом диапазоне спектральной прозрачности плазмы никеля, созданной под воздействием импульса рентгеновского излучения Z-пинча

*А. Н. Грицук, К. Н. Митрофанов, В. В. Александров, А. В. Браницкий, Е. В. Грабовский,
Г. М. Олейник, И. Н. Фролов, М. М. Баско, А. С. Грушин, А. Д. Соломянная, Н. Б. Родионов*

187

ИОНОСФЕРНАЯ ПЛАЗМА

Радиочастотная диагностика распадающейся плазмы в “гигантской” коаксиальной линии на большой плазменной установке

*И. Ю. Зудин, В. В. Кочедыков, М. Е. Гуцин, А. В. Стриковский, С. В. Коробков,
А. Н. Катков, И. А. Петрова, И. М. Вершинин*

208

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

К вопросу об аномальной диссипации в плазме запыленной экзосферы Меркурия

С. И. Попель, Ю. Н. Извекова, А. П. Голубь

222

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЯМИ

Аналитическая теория отражения изотопов водорода термоядерных энергий от конструкционных материалов

В. П. Афанасьев, Л. Г. Лобанова

231

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Формирование протяженной трубчатой плазмы в аргоне при низком давлении и в слабом продольном магнитном поле

*Ю. С. Акишев, В. П. Бахтин, А. Б. Булейко, О. Т. Лоза, А. В. Петряков,
А. А. Раваев, Е. А. Фефелова*

239

Исследование механизма филаментации наносекундного поверхностного барьерного разряда.
Часть 2. Приближение локальной энергии

В. Р. Соловьев, Д. А. Лисицын, Н. И. Караваева

255

CONTENTS

Volume 50, Number 2, 2024

TOKAMAKS

Detection of Internal Transport Barrier in the T-10 Tokamak Using Thomson Scattering Diagnostics

G. M. Asadulin, N. A. Kirneva, I. S. Bel'bas, A. V. Gorshkov, D. S. Panfilov, S. V. Krylov, A. P. Nemets, D. S. Sergeev, N. A. Solov'ev

159

MAGNETIC TRAPS

Detached Plasma Studies in GOL-NB with Extra Gas Injection

V. V. Postupaev, V. I. Batkin, I. A. Ivanov, K. N. Kuklin, N. A. Melnikova, K. I. Meklera, A. F. Rovenskikh, E. N. Sidorov

168

PLASMA INSTABILITY

Collisional Mechanism of Expanding Wavenumbers Range of Weibel-Type Instability in Magnetoactive Plasma

N. A. Emelyanov, V. V. Kocharovsky

180

PLASMA DYNAMICS

Study in the Extreme UV Range of the Spectral Transmission of Nickel Plasma Created under the Effect of an X-Ray Pulse of the Z-Pinch

A. N. Gritsuk, K. N. Mitrofanov, V. V. Aleksandrov, A. V. Branitsky, E. V. Grabovski, G. M. Oleinik, I. N. Frolov, M. M. Basko, A. S. Grushin, A. D. Solomyannay, N. B. Rodionov

187

IONOSPHERIC PLASMA

Radiofrequency Diagnostic of the Decaying Plasma in the "Gigantic" Coaxial Line at the Large Plasma Device

I. Yu. Zudin, V. V. Kochedykov, M. E. Gushchin, A. V. Strikovskiy, S. V. Korobkov, A. N. Katkov, I. A. Petrova, I. M. Vershinin

208

DUST PLASMA

On Anomalous Dissipation in Plasma of Dusty Mercury's Exosphere

S. I. Popel, Yu. N. Izvekova, A. P. Golub

222

INTERACTION OF PLASMA WITH SURFACES

Analytical Theory of Reflection of Hydrogen Isotopes of Thermonuclear Energies from Construction Materials

V. P. Afanas'ev, L. G. Lobanova

231

LOW TEMPERATURE PLASMA

Formation of Extended Tubular Plasma in Argon at Low Pressure and in a Weak Longitudinal Magnetic Field

*Yu. S. Akishev, V. P. Bakhtin, A. B. Buleyko, O. T. Loza, A. V. Petryakov,
A. A. Ravaev, E. A. Fefelova*

239

Filament Formation Mechanism for a Nanosecond Surface Barrier Discharge.
Part 2. The Local-Energy Approximation

V. R. Soloviev, D. A. Lisitsyn, N. I. Karavaeva

255

РЕГИСТРАЦИЯ ВНУТРЕННЕГО ТРАНСПОРТНОГО БАРЬЕРА С ПОМОЩЬЮ ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ НА ТОКАМАКЕ T-10

© 2024 г. Г. М. Асадулин^{a,*,**}, Н. А. Кирнева^{a,b}, И. С. Бельбас^a, А. В. Горшков^a,
Д. С. Панфилов^{a,b}, С. В. Крылов^a, А. Р. Немец^a, Д. С. Сергеев^a, Н. А. Соловьев^a

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

^b Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

* e-mail: asadulingm@gmail.com

** e-mail: Asadulin_GM@nrcki.ru

Поступила в редакцию 14.11.2023 г.

После доработки 25.12.2023 г.

Принята к публикации 25.12.2023 г.

В 2016 г. модернизирована диагностика томсоновского рассеяния токамака T-10. Новая система основана на 100-Гц Nd: YAG-лазере и может проводить измерения на протяжении всего плазменного разряда с интервалом в 10 мс и пространственным разрешением до 5 мм. С помощью модернизированной диагностики проводились измерения электронной температуры в экспериментальных кампаниях токамака T-10 в 2016–2018 гг. В режимах с электронно-циклотронным нагревом продемонстрировано формирование областей с повышенным градиентом температуры, которое было интерпретировано как формирование внутреннего транспортного барьера. Проведенное моделирование эволюции профиля тока в коде ASTRA позволило связать положение барьера с положением рациональной поверхности $q = 1$.

Ключевые слова: токамак T-10, лазерная диагностика, томсоновское рассеяние, внутренний транспортный барьер

DOI: 10.31857/S0367292124020016, EDN: SDCITL

1. ВВЕДЕНИЕ

Создание режимов улучшенного удержания плазмы — одно из необходимых условий для реализации энергетически выгодного режима работы токамаков следующего поколения, в том числе и установки-реактора [1]. К режимам улучшенного удержания относятся режимы с внешним (H-мода) и внутренним транспортным барьером. Транспортным барьером обычно называется область со сниженным аномальным переносом тепла и/или частиц вследствие частичного или полного подавления турбулентности, определяющей перенос в этой области.

Если уменьшение переноса (снижение турбулентных потоков и снижение соответствующих коэффициентов переноса) наблюдается в центральной части плазменного шнура, $0.1 < \rho_{ITB} < 0.8$, то говорят о формировании внутреннего транспортного барьера (ВТБ) [2].

Режимы с ВТБ были получены на всех действующих токамаках как при ионном, электронном, так и смешанном нагреве [3–6]. Особенности формирования ВТБ в различных условиях и теоретические подходы к описанию физических механизмов формирования ВТБ подробно рассмотрены в [3]. Многочисленные

эксперименты [7–9] показали, что конфигурация со слабым магнитным широм вблизи рациональной поверхности является благоприятной для формирования ВТБ. Особенно это является критичным в режимах с преобладающим электронным нагревом плазмы.

Формирование ВТБ определяется по появлению области с повышенным градиентом температуры, плотности и скорости вращения плазмы при неизменных источниках. При наличии соответствующих измерений в области ВТБ отмечается возникновение особенности на профиле радиального электрического поля E_r [3] и подавление турбулентности в зоне барьера [7, 10].

Для надежной регистрации и изучения транспортных барьеров используются следующие диагностики [3]:

- активная спектроскопия (CXRS) для определения профилей ионной температуры, скорости вращения плазмы, восстановления профиля E_r ;
- зондирование плазмы пучком тяжелых ионов (НВР) для измерения профиля потенциала плазмы и определения $E_r(r)$;
- рефлектометрия для регистрации изменения турбулентности в области ВТБ;

– электронно-циклотронное излучение (ЭЦИ) для регистрации момента формирования ВТБ и эволюции профиля электронной температуры во времени;

– томсоновское рассеяние (ТР) для исследования формирования барьера на профилях электронной плотности и температуры.

В экспериментах на установке Т-10 формирование ВТБ наблюдалось при электронно-циклотронном (ЭЦ) нагреве в режиме с отрицательным магнитным широм [10], в режимах со слабым широм вблизи рациональной поверхности $q = 1$ [7, 8], в режимах с инъекцией водородных пеллет [12], а так же ВТБ события, связанные со спонтанной инъекцией примесей в плазму [13] и с перестройкой профиля q в пилообразных колебаниях [14]. Отметим, что особенность в поведении электронной температуры и рентгеновского излучения вблизи поверхности $q = 1$ в экспериментах Т-10 отмечалось уже в [15].

В работе [7] зона слабого шира вблизи рациональной поверхности $q = 1$ создавалась с помощью нецентрального ЭЦ-нагрева в области $\rho = 0.6$. Увеличение градиента электронной температуры наблюдалось по ТР и ЭЦИ. Система ТР имела всего 9 точек на малый радиус, что позволяло получить пространственное разрешение ~ 2 см в области формирования ВТБ.

В данной работе представлены новые диагностические возможности системы ТР на токамаке Т-10 [16]. Для демонстрации возможностей модернизированной системы приведены результаты регистрации ВТБ в режимах с нецентральным ЭЦ нагревом. Проведено моделирование эволюции профиля тока с помощью кода ASTRA [17] для определения взаимосвязи положения ВТБ с положением рациональной поверхности.

2. ДИАГНОСТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Основу обновленной диагностики ТР на установке Т-10 составляет 100-Гц Nd: YAG-лазер, выдающий в импульсе до 2.5 Дж энергии на второй гармонике, $\lambda = 532$ нм. Для регистрации используется телевизионная система на основе CMOS-камеры и усилителя яркости (ЭОП). Излучение вводится в камеру токамака в вертикальном направлении с помощью многопроходной системы. Геометрия зондирования и сбора света представлена на рис. 1. Подробно техническое оснащение модернизированной диагностики рассмотрено в работе [16].

Лазер может работать на протяжении нескольких секунд, позволяя наблюдать изменение профилей температуры и плотности на протяжении всего плазменного разряда с интервалом в 10 мс. В разрядах с невысокой плотностью из-за недостаточного количества собираемого света и низкого соотношения

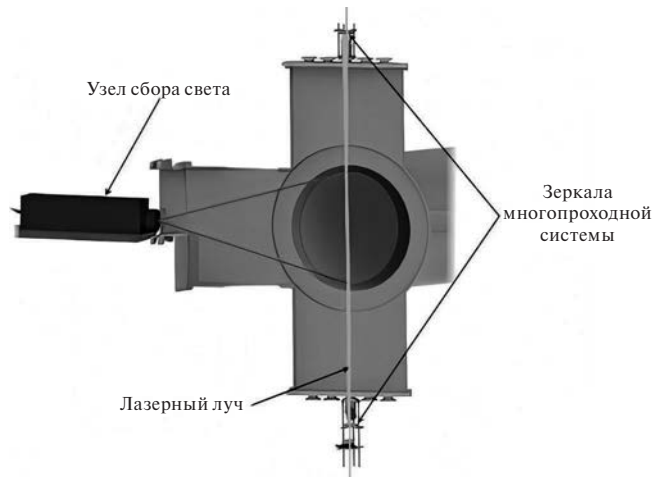


Рис. 1. Геометрия зондирования и сбора света системы ТР на токамаке Т-10.

сигнал-шум профили температуры предпочтительно определять по усредненным по нескольким лазерным импульсам кадрам. Усреднение используется на стационарных участках разряда с постоянными или слабо меняющимися параметрами плазмы.

Следует отметить, что в данной работе диагностика томсоновского рассеяния использовалась только для измерения профиля электронной температуры. Профили плотности восстанавливались из интерферометрических измерений. Измерения плотности с помощью томсоновского рассеяния не проводились из-за технических особенностей системы, что подробно обсуждается в работе [16].

3. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились на токамаке Т-10 (большой радиус тора $R = 1.5$ м, малый радиус $a = 0.3$ м, круглое поперечное сечение плазмы) в режимах с неосевой генерацией ЭЦ-тока. Нагрев плазмы в этих экспериментах осуществлялся с помощью двух групп гиротронов.

Первая группа — гиротроны с частотами 139.9 и 140.4 ГГц. Ввод мощности от этих гиротронов происходил под углом к большому радиусу тора (18° на границе плазмы), поэтому они осуществляли одновременно и нагрев плазмы и генерацию электронно-циклотронного тока.

Вторая группа — гиротрон с частотой 129 ГГц. Ввод мощности от этого гиротрона осуществлялся строго вдоль большого радиуса, поэтому он не давал вклад в ЭЦ-ток. В рассматриваемом диапазоне магнитных полей поглощение мощности от гиротрона с частотой 129 ГГц происходило вблизи центра плазменного шнура, $r_{\text{heat}} \sim 5\text{--}6$ см.

Таблица 1. Параметры типичных импульсов Т-10 с ВТБ при неосевой генерации ЭЦ-тока

Разряд	I_p , кА	B_T , Т	q_a	r_{cd} , см	f_{cd} , ГГц	P_{cd} , МВт	P_{ECRH} , МВт
#70289	220	2.26	3—3.1	10.0	139.9	0.8	0.8
#72766		2.31		7.6	140.4	0.75	1.2
#72767		2.28		9.2	140.4	0.75	1.2

Параметры рассматриваемых импульсов приведены в табл. 1.

Здесь I_p — ток плазмы, B_T — магнитное поле на оси плазменного шнура, $q_a = 2\pi a^2 B_T / (\mu_0 I_p R)$ — коэффициент запаса устойчивости на границе плазмы, μ_0 — магнитная постоянная; r_{cd} — положение максимума (по профилю) плотности генерируемого ЭЦ-тока, отсчитанное от магнитной оси шнура; f_{cd} — частота гиротрона, используемого для создания ЭЦ-тока; P_{cd} — ЭЦ-мощность, использованная для создания неиндукционного тока; P_{ECRH} — полная мощность ЭЦ-нагрева/генерации тока; $P_{ECRH} = P_{cd} + P_{heat}$, где $P_{heat} = 0.45$ МВт — мощность гиротрона с частотой 129 ГГц, идущая только на нагрев плазмы и не дающая вклад в генерацию тока.

На рис. 2 представлены временной ход центральной температуры, измеренной с помощью диагностики ЭЦИ [18], средней плотности, измеренной с помощью интерферометра вдоль центральной хорды, и суммарной мощности ЭЦ-нагрева. Отметим,

что гиротроны включаются на плато тока плазмы (момент выхода тока на плато $t_{pl} = 400$ —430 мс). На стадии электронно-циклотронного нагрева/генерации тока омическая мощность не превышает 200 кВт.

Во всех рассматриваемых импульсах в омической части разряда (до включения ЭЦ-мощности) наблюдаются пилообразные колебания (ПК). Это говорит о наличии в плазме поверхности с $q = 1$. Радиус переворота фазы пилообразных колебаний был определен из данных многоканальных рентгеновских измерений и составил: $r_s \sim 8$ —10 см (с учетом наличия измерительных каналов в области переворота фазы ПК).

На стороне сильного магнитного поля радиус переворота фазы ПК лежит в интервале -7 ... -10.5 см; на стороне слабого магнитного поля — в интервале 7.5 ... 9 см. Включение неосевой генерации тока приводит к стабилизации (исчезновению) пилообразных колебаний ($t = 550$ мс в импульсах #72766 и #72767; $t = 750$ мс в импульсе #70289). Последующее включение центрального нагрева в импульсах #72766 и #72767 вновь инициирует пилообразные колебания. Радиус переворота фазы пилообразных колебаний на стадии ЭЦ-нагрева ($t > 680$ мс) составляет 7.5 — 8.5 см.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОФИЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

На рисунках 3—5 представлены результаты измерения профиля температуры с помощью диагностики томсоновского рассеяния в каждом из рассматриваемых импульсов для нескольких характерных моментов до и во время дополнительного нагрева. Для сравнения приведены профили, измеренные с помощью диагностики ЭЦИ, в те же моменты времени. Для характеристики величины градиента температуры были рассчитаны профили нормализованного градиента электронной температуры $R/L_{Te} = (R/T_e)dT_e/dr$ и профили плотности, полученные из интерферометрических измерений путем решения обратной задачи. Импульсы приведены в порядке возрастания тороидального магнитного поля, что соответствует смещению области вклада СВЧ-мощности и области создания электронно-циклотронного тока от периферии к центру плазменного шнура.

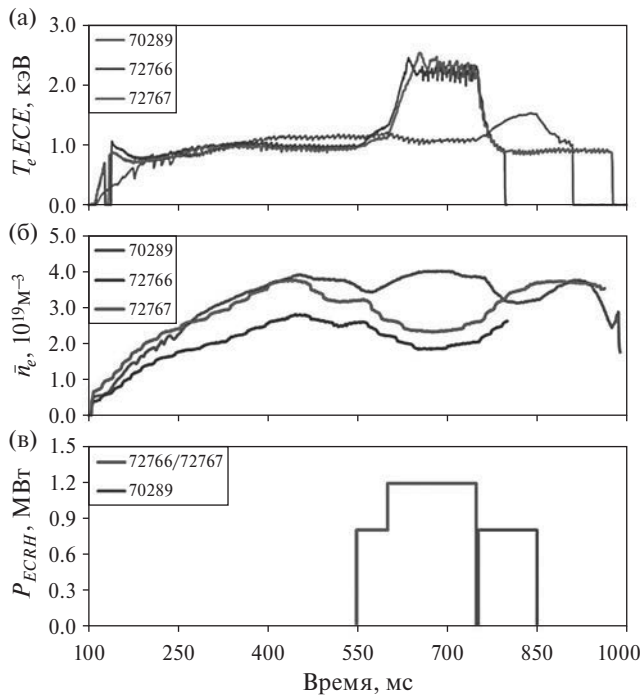


Рис. 2. Временной ход $T_e(0)$, полученной из измерений ЭЦИ (а), средней плотности (б), вложенной СВЧ-мощности (в).

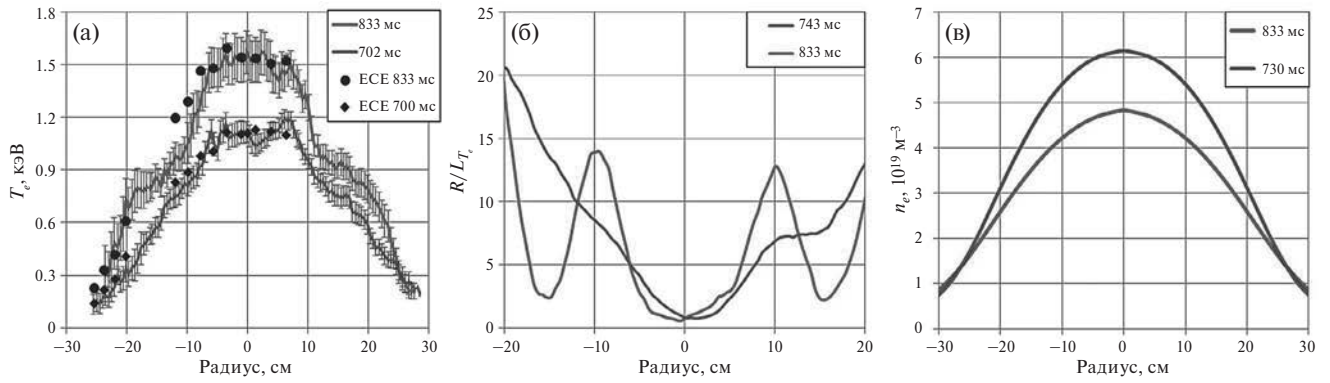


Рис. 3. Профили электронной температуры (а), нормализованного градиента температуры (б) и электронной плотности (в) в импульсе #70289, $B_T = 2.26$ Т.

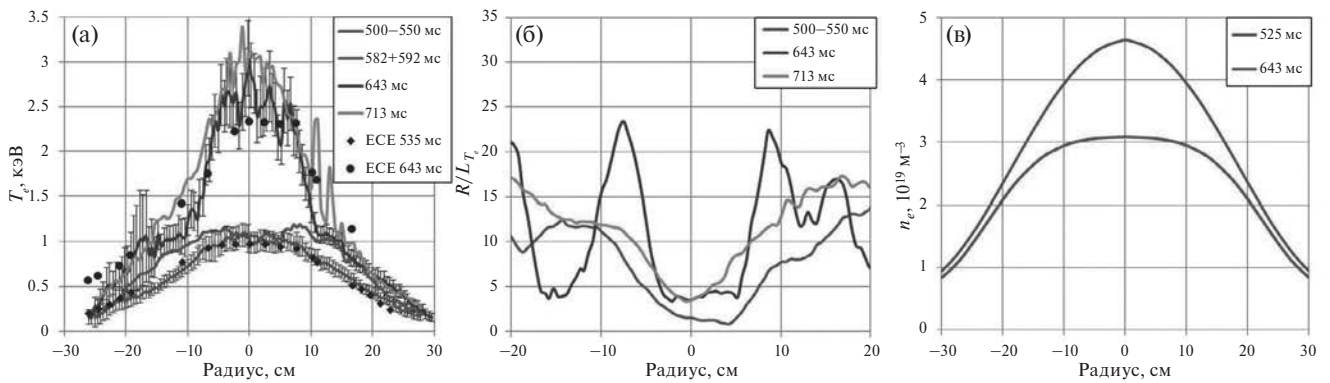


Рис. 4. Профили электронной температуры (а), нормализованного градиента температуры (б) и электронной плотности (в) в импульсе #72767, $B_T = 2.28$ Т.

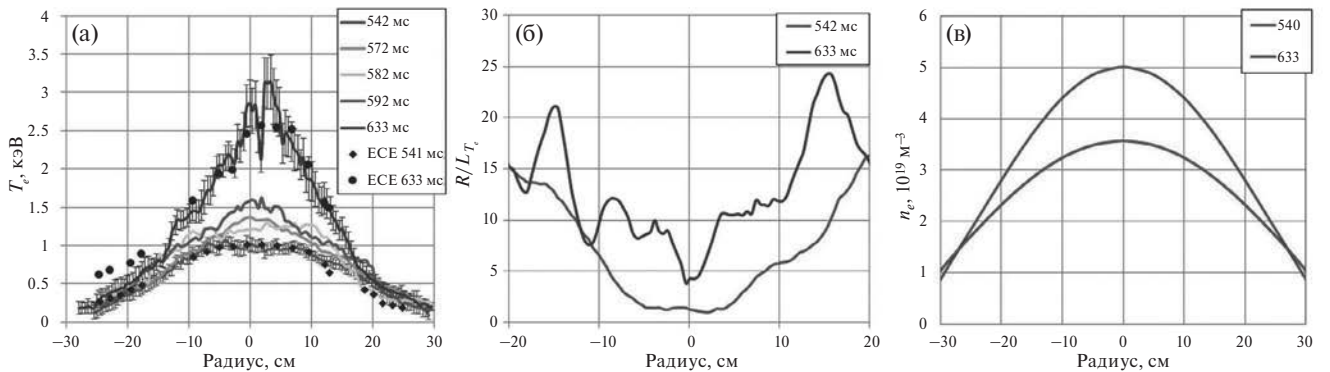


Рис. 5. Профили электронной температуры (а), нормализованного градиента температуры (б) и электронной плотности (в) в импульсе #72766, $B_T = 2.31$ Т.

На омической стадии разряда профили температуры во всех рассмотренных импульсах не имеют заметных особенностей. Значения нормализованных градиентов умеренные, $R/L_{T_e} \leq 10$, что соответствует обычно наблюдаемым величинам в режимах без ВТБ. При нецентральной ЭЦ-нагреве ($P_{ECRH} = 0,8$ МВт) в импульсе #70289 к моменту $t \sim 830$ мс нормализованный градиент температуры увеличивается до

$R/L_{T_e} \sim 15$ (рис. 3б), что может свидетельствовать о формировании ВТБ.

В импульсе #72767 через 50 мс после включения нецентрального нагрева ($P_{ECRH} = 0,75$ МВт) дополнительно включается гиротрон, обеспечивающий центральный вклад мощности ($P_{ECRH} = 0,45$ МВт), что приводит к формированию зоны повышенного градиента (рис. 4 а, б) с $R/L_{T_e} \sim 22$.

После возобновления пилообразных колебаний, $t > 680$ мс, зона повышенного градиента исчезает (профили в $t = 713$ мс на рис. 4а, б). В импульсе #72766, имеющем схожий сценарий нагрева, увеличение градиента температуры выражено довольно невнятно (рис. 5). Импульс #72766 отличается наибольшей величиной магнитного поля, а значит, область, где генерируется ЭЦ-ток, смещается ближе к центру. По-видимому, это приводит к разнице в формировании барьера.

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для определения положения транспортного барьера относительно положения рациональных поверхностей и проверки предположений, высказанных выше, были выполнены расчеты эволюции профиля тока и профиля фактора запаса устойчивости q с помощью транспортного кода ASTRA.

Профили электронной температуры и плотности и их изменение во времени являлись входными данными для расчетов и брались из экспериментальных данных, полученных с помощью диагностик ТР и интерферометрии (см. рис. 3—5) соответственно. Эволюцию профиля тока моделировали в предположении о неоклассической проводимости по формуле Сотера—Ангиони [19] и с учетом бутстреп-тока. Величина и профиль электронно-циклотронного тока брались из расчетов по коду OGRAY [20] (рис. 6). Величина генерируемого тока в каждый момент корректировалась с учетом изменения температуры и плотности плазмы:

$$I_{cd}(t) = I_{cd}(t_{calc}) \cdot \frac{T_e(t)}{T_e(t_{calc})} \cdot \frac{n_e(t_{calc})}{n_e(t)}.$$

Эффективный заряд плазмы Z_{eff} принимался равным ≈ 3 , что соответствует оценке Z_{eff} из видимого континуума на омической стадии перед включением гиротронов.

Соответствие между расчетом и экспериментальными данными контролировалось по временному ходу напряжения на обходе. Как будет показано ниже, величины напряжения на обходе, полученные в расчете для всех трех импульсов, находятся в удовлетворительном согласии с измеренными значениями. Для разрядов #70289 и #72766 сравнивались расчетные и экспериментальные величины β_p и энергосодержания плазмы, W , на стационарных стадиях разряда. Отклонение расчетных величин от измеренных значений не превышает 15%.

Результаты расчетов показаны на рис. 7—9. На рис. 7а, 8а, 9а показано расчетное изменение профилей фактора запаса устойчивости $q(r)$. На рис. 7б, 8б, 9б для этих профилей $q(r)$ построены распределения магнитного шира $shear(r) = (r/q) \cdot dq/dr$. Временной ход напряжения на обходе, демонстрирующий удовлетворительное согласие между расчетными и экспериментальными данными приведен на рис. 7в, 8в, 9в.

Из приведенных рисунков видно, что расчетное положение поверхности $q = 1$ на омической стадии согласуется с оценкой положения r_s из многоканальных рентгеновских измерений. Включение нецентрального ЭЦ-нагрева и генерации тока приводит к снижению магнитного шира в зоне вклада мощности. В рассматриваемых экспериментах она соответствует области вблизи поверхности r_s .

При включении нагрева и генерации тока, согласно результатам моделирования, поверхность $q = 1$ не исчезает, но снижается магнитный шир вблизи нее. Этим может быть объяснено появление области увеличенного градиента температуры в импульсах #70289 и #72767.

В соответствии с теоретическими представлениями [3, 7, 22], формирование транспортного барьера в зоне слабого шира вблизи рациональной поверхности связано с образованием разрежения рациональных поверхностей (так называемый гар).

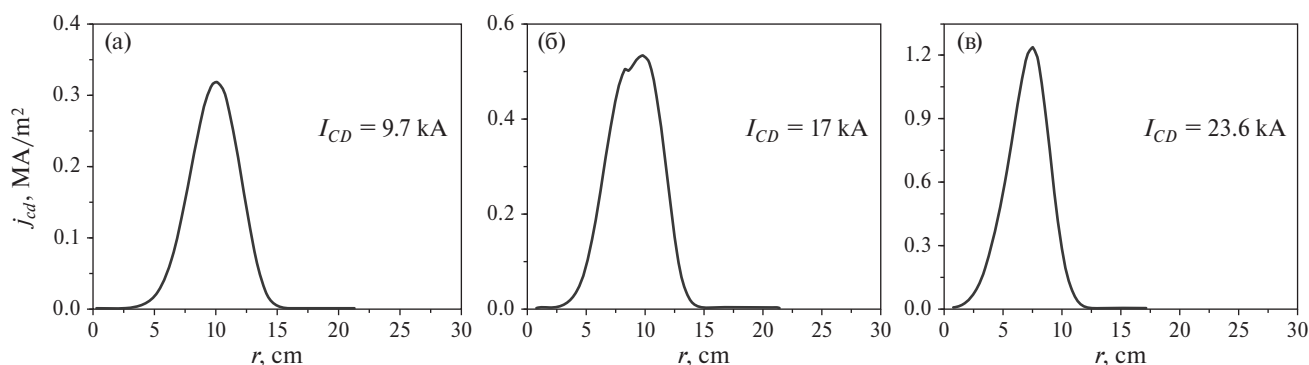


Рис. 6. Профили электронно-циклотронного тока, рассчитанные по коду OGRAY: а) импульс #70289, $t = 833$ мс, $B_T = 2.26$ Т; б) импульс #72767, $t = 643$ мс, $B_T = 2.28$ Т; в) импульс #72766, $t = 633$ мс, $B_T = 2.31$ Т. Величины генерируемого ЭЦ-тока указаны в поле рисунка.

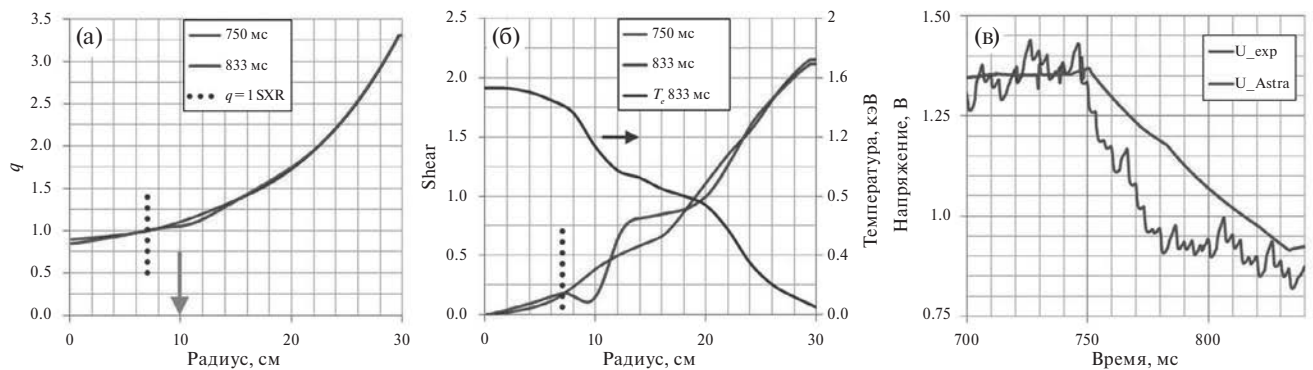


Рис. 7. Рассчитанные профили q (а), магнитный шир (б) и временной ход напряжения на обходе (в) для импульса #70289 для двух моментов. Для удобства на рис. (б) приведен профиль электронной температуры, измеренный с помощью ТР. Стрелкой на рис. (а) показано положение максимума плотности генерируемого ЭЦ-тока, пунктирные линии на рис. (а) и (б) — положение радиуса переворота фазы пилообразных колебаний в омической фазе разряда.

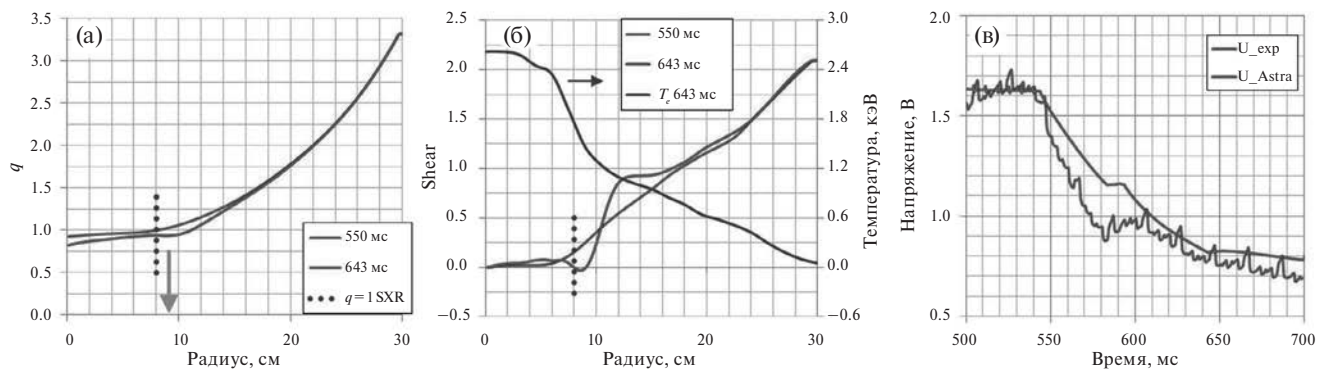


Рис. 8. Рассчитанные профили q (а), магнитный шир (б) и временной ход напряжения на обходе (в) для импульса #72767 для двух моментов. Для удобства на рисунке (б) приведен профиль электронной температуры, измеренный с помощью ТР. Стрелкой на рисунке (а) показано положение максимума плотности генерируемого ЭЦ-тока, пунктирные линии на рисунке (а) и (б) — положение радиуса переворота фазы пилообразных колебаний в омической фазе разряда.

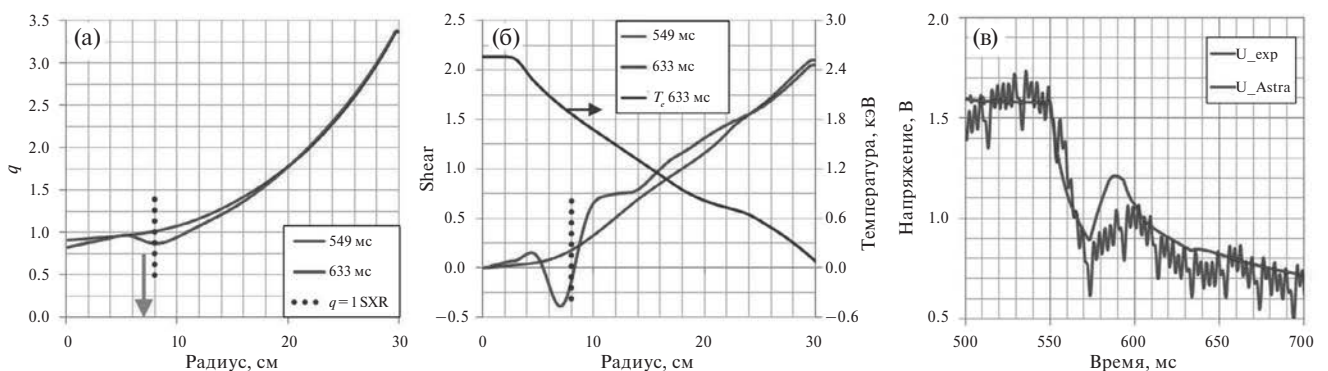


Рис. 9. Рассчитанные профили q (а), магнитный шир (б) и временной ход напряжения на обходе (в) для импульса #72766 для двух моментов. Для удобства на рисунке (б) приведен профиль электронной температуры, измеренный с помощью ТР. Стрелкой на рисунке (а) показано положение максимума плотности генерируемого ЭЦ-тока, пунктирные линии на рисунке (а) и (б) — положение радиуса переворота фазы пилообразных колебаний в омической фазе разряда.

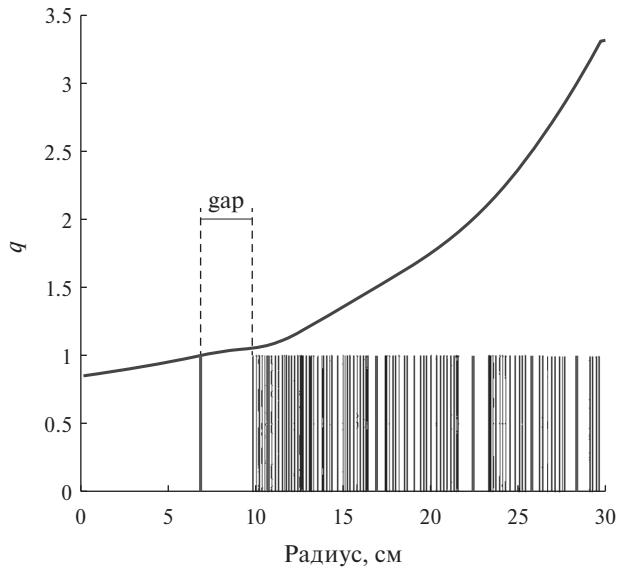


Рис. 10. Расчетный профиль q и расположение рациональных поверхностей (вертикальные линии) в импульсе #70289 на 833 мс. Красным отмечены поверхности $q = 1; 1.5; 2; 2.5; 3$.

На рис. 10 проиллюстрировано разрежение рациональных поверхностей в импульсе #70289.

На изображении приведены расчетный профиль $q(r)$ и расположение рациональных поверхностей $q = m/n$ для полоидального модового числа $m \leq 20$ в мо-

мент $t = 833$ мс. Четко видно разрежение магнитных поверхностей вблизи поверхности $q = 1$. Аналогичная картина наблюдается в импульсе #72767.

Результаты моделирования позволяют интерпретировать различие между импульсами #72766 и #72767. В импульсе #72766 из-за более высокого значения тороидального магнитного поля область генерации ЭЦ-тока оказывается расположена внутри поверхности $q = 1$. Это приводит не к снижению, а к увеличению магнитного шира вблизи поверхности $q = 1$ (ср. рис. 86 и 96), и как следствие, к уменьшению разреженности магнитных поверхностей вблизи $q = 1$.

Как было сказано, формирование ВТБ является результатом снижения турбулентного переноса и связанных с ним транспортных коэффициентов. При несколько упрощенном рассмотрении (без разделения переноса на диффузионную и недиффузионную составляющую) изменение коэффициентов переноса при формировании транспортного барьера может быть количественно охарактеризовано с использованием эффективных транспортных коэффициентов.

На рисунке 11 представлен результат оценки эффективной электронной температуропроводности $\chi_{e,eff}$ в одном из представленных импульсов (#70289). Для определения эффективной температуропроводности использовалась формула

$$\chi_{e,eff}(r) = \frac{Q_e^{TOT}(r)}{V'(r) \cdot n_e(r) \cdot grad(T_e(r))},$$

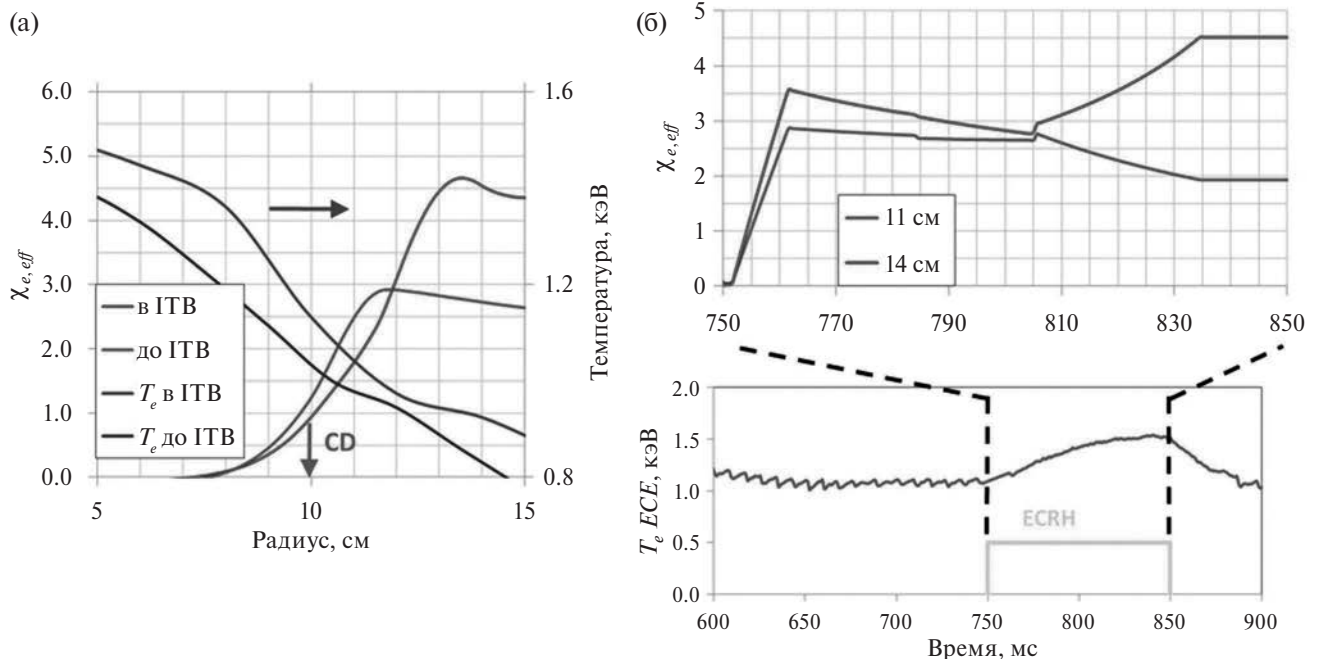


Рис. 11. а) Расчетные профили эффективной электронной температуропроводности в импульсе #70289 до формирования транспортного барьера и на стадии сформированного ВТБ; б) временной ход эффективной электронной температуропроводности в зоне барьера и вне ее (11 и 14 см соответственно).

где Q_e^{TOT} — поток тепла через поверхность радиуса r , V' — элемент объема.

Рисунок 11а демонстрирует профили $\chi_{e, eff}$ и T_e в моменты до формирования транспортного барьера (813 мс) и в течение существования ВТБ (833 мс). Видно, что область повышенного градиента электронной температуры соответствует области сниженного эффективного коэффициента электронной температуропроводности, как и следовало ожидать при формировании транспортного барьера.

На рисунке 11б представлен временной ход $\chi_{e, eff}$ внутри зоны повышенного градиента температуры и вне ее, 11 и 14 см соответственно, в течение импульса ЭЦ-генерации тока. Можно отметить важную особенность: коэффициент температуропроводности на $r = 11$ см снижается не сразу при включении гиротрона, а с задержкой ~ 50 мс. Проведенное моделирование позволяет связать наблюдаемую временную задержку с перестройкой профиля $q(r)$.

Энергетическое время жизни плазмы в обсуждаемых режимах $\tau_E = 24$ мс (#70289), 833 мс. Полная мощность нагрева $P_{полная} = 1$ МВт, $\tau_E = 15$ мс (#72767, 643 мс, $P_{полная} = 1.4$ МВт), $\tau_E = 11$ мс (#72766, 633 мс, $P_{полная} = 1.4$ МВт) — и оказывается несколько ниже значений, предсказываемых скейлингом L -моды [1], но соответствует типичным значениям, наблюдаемым в L -моды Т-10 в разрядах с плотностью $\bar{n}_e \sim 0.3n_{Gw}$ (см. [23], n_{Gw} — плотность Гринвальда). Изменение энергетического времени жизни плазмы вследствие формирования ВТБ находится в пределах экспериментальной погрешности. Анализ собственно изменения удержания в режимах данного типа был проведен в работах [7, 8] и не входит в задачи данной статьи.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новые диагностические возможности модернизированной системы томсоновского рассеяния на токамаке Т-10 позволили наблюдать эволюцию профиля электронной температуры плазмы на протяжении всего плазменного разряда с интервалом в 10 мс и пространственным разрешением до 5 мм. Это позволило более подробно проследить временную эволюцию профилей температуры и описать динамику формирования ВТБ в режимах с нецентральной генерацией электронно-циклотронного тока плазмы, исследованных в работах [7, 21].

Показано, что в режимах с нецентральной ЭЦР-нагревом и генерацией тока (вклад мощности вблизи поверхности $q = 1$) наблюдается формирование областей повышенного градиента электронной температуры, что может быть интерпретировано как формирование внутреннего транспортного барьера.

Проведено моделирование эволюции профиля тока плазмы в коде ASTRA с использованием измеренных профилей электронной температуры. Показано, что формирование областей повышенного градиента температуры коррелирует со снижением магнитного шира вблизи поверхности $q = 1$. Это не противоречит существующим представлениям о механизме формирования транспортных барьеров в области слабого магнитного шира вблизи рациональных поверхностей и согласуется с ранее опубликованной в работах [7, 21] интерпретацией результатов Т-10.

Работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *ITER Physics Basis* // Nuclear Fusion. 1999. V. 39. P. 2175. DOI: 10.1088/0029-5515/39/12/302.
2. *Ida K., Fujita T.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 033001. DOI: 10.1088/1361-6587/aa9b03.
3. *Connor J.W., Fukuda T., Garbet X., Gormezano C., Mukhovatov V., Wakatani M., the ITB Database Group, the ITPA Topical Group on Transport and Internal Barrier Physics* // Nuclear Fusion. 2004. V. 44. R1. DOI: 0.1088/0029-5515/44/4/R01.
4. *Askinazi L.G., Bulanin V.V., Vildjunas M.I., Golant V.E., Gorokhov M.V., Kornev V.A., Krikunov S.V., Lebedev S.V., Petrov A.V., Rozhdestvensky V.V., Tukachinsky A.S. and Zhubr N.A.* // Plasma Phys. Control. Fusion 2004. V. 46. A51. DOI: 10.1088/0741-3335/46/5A/005.
5. *Курский Г.С., Гусев В.К., Толстяков С.Ю., Березуцкий А.А., Буланин В.В., Варфоломеев В.И., Кочергин М.М., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Патров М.И., Петров А.В., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Семёнов В.В., Яшин А.Ю., Хромов Н.А.* // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 23. С. 82.
6. *Telnova A. Yu., Kurskiev G. S., Kiselev E. O., Bakharev N. N., Gusev V. K., Khromov N. A., Medvedev S. Yu., Miinaev V. B., Miroshnikov I. V., Patrov M. I., Petrov Yu. V., Sakharov N. V., Sladkomedova A. D., Shchegolev P. B., Solokha N. V., Tokarev V. A., Tolstyakov S. Yu. and Tikhmeneva E. A.* // Plasma Sci. Technol. 2019. V. 21. P. 115101. DOI: 10.1088/2058-6272/ab2ff6.
7. *Razumova K.A., Donné A. J.H., Andreev V. F., Hoge-weijs G. M.D., Bel'bas I.S., Borschegovskij A. A., Dnestrovskij A. Yu., Chistyakov V. V., Jaspers R., Kislov A. Ya., Ilin V.I., Krupin D. A., Krylov S. V., Kravtsov D. E., Liang Y., Lysenko S. E., Maslov M. V., Min E., Myalton T. B., Notkin G. E., Ossipenko M. V., Piteriskij V. V., Petrov D. P., Roi I. N., Ryzhakov D. V., Shelukhin D. A., Sushkov A. V., Trukhin V. M., Vershkov V. A., Westerhof E., T-10 team and TEXTOR team* // Nucl. Fusion. 2004. V. 44. P. 1067. DOI: 10.1088/0029-5515/44/10/002.
8. *Neudatchin S.V., Kislov A. Ya., Krupin V.A., Lysenko S.E., Pavlov Yu.D., Syshkov A. V., Borshagovskii A. A.,*

- Chistyakov V.V., Ilin V.I., Piterskii V.V., Poznyak V.I. and Roi I. N. // Nucl. Fusion. 2003. № 1405. DOI: 10.1088/0029-5515/43/11/012.
9. Gormezano C. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1999. V. 41. B367. DOI: 10.1088/0741-3335/41/12B/327.
 10. Burrell K.H. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. № 1499. DOI: 10.1063/1.872367.
 11. Kirneva N.A., Esipchuk Yu.V., Borshegovskij A.A., Chistyakov V.V., Gorbunov E. P., Denisov V. Ph., Dremine M. M., Kakurin A. M., Khimchenko L. N., Kislov D. A., Krylov S. V., Krupin V. A., Myalton T. B., Novikov A. Yu., Orlovskij I. I., Pavlov Yu. D., Petrov D. P., Ploskirev G. N., Roy I. N., Ryjakov D. V., Shelukhin D. A., Skovoroda A. A., Skosirev Yu. V., Slepneva L. I., Sushkov A. V., Trukhin V. M., Trukhina E. V. and the T-10 Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. № 1787. DOI: 10.1088/0741-3335/47/10/011.
 12. Pavlov Yu. D., Dnestrovskij Yu. N., Borshegovskij A. A., Chistyakov V. V., Dnestrovskij A. Yu., Dremine M. M., Gott Yu. V., Grashin S. A., Gorbunov E. P., Zhuravlev V. A., Khimchenko L. N., Khramenkov A. V., Kislov A. Ya., Krylov S. V., Krupin V. A., Lysenko S. E., Matveev V. V., Myalton T. B., Prut V. V., Roy I. N., Shelukhin D. A., Vershkov V. A., Zaveriaev V. S. // Proc. 28th EPS Conf. Control. Fusion and Plasma Phys. Funchal. 2001. ECA, V. 25A. P. 1409.
 13. Neudatchin S. V., Pimenov I. S., Borshegovskij A. A., Kislov A. Ya., Kuyanov A. Yu. // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1383. P. 012005. DOI: 10.1088/1742-6596/1383/1/012005.
 14. Neudatchin S. V., Shelukhin D. A., Mustafin N. A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 907. P. 012015. DOI: 10.1088/1742-6596/907/1/012015.
 15. Бугаря В. И., Васин Н. Л., Вершков В. А., Егоров С. М., Есипчук Ю. В., Журавлев В. А., Ковров П. Е., Крупин В. А., Пименов А. Б., Разумова К. А., Стрижов В. Ф., Юшманов П. Н. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 914.
 16. Asadulin G. M., Bel'bas I. S., Gorshkov A. V. // Fusion Eng. and Design. 2022. V. 177. P. 113066. DOI: 10.1016/J.FUSENGDES.2022.113066.
 17. Pereverzev G. V., Yushmanov P. N. Preprint IPP 5/98. February, 2002.
 18. Позняк В. И., Валенсия О., Гридина Т. В., Путерский В. В., Плоскирев Г. Н., Плоскирев Е. Г. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 9. С. 739.
 19. Sauter O., Angioni C., Lin-Liu Y. R. // Physics of Plasmas. 1999. V. 6. P. 2834. DOI: 10.1063/1.873240.
 20. Zvonkov A. V., Kuyanov A. Yu., Skovoroda A. A., Timofeev A. V. // Plasma Phys. Rep. 1998. V. 24. P. 389.
 21. T-10 Team (prepared by D. A. Kislov) // Nucl. Fusion. 2001. № 1473. DOI: 10.1088/0029-5515/41/10/314.
 22. Garbet X., Bourdelle C., Hoang G. T., Maget P., Benkadda S., Beyer P., Figarella C., Voitkovitch I., Agullo O., Bian N. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 2793. DOI: 10.1063/1.1367320.
 23. Esipchuk Yu. V., Kirneva N. A., Borshegovskij A. A., Chistyakov V. V., Denisov V. Ph., Dremine M. M., Gorbunov E. P., Grashin S. A., Kalupin D. V., Khimchenko L. N., Khramenkov A. V., Kirnev G. S., Krilov S. V., Krupin V. A., Myalton T. B., Pavlov Yu. D., Piterskij V. V., Ploskirev G. N., Poznyak V. I., Roy I. N., Shelukhin D. A., Skosyrev Yu. V., Trukhin V. M., Trukhina E. V., Vershkov V. A., Veschev E. A., Volkov V. V., Zhuravlev V. A. and T-10 Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. № 45. P. 793. DOI: 10.1088/0741-3335/45/5/320.

Detection of Internal Transport Barrier in the T-10 Tokamak Using Thomson Scattering Diagnostics

© 2024 G. M. Asadulin^{a,*}, N. A. Kirneva^{a,b}, I. S. Bel'bas^a, A. V. Gorshkov^a,
D. S. Panfilov^{a,b}, S. V. Krylov^a, A. P. Nemets^a, D. S. Sergeev^a, and N. A. Solov'ev^a

^a National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, 123098, Russia

^b National Research Nuclear University "Moscow Engineering Physics Institute", Moscow, 115409, Russia

* e-mail: asadulingm@gmail.com

At the T-10 tokamak, the Thomson scattering diagnostics was upgraded in 2016. The new system is based on the Nd: YAG laser with the pulse repetition frequency of 100 Hz; the measurements can be performed every 10 ms during the entire plasma discharge at the spatial resolution of up to 5 mm. Using the upgraded diagnostics, the electron temperature measurements were performed during experimental campaigns of the T-10 tokamak in 2016–2018. In the regimes with the electron cyclotron resonance heating, it was demonstrated that the regions with increased temperature gradients form in the plasma, which was interpreted as the formation of internal transport barrier. The ASTRA-code-based simulations of the current profile time evolution made it possible to correlate the positions of the barrier and the rational surface $q = 1$.

Keywords: T-10 tokamak, laser diagnostics, Thomson scattering, internal transport barrier

УДК 533.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ОТОРВАННОЙ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ПЛАЗМЫ В ГОЛ-NB С ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ ГАЗА

© 2024 г. В. В. Поступаев*, В. И. Баткин, И. А. Иванов, К. Н. Куклин, Н. А. Мельников,
К. И. Меклер, А. Ф. Ровенских, Е. Н. Сидоров

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

** e-mail: V. V. Postupaev@inp.nsk.su*

Поступила в редакцию 01.12.2023 г.

После доработки 10.12.2023 г.

Принята к публикации 10.12.2023 г.

Магнитная система открытой ловушки обычно включает секции расширителей, расположенные между магнитными пробками с сильным полем и торцевыми поверхностями, которые принимают плазму. В установке ГОЛ-NB низкотемпературная стартовая плазма в области удержания создается дуговой плазменной пушкой, которая расположена в одном из расширителей. Параметры слоя приповерхностной плазмы влияют на электрический контакт области удержания с торцами и, тем самым, влияют на вклад эффекта в замороженности силовых линий магнитного поля в торец в устойчивость плазмы и на продольные потери из ловушки. На установке ГОЛ-NB были проведены эксперименты с дополнительной инжекцией водорода в плазменную пушку. Наблюдалось формирование области излучающей плазмы, оторванной от торцевой поверхности, которая по визуальным проявлениям соответствует аналогичному образованию в переизлучающих диверторах токамаков. В обоих случаях стандартного и оторванного режимов работы, распадающаяся плазма существует вблизи приемных электродов и после прекращения разрядного тока в течение всего времени наблюдения. В центральной ловушке ГОЛ-NB, некоторые структуры в Фурье-спектрограмма магнитных флуктуаций проявляются раньше и имеют более низкие частоты с оторванной плазмой, чем в стандартном режиме. Такие структуры ассоциируются с возбуждением мод типа перестановочных из-за потери стабилизирующего вклада замороженностью силовых линий в проводящий торец. Наблюдающийся отклик плазмы на дополнительный газонапуск подтверждает существующее понимание того, что стабилизация замороженностью является основным механизмом, обеспечивающим устойчивость центральной области плазмы во время первоначального накопления плазмы в центральной ловушке.

Ключевые слова: отрыв плазмы от поверхности, дивертор, линейная ловушка, многопробочная ловушка, ГОЛ-NB

DOI: 10.31857/S0367292124020021, **EDN:** SCXLHF

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств плазмы, оторванной от поверхности, являются важной частью исследовательских программ многих экспериментальных установок, связанных с термоядерной программой (см., напр., обзор [1] и недавние работы [2–14]). В этом тексте мы будем использовать определение “плазмы, оторванной от поверхности” из [15] как “состояние, в котором наблюдаются большие градиенты полного давления плазмы (статические и динамические) параллельно магнитному полю со следствием в виде уменьшения мощности потока плазмы и ионов на ограничивающие поверхности”. Основной целью таких исследований является развитие физики и технологии переизлучающего дивертора, который обеспечит безопасную работу приемных пластин дивертора в термоядерном реакторе. Для линейных систем удержания плазмы (открытых ловушек различных типов) проблемы тепловой на-

грузки на торцевые приемные пластины являются менее серьезными. Проекты существующих [16–20] и предложенных [21–24] открытых ловушек обычно включают специальные концевые секции, в которых магнитное поле постепенно ослабляется по направлению к стенке. Подобные секции обычно называются расширителями. В расширителе диаметр силовой трубки магнитного поля возрастает по направлению к стенке, и плотность мощности в потоке вытекающей из ловушки плазмы соответственно снижается. Линейная топология открытых ловушек позволяет проектировать достаточно простые расширители с коэффициентом расширения до нескольких сотен и эффективной откачкой.

В дополнение к задаче приема мощности потока плазмы, расширители выполняют две другие важные функции в открытых ловушках. Плазма имеет там прямой электрический контакт с приемной стенкой. С одной стороны, это вносит вклад в стабилизацию

плазмы в ловушке из-за эффекта вмороженности силовых линий магнитного поля (см., напр., [25, 26]). С другой стороны, холодные электроны приповерхностной плазмы могут ускоряться амбиполярным электрическим полем к области удержания, которая обычно имеет положительный потенциал. Поток холодных электронов с торца может приводить к усиленным продольным потерям и деградации удержания. Для устранения такого эффекта используются расширители с достаточно высоким коэффициентом ослабления магнитного поля, $K \geq (m_i/m_e)^{1/2}$. Если это условие выполнено, то приток холодных электронов в ловушку может быть подавлен (см., напр., [27–29]). Переход к режиму с отрывом плазмы от поверхности означает существенное изменение роли этих факторов.

Наш интерес к исследованию режима с отрывом плазмы от поверхности (detachment — детачмент) связан с задачей обеспечения устойчивости и термоизоляции плазмы в многопробочной ловушке ГОЛ-NB [18, 30]. Основной сценарий эксперимента заключается в начальном заполнении центральной ловушки ГОЛ-NB низкотемпературной стартовой плазмой и последующего нагрева этой плазмы инжекцией нейтральных пучков. Стартовая плазма создается при помощи дуговой плазменной пушки, размещенной в одном из расширителей. На стадии нагрева плазмы требуется разорвать электрическую связь между плазмой и плазменной пушкой для того, чтобы уменьшить приток холодных электронов в область удержания. В этой статье представлены результаты по разрыву связи плазмы с поверхностью при помощи дополнительного напуска газа непосредственно в плазменную пушку. На рис. 1 показано различие между обычными экспериментами по изучению взаимодействия плазмы с поверхностью и нашим случаем. Обычно, поток плазмы приходит на приемную поверхность от внешнего источника — области удержания плазмы или специализированного источника плазмы, см. рис. 1а. Рисунки 1б и 1в показывают две последовательных стадии обсуждаемых экспериментов на ГОЛ-NB. Первоначально, плазменная пушка заполняет центральную ловушку через сильную магнитную пробку, поэтому силовые линии сходятся на рисунке. В то же самое время существует обратный поток плазмы на приемные пластины со стороны сильного поля; на рисунке он показан стрелкой с менее интенсивной заливкой. Результирующий отпечаток плазмы на поверхности приемных пластин больше, чем выходная апертура плазменной пушки. Вторая стадия эксперимента начинается после прекращения тока в плазменной пушке. Режим детачмента достигался путем варьирования продолжительности напуска газобразного водорода внутрь пушки. В этот период все еще существует обратный поток плазмы из ловушки.

Детали постановки эксперимента и диагностики описаны в следующей части статьи. После этого

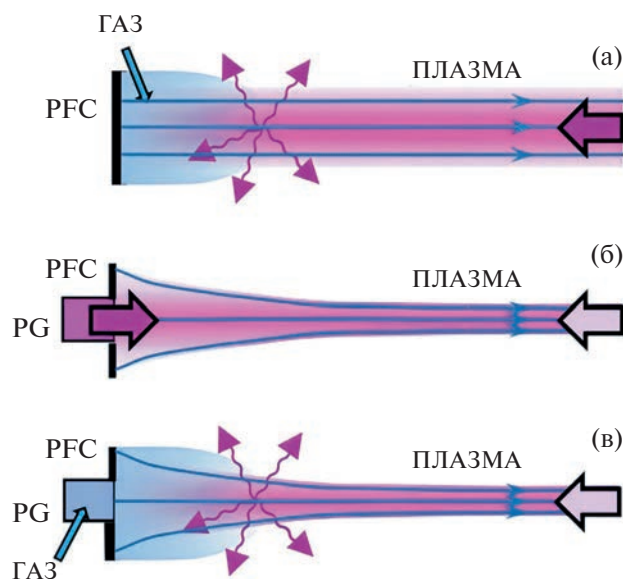


Рис. 1. Постановка типичного эксперимента по взаимодействию плазмы с поверхностью (а) и две стадии эксперимента по отрыву плазмы от поверхности на ГОЛ-NB: работа плазменной пушки (б) и последующий детачмент (в). Обозначение: PFC — поверхность, контактирующая с плазмой, PG — плазменная пушка, волнистые стрелки показывают излучающую область, сплошные линии схематично показывают ход силовых линий магнитного поля. Плазма и нейтральный водород показаны разным цветом.

представлены результаты измерений свойств плазмы в секции расширителя. Далее мы приводим данные по изменению устойчивости в режиме детачмента. Последним разделом является обсуждение и заключение.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ДИАГНОСТИКИ

Установка ГОЛ-NB предназначена для изучения физики многопробочного удержания плазмы [18,30]. В полной конфигурации она состоит из центральной ловушки газодинамического типа, имеющей длину 2.5 м и магнитное поле в центре $B = 0.3$ Тл, прилегающие к ней секции сильного поля длиной 3 м ($B = 4.5$ Тл), а также концевые расширители магнитного потока. Внутри баков расширителей расположены торцевые плазмодриемники и плазменная пушка, которая является источником водородной плазмы [31]. Более детальное описание установки приведено в [32, 33].

Данная статья посвящена процессам во входном расширителе в окрестности плазменной пушки. Схема этой части ГОЛ-NB показана на рис. 2. Вакuumный объем, в котором размещены плазменная пушка, торцевой плазмодриемник и входная лимитерная сборка, имеет диаметр 1 м. Плазменная пушка

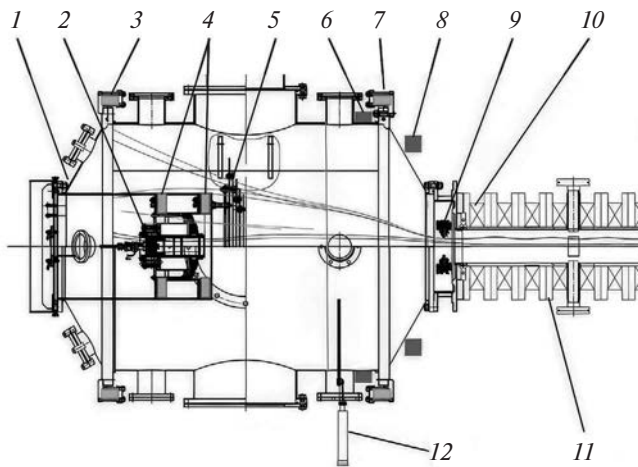


Рис. 2. Секция входного расширителя ГОЛ-NB с плазменной пушкой. 1 — вакуумный объем, 2 — дуговая плазменная пушка, 3 и 7 — катушки расширителя, 4 — катушки плазменной пушки, 5 — секционированный плазмоприемник, 6 и 8 — катушки подстройки поля в расширителе, 9 — лимитерная сборка, 10 — крайняя катушка секции сильного поля, 11 — секция сильного поля, 12 — точка расположения ленгмюровского зонда на $z = 0.54$ м. Продольная координата z отсчитывается от анода плазменной пушки.

обычно работает в магнитном поле $0.1\text{--}0.2$ Тл. Выходящий из пушки поток плазмы распространяется в сторону секции сильного поля, затем проходит сквозь нее и заполняет центральную ловушку. Поток плазмы является столкновительным, длина свободного пробега меньше характерных пространственных размеров. Большая часть плазмы отражается назад от области нарастающего магнитного поля [34]. Итоговый профиль плотности плазмы в области входного расширителя выглядит как плотное центральное ядро с диаметром, приблизительно соответствующим проходному отверстию в первом электроде плазмоприемника, окруженное менее плотным гало отраженной плазмы, которое распространяется вплоть до контакта с лимитером [31, 33].

Эксперименты проводились при двух различных конфигурациях установки ГОЛ-NB. Соответствующие профили магнитного поля по длине показаны на рис. 3. В следующем разделе будут обсуждаться результаты изучения отрыва плазмы от поверхности, которые проводились во входном экспандере в стартовой конфигурации установки, представленной сплошной линией на рис. 3. Стартовая конфигурация включала оба расширителя и одну удлиненную секцию сильного поля между ними [34]. Из-за технических ограничений, максимальное поле в секциях сильного поля могло достигать 1.8 Тл. Вторая серия экспериментов была посвящена влиянию детачмента на устойчивость плазмы в центральной ловушке. Эта серия проводилась в полной проектной конфигурации ГОЛ-NB [32, 33] при поле 4.5 Тл

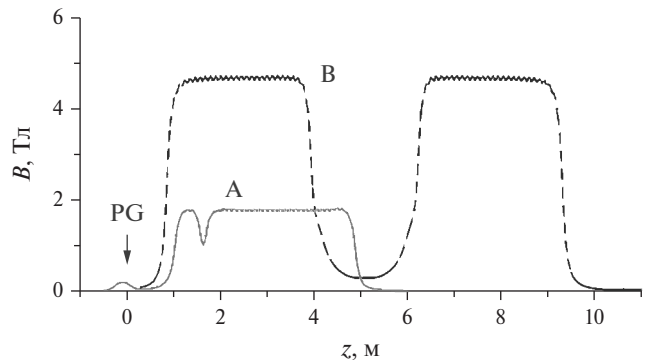


Рис. 3. Профили магнитного поля по длине в стартовой (A) и полной (B) конфигурациях ГОЛ-NB. Стрелка с меткой PG показывает положение плазменной пушки.

в секциях сильного поля (штриховая линия на рис. 3). Конфигурации A и B различаются также продолжительностью тока разряда в плазменной пушке (2.0 и 2.7 мс соответственно).

Основной диагностикой в этих экспериментах были два подвижных несимметричных двойных ленгмюровских зонда. Зонды располагались на $z = 0.20$ и 0.54 м, см. рис. 4. Зонды были подключены к компактной системе управления и сбора данных, имевшей батарейное питание; они работали под плавающим потенциалом. Следует отметить две особенности функционирования зондов вблизи плазменной пушки. Первой из них являлось разрушение измерительных проволочек зондов большим током в случае, если измерялась электронная ветвь



1 2 3 4

Рис. 4. Фотография свечения плазмы вблизи пушки, полученная с широкоугольным объективом при первичном обезгаживании ленгмюровских зондов разрядом. Обозначения: 1 — вид пяти колец входного плазмоприемника сбоку, канал разряда виден в зазорах между кольцами, 2 и 3 — ленгмюровские зонды на $z = 0.20$ и 0.54 м, 4 — переход к секции сильного поля. Прочие объекты правильной геометрической формы являются элементами конструкции камеры.

вольт-амперной характеристики (ВАХ) в этих конкретных точках. Второй особенностью являлась глубокая относительно высокочастотная модуляция тока на проволоочки, вызывавшаяся токовыми филаментами в разряде, вращающимися вокруг оси из-за $E \times B$ -дрейфа; подобная быстрая модуляция затрудняла проведение надежных измерений ВАХ в каждом разряде. Оба обстоятельства привели к необходимости упрощения измерительной головки зонда по сравнению с первоначальной четырехэлектродной конструкцией [35], которая используется для измерения свойств стартовой плазмы в других частях установки ГОЛ-NB. В результате измерялись только ионный ток насыщения и потенциал плазмы относительно стенки. По этой причине прямые измерения динамики температуры плазмы отсутствуют. Вместо этого мы в качестве разумной оценки использовали данные о температуре плазмы, полученные при помощи четырехэлектродного зонда в более отдаленных от пушки сечениях плазмы. Далее в тексте измеренный ионный ток насыщения будет пересчитываться в плотность плазмы с использованием простой модели [36] в предположении о том, что на стадии распада плазмы ее температура близка к 2 эВ. В проверочных экспериментах, обсуждавшихся в [35], была продемонстрирована пригодность модели [36] для определения параметров плазмы как в течение основного времени работы плазменной пушки, так и в течение некоторого времени после ее выключения на стадии распада плазмы. Дополнительная инжекция газа в экспериментах по детачменту, обсуждаемых в этой статье, существенно изменяет условия, в которых работает зонд, включая температуру и концентрацию нейтрального газа, динамика которых неизвестна. Это делает используемую теоретическую модель формально неприменимой. Тем не менее для целей данной статьи мы решили использовать во всех случаях одну и ту же теоретическую модель для того, чтобы исключить неопределенность, связанную с произвольным выбором модели для плохо известных экспериментальных условий. Далее мы с этим пониманием будем использовать значения плотности плазмы вместо необработанных сигналов тока зонда для визуализации различий в динамике сигналов после прекращения тока разряда в плазменной пушке. Во избежание неоднозначности такую величину мы будем называть модельной плотностью.

3. СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ, ОТОРВАННОЙ ОТ ПОВЕРХНОСТИ

В этом разделе представлены результаты, полученные в стартовой конфигурации ГОЛ-NB (сплошная линия на рис. 3). В этой конфигурации поток плазмы транспортировался сквозь секцию сильного поля и поглощался выходным приемником плазмы, накопления плотности не происходило. Рис. 5 показывает типичный сценарий экспери-

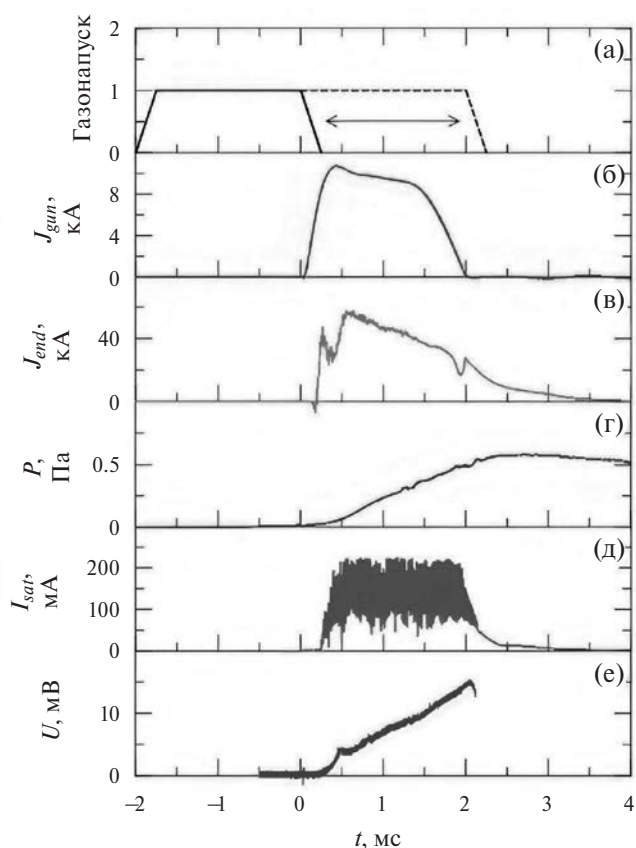


Рис. 5. Сценарий эксперимента и типичные осциллограммы в эксперименте NB4333 в стартовой конфигурации ГОЛ-NB (случай А на рис. 3), сверху вниз: диаграммы открытого состояния газового клапана в стандартном режиме с $t_{\text{gas}} = 2$ мс (сплошная линия) и с дополнительным газонапуском (штриховая линия), ток плазменной пушки J_{gun} , ток на центральный электрод выходного плазموприемника J_{end} , давление газа в расширителе с плазменной пушкой P , ионный ток насыщения лентмюровского зонда I_{sat} , сигнал фотодиода, расположенного в секции сильного поля U .

мента в стандартном режиме с оптимизированным напуском газа в плазменную пушку. Напуск водорода начинается в момент времени $t = -2.0$ мс и продолжается в течение $t_{\text{gas}} = 2.0$ мс (сплошная линия на рис. 5а). Продолжительность газонапуска совпадает с длительностью тока разряда в пушке. Для напуска используется клапан [37] с временем открытия 0.25 мс. В этом случае, практически не остается лишнего газа в объеме плазменной пушки после завершения разряда. В обсуждаемых экспериментах по детачменту, длительность газонапуска t_{gas} была увеличена по сравнению со стандартным режимом при использовании тех же газового клапана и прочего оборудования. Штриховая линия на рис. 5а схематично показывает увеличенную длительность газонапуска.

Форма и длительность тока разряда в плазменной пушке J_{gun} определяются параметрами питаю-

щей высоковольтной формирующей линии. Они практически не завясят от параметров газонапуска при условии, что есть достаточная плотность газа для начального пробоя. Ток на центральный электрод выходного плазмоприемника J_{end} появляется с задержкой на время пролета. Давление газа во входном расширителе P , измерявшееся на стенке бака, постепенно увеличивается в течение времени работы пушки. Ток ионного насыщения ленгмюровского зонда I_{sat} демонстрирует упомянутую особенность разряда. Он имеет сильную модуляцию в течение разряда. Это означает, что локальные параметры плазмы имеют сильную модуляцию. Тем не менее за исключением этой модуляции параметры потока плазмы стабильны во времени. В [35] были измерены значения электрической температуры, усредненной по серии экспериментов, отдельно для пиков $T_e \approx 13$ эВ и для промежутков $T_e \approx 7$ эВ (величины приведены для $t \approx 1.5$ мс). Модуляция локальных параметров плазмы обусловлена, скорее всего, пространственной неоднородностью плотности тока разряда, которая вызывает пространственную неоднородность потока плазмы. Из-за $E \times B$ -вращения плазмы зонд регистрирует такую пространственную неоднородность как периодическую модуляцию измеряемого тока. Можно отметить, что модуляция сигналов зонда исчезает после прекращения тока разряда; плазма на стадии распада является более спокойной. Нижний сигнал на рис. 5 показывает динамику излучения плазмы в секции сильного поля, измеренного калориметрическим фотодиодом со спектральной областью чувствительности от ближнего инфракрасного (NIR) до экстремального ультрафиолетового (XUV) излучения. Его динамика соответствует постепенному увеличению концентрации нейтралов при постоянных концентрации и температуре плазмы.

На рис. 6 показано сравнение быстрой модуляции сигналов ленгмюровского зонда и катушки, измерявшей dB_ϕ/dt вблизи стенки камеры в секции сильного поля на $z = 2.68$ м. Для интерпретации сигналов на рисунке важным является то, что зонд производит измерение локальных параметров плазмы, а катушкой измеряются флуктуации азимутального магнитного поля, генерируемого продольными токами, протекающими по плазме и имеющими некую пространственную структуру. Видно, что наиболее низкочастотные модуляции ионного тока насыщения практически необнаружимы на сигналах датчика магнитного поля, которые определяются более высокочастотными процессами, с большой вероятностью локализованными на периферии. Из рис. 6 можно сделать вывод о том, что флуктуации, измеряемые магнитным датчиком, вызваны плазменными процессами, а не начальной модуляцией плазменного потока в пушке.

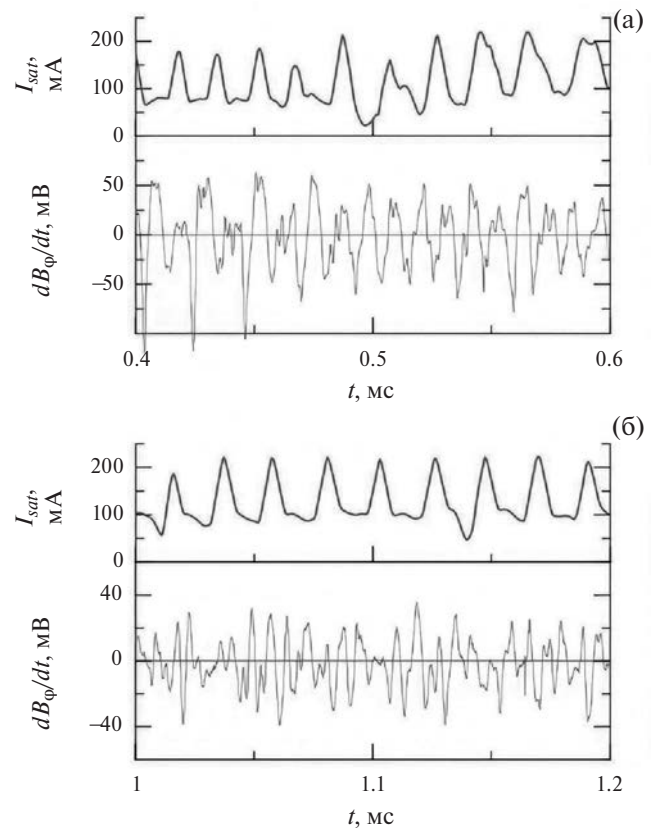


Рис. 6. Высокочастотная модуляция ионного тока насыщения ленгмюровского зонда I_{sat} и сигнала катушки, измерявшей dB_ϕ/dt на $z = 2.68$ м, показанная для двух фрагментов сигналов в эксперименте NB4333 (том же, что на рис. 5).

На рис. 7 представлены три набора кадров из скоростных видео, сделанных для случаев стандартного газонапуска (левая колонка) и режимов с детачментом (центральная и правая колонки). Поле зрения аналогично приведенному на рис. 4. Во всех трех случаях ток разряда в пушке прекращался в $t = 2.0$ мс. В стандартном режиме плазма все время остается в контакте с поверхностью. Средняя колонка соответствует режиму, в котором подача газа прекращается в $t = 1.5$ мс во время работы пушки. Затухающий канал разряда виден в зазорах между электродами плазмоприемника вплоть до $t = 2.4$ мс. После этого яркая излучающая область плазмы отрывается от поверхности плазмоприемника; излучающая плазма поддерживается в течение некоторого времени обратным потоком плазмы из секции сильного поля. Правая колонка соответствует эксперименту с еще более увеличенным газонапуском и более ранним детачментом плазмы. При отрыве плазмы от поверхности явно видна темная зона между пластинами плазмоприемника и излучающей плазмой. Далее в этом разделе мы будем сравнивать свойства плазмы в двух режимах при $t_{gas} = 2$ и 3.5 мс.

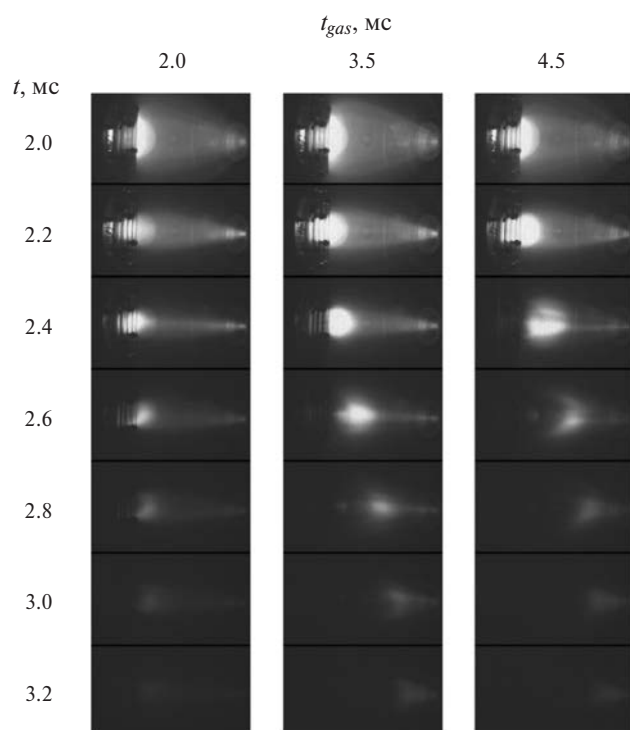


Рис. 7. Динамика излучения плазмы в трех разрядах с различной длительностью газонапуска t_{gas} при начальном давлении в клапане 0.5 МПа. Случай с $t_{gas} = 2$ мс является стандартным режимом, показанным сплошной линией на рис. 5а. Момент начала каждого кадра показан слева, длительность экспозиции 7 мкс.

Сравнение профилей яркости вдоль магнитной оси для стандартного режима и режима с отрывом плазмы от поверхности приведено на рис. 8 для четырех пар кадров из рис. 7, взятых для случаев $t_{gas} = 2$ и 3.5 мс. Из-за дисторсии широкоугольного объектива координата вдоль оси x нелинейна, поэтому на рисунке в качестве координаты x используется номер колонки ПЗС-матрицы. Излучение собирается вдоль линий наблюдения, которые имеют различные углы относительно оси. Следует отметить также, что резкие изменения яркости в изображениях вызваны изменениями коэффициента отражения от противоположной стенки камеры и, на координатах $x < 600$, электродами плазмодриемника. При обработке производилось вычитание темновых кадров. После этого проводилось усреднение сигнала по четырем смежным рядам ПЗС-матрицы для того, чтобы уменьшить шумы преобразования заряда ячеек ПЗС в цифровой формат. Другой обработки сигналов не производилось.

В момент прекращения разрядного тока в $t = 2.0$ мс профили яркости для этих двух режимов практически совпадают для $x > 600$, т. е. в свободном пространстве за электродами плазмодриемника. В то же время, можно заметить меньшую яркость

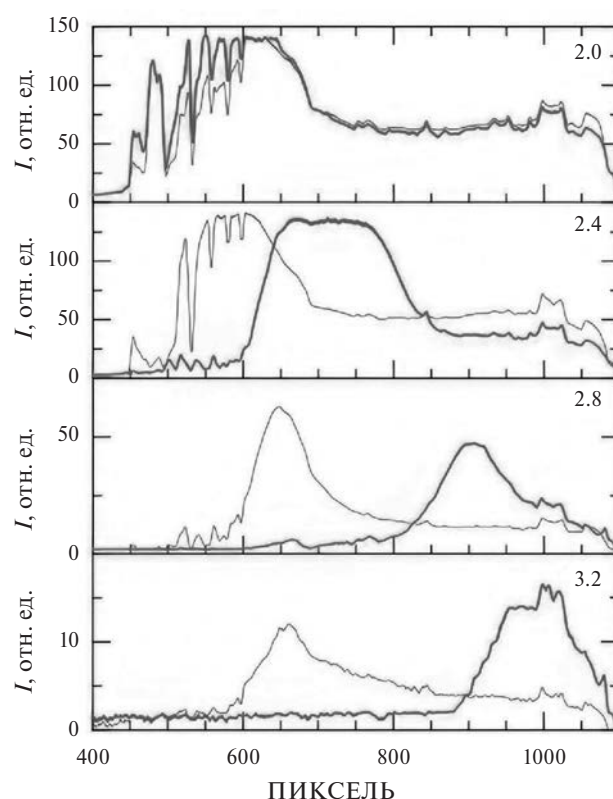


Рис. 8. Профили яркости изображения плазмы вдоль магнитной оси для некоторых кадров из рис. 7. Толстыми линиями показан режим детачмента с $t_{gas} = 3.5$ мс (средняя колонка на рис. 7); тонкие линии соответствуют стандартному режиму с $t_{gas} = 2$ мс. Метки обозначают начало каждого кадра в миллисекундах.

внутри разрядного канала при $x < 600$ в режиме стандартного газонапуска. Это естественным образом объясняется истощением водорода к концу разряда в стандартном режиме. В режиме детачмента, более продолжительный напуск газа обеспечивает более высокую плотность в пушке к концу разрядного тока. Отрыв яркого плазмоида от поверхности плазмодриемника происходит в $t \approx 2.4$ мс при $t_{gas} = 3.5$ мс. После этого излучающая плазма движется в сторону сильной магнитной пробки. Видно, что в этих двух режимах яркость свечения вблизи поверхности плазмодриемников отличается на порядок.

Скоростное видео показывает существенное снижение яркости плазмы около стенки в режиме детачмента. В этой области плазма излучает в видимом спектре в основном линии водорода. При низких температурах вклад в излучение дают процессы возбуждения электронным ударом и рекомбинации. Вероятным объяснением уменьшения локальной яркости свечения плазмы может быть уменьшение локальной плотности плазмы во время дополнительной инъекции газа в точку наблюдения. В слабоионизированной плазме баланс давления определяется в том числе и нейтральными части-

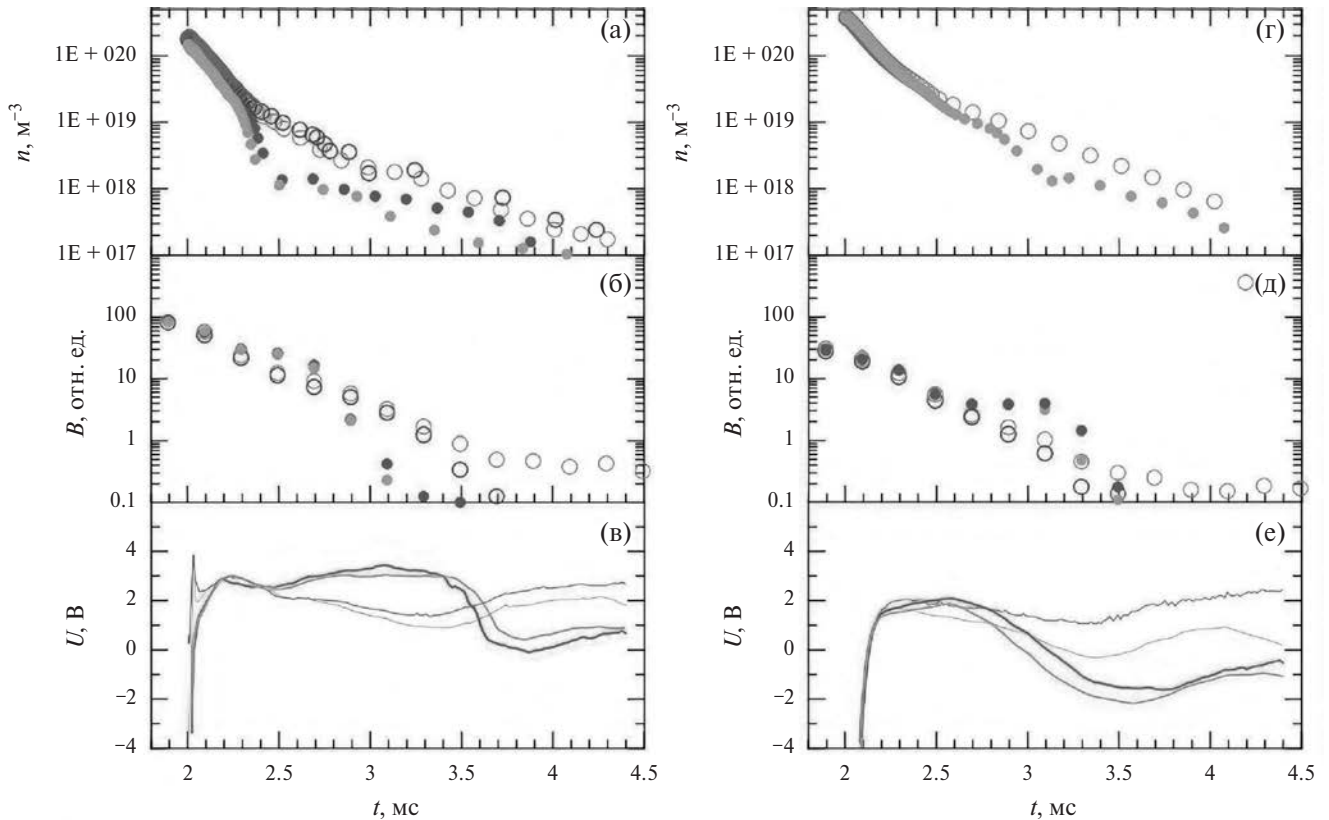


Рис. 9. Динамика параметров плазмы при стандартной работе и в режиме детачмента, измеренных на $z = 0.20$ м (слева) и 0.54 м (справа). Сверху вниз: модельная плотность из зондовых измерений n , яркость плазмы в точке расположения зонда B , потенциал плазмы U . Сплошные точки и толстые линии соответствуют режиму детачмента с $t_{\text{gas}} = 3.5$ мс (средняя колонка на рис. 7); окружности и тонкие линии относятся к стандартному режиму с $t_{\text{gas}} = 2$ мс. Экспериментальные данные, полученные в разные дни, отличаются интенсивностью цвета.

цами. Зондовые измерения показали, однако, более сложную эволюцию параметров плазмы. На рис. 9 показана динамика параметров плазмы для двух положений ленгмюровских зондов на $z = 0.20$ и 0.54 м для двух режимов, соответствующих левой и средней колонкам рис. 7. На рисунке цветом разной интенсивности показаны данные, полученные в разные экспериментальные дни для того, чтобы продемонстрировать воспроизводимость результатов. Так же, как и в случае видеорегистрации, наблюдается приход дополнительного водорода в точку наблюдения.

Перед прекращением тока разряда, который достигает $J_{\text{gun}} \approx 10$ кА, плазма имеет большой отрицательный потенциал, который определяется электрическим контактом с катодом плазменной пушки. После этого плазма в расширителе приобретает естественный положительный потенциал порядка температуры электронов, который составляет около 2 эВ в распадающейся плазме (части (в) и (е) рис. 9). В стандартном режиме этот положительный потенциал сохраняется все время распада плазмы. Следует отметить, что прекращение подачи тока в цепь питания плазменной пушки не означает мгновенного прекращения всех токов в плазме; не-

которые петлеобразные структуры тока могут существовать в течение некоторого времени. Остаточные токи обеспечивают утечку электрического заряда к электродам и наблюдаемые изменения потенциала плазмы. В отключенном режиме поступление плотного газа в точку наблюдения при $z = 0.54$ м (рис. 9в) приводит к смене полярности на отрицательную. На более близкой координате $z = 0.20$ м аналогичное влияние газа на потенциал начинается в более поздний момент времени $t \approx 3.4$ мс (рис. 9е). Перед этим, однако, наблюдается некоторое увеличение положительного потенциала по сравнению со стандартным режимом.

Скоростное видео в целом коррелировало с измерениями потенциала (части (б) и (г) рис. 9). Все существенные изменения в динамике потенциала соотносятся с изменениями в динамике яркости, с оговоркой относительно сбора света вдоль наклонной линии наблюдения видеокамеры. Сначала яркость увеличивается, когда газ поступает в точку наблюдения, а затем плотность возбуждающих электронов уменьшается и наблюдается уменьшение яркости.

Данные зонда Ленгмюра показаны на частях (а) и (г) рис. 9. Наблюдается уменьшение ионного тока

насыщения на порядок, когда при $t \approx 2.3$ мс газ поступал в место расположения зонда на $z = 0.20$ м (рис. 9а, измеренный ток был пересчитан в модельную плотность). Незадолго до этого поток энергии из плазменной пушки был заблокирован плотным газом. Разница между стандартной работой и режимом детачмента максимальна при $t \approx 2.5$ мс, а затем происходит некоторое восстановление сигнала датчика. В месте проведения измерений вторым зондом на $z = 0.54$ м аналогичные процессы происходят с задержкой во времени.

Сравнение осциллограмм на рис. 9 показывает, что изменение яркости плазмы более выражено, чем изменение ионного тока насыщения (два и один порядок величины, соответственно). Это можно объяснить предположением, что электроны из “хвоста” функции распределения, которые обладают достаточной энергией для возбуждения атома водорода в месте расположения зонда Ленгмюра, уже были предварительно замедлены в излучающей плазме, оторванной от поверхности.

Причина наблюдаемого частичного восстановления зондирующего сигнала после значительного первоначального падения при $t \approx 2.5$ мс на рис. 9а на данный момент неясна. В течение этого периода система не имеет внешнего питания, подаваемого на плазму. Обычная теория ленгмюровских зондов аппроксимирует ток насыщения ионами следующим образом.

$$I_{\text{sat}} \approx \alpha n e A \sqrt{T_e / M}, \quad (1)$$

где $\alpha \approx 0.6$ (см, напр., [38]), A — площадь зонда, n , e , T_e и M — плотность, элементарный заряд, электронная температура и масса иона соответственно. Подборка видеок кадров на рис. 7 показывает, что оторвавшаяся от поверхности излучающая плазма все еще движется вперед в течение этого времени. Следовательно, простое увеличение локальных параметров плазмы за счет потока энергии от основного плазменного столба маловероятно; отсутствие одновременного увеличения локальной яркости не подтверждает такое предположение. Вероятно, здесь мы столкнулись с методической особенностью работы зонда в изменяющихся условиях. Зонд Ленгмюра собирает ионный ток насыщения из некоторой плазменной оболочки, свойства которой варьируются в зависимости от локальных параметров плазмы и нейтральной популяции. Свойства плазменной оболочки скрыты в параметре α в (1). Предположительно, изменение параметров оболочки из-за быстрого увеличения плотности газа может привести к наблюдаемому эффекту.

Измерения с помощью ленгмюровских зондов показывают, что некоторая значительная популяция заряженных частиц существует даже за излу-

чающей плазмой в режиме детачмента. Электропроводность в этой области определяется столкновениями электронов с нейтральными частицами, плотность которых превышает плотность плазмы. Однако некоторая продольная электропроводность сохраняется на протяжении всего времени наблюдения. Существующая теория МГД-стабилизации плазмы за счет эффекта вмороженности силовых линий в торец предполагает, что вблизи поверхности плазмоприемника существует достаточно плотная плазма. Эффект вмороженности силовых линий в торец не обеспечивает истинной стабилизации; это только подавляет инкремент неустойчивости. Плотность стабилизирующей плазмы n_s должна быть достаточно большой по сравнению с плотностью удерживаемой плазмы n_c [25, 26]

$$\frac{n_s}{n_c} > \frac{\Lambda m^2 c_s}{\omega_{ci}^2} \frac{v_i}{r_c^2}, \quad (2)$$

где $\Lambda \geq 10$ — требуемое уменьшение инкремента неустойчивости, m — азимутальное волновое число, r_c — радиус удерживаемой плазмы, остальные обозначения стандартны. В стандартном режиме работы плазменной пушки происходит постепенная потеря стабилизирующего эффекта приповерхностной плазмы в результате уменьшения ее плотности. В режиме детачмента потеря стабилизирующих качеств может происходить быстрее из-за ухудшения продольной проводимости за счет столкновений с нейтральными частицами.

4. МАГНИТНАЯ АКТИВНОСТЬ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ ГОЛ-NB

Ограниченная серия экспериментов с работой плазменной пушки в режиме детачмента была проведена в полной проектной конфигурации ГОЛ-NB. Конфигурация отличалась от рассмотренной в предыдущем разделе наличием центральной ловушки и второй соленоидальной секции после нее, а также увеличенным магнитным полем в соленоидах до 4.5 Тл — см. линию В на рис. 3. В целом режим работы плазменной пушки был близок к показанному на рис. 5, за исключением увеличения продолжительности тока разряда с 2.0 до 2.7 мс и аналогичного увеличения продолжительности подачи газа в стандартном режиме. Остальные параметры эксперимента были такими же, как обсуждались в предыдущем разделе. В центральной ловушке не использовалась инжекция нейтральных пучков. Магнитная активность плазмы изучалась с помощью двух датчиков. Первый измерял все три составляющие магнитного поля вблизи средней плоскости центральной ловушки на $z = 5.00$ м. Второй датчик измерял азимутальную составляющую магнитного поля в секции сильного поля на $z = 2.35$ м. Оба дат-

чика имеют многовитковые измерительные катушки, защищенные заземленными электростатическими экранами из 20-микронной нержавеющей фольги.

На рис. 10 показаны данные с азимутальной катушки, расположенной на $z = 5.00$ м в центральной ловушке. Данные с радиальной и осевой катушек выглядят аналогично, но содержат больше цифрового шума из-за меньших амплитуд сигналов. На части (а) рисунка показан типичный сигнал dB_ϕ/dt , измеренный в стандартном режиме. Он начинается, когда плазма поступает в центральную ловушку, и имеет большую амплитуду до тех пор, пока ток разряда в плазменной пушке не начнет значительно уменьшаться. Во время этой сильноточной части разряда магнитный сигнал модулирован аналогично показанному на рис. 6. После этого амплитуда сигнала значительно уменьшается, но он по-прежнему пригоден для анализа Фурье.

Части (б) и (в) рис. 10 показывают фурье-спектры сигналов dB_ϕ/dt в стандартном режиме и при

детаменте. Для целей данной статьи была выбрана специальная форма представления результатов Фурье-анализа, которая позволяет построить график спектрального состава сигнала с одинаковым качеством как во время основной фазы разряда, так и после его окончания. Полный набор данных из 32К измерений был разделен на 63 интервала по 1024 точки, последовательно сдвинутых во времени на 512 точек. Затем для каждого набора данных был выполнен анализ Фурье с весовой функцией Ханна, которая имеет вид

$$\omega(n) = \sin^2\left(\frac{\pi n}{N}\right), \quad 0 \leq n \leq N, \quad (3)$$

где $N = 1023$ в нашем случае. После этого проводилась нормализация спектров Фурье:

$$\hat{f}_{n,norm} = \hat{f}_n / \sum_{k=1}^{N/2} \hat{f}_k, \quad (4)$$

где $\hat{f}_n$ — амплитуда n -й гармоники Фурье. Десятичный логарифм этой величины приведен на рис. 10. При таком определении, случай $\hat{f}_{n,norm} = 1$ соответствует наличию единственной спектральной гармоники в сигнале, вне зависимости от ее амплитуды.

Часть (г) рис. 10 показывает разницу в магнитных флуктуациях в двух режимах работы. Видно, что колебания наибольшей физической амплитуды с частотами в диапазонах 0.1–0.2 и 0.6–0.7 МГц, связанные с особенностями работы плазменной пушки, практически исчезают на разностной спектрограмме. Наиболее выраженной особенностью разностного спектра являются моды флуктуаций с частотами в диапазоне от 0.1 до 0.9 МГц, которые возникают на стадии уменьшения разрядного тока в плазменной пушке. Частота этих мод постепенно уменьшается со временем и происходит переход максимальной амплитуды к модам с наименьшей частотой. Эти моды соответствуют, скорее всего, возмущениям типа перестановочных мод с разными азимутальными номерами, которые вращаются вместе с плазмой из-за $E \times B$ -дрейфа. Такая идентификация основана на следующем. Изображения плазмы, сделанные с длительностью экспозиции 7 мкс, показывает типичный рисунок из более ярких и темных полос, выстроенных вдоль магнитного поля, которые начинают формироваться в конце разрядного тока. При большей длительности экспозиции изображение размывается из-за вращения плазмы. Радиальное электрическое поле специально создается системой лимитеров и торцевых плазموприемников, на которые подается напряжение смещения плазмы (подробности см. в [32, 33]); это поле было непосредственно измерено в [34] в той же конфигурации и режиме работы, что и представленные в разд. 3. В режиме детачмента обсуждаемые

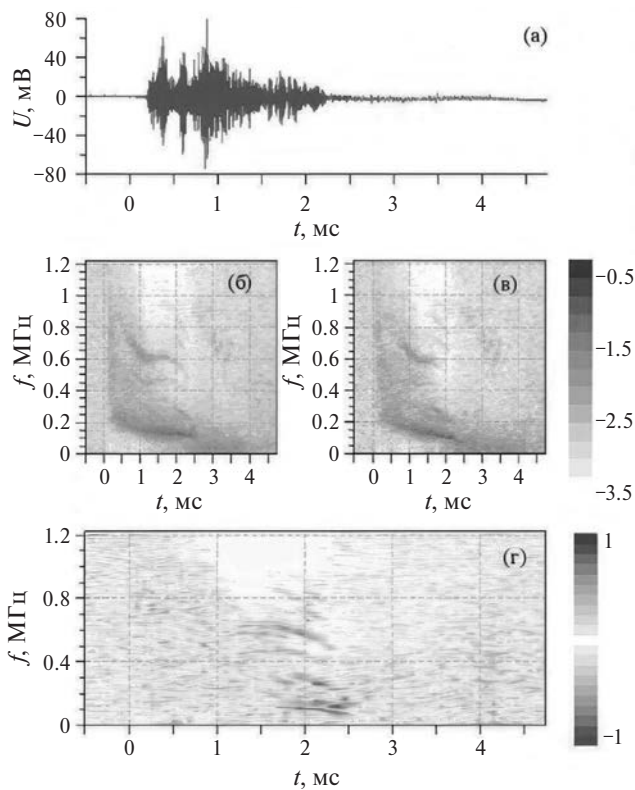


Рис. 10. Спектры магнитных флуктуаций на $z = 5.00$ м. (а) — типичный необработанный сигнал азимутальной катушки, (б) — десятичный логарифм нормализованной Фурье-спектрограммы в стандартном режиме работы с $t_{\text{gas}} = 2.8$ мс, (в) — то же самое в режиме детачмента с $t_{\text{gas}} = 5.8$ мс, (г) — разница между (б) и (в). Здесь разница в единицу соответствует разнице амплитуд нормализованных гармоник Фурье в 10 раз; синий цвет — амплитуда выше в стандартном режиме, красный цвет — амплитуда выше в режиме детачмента.

магнитные флуктуации возникают раньше и имеют меньшую частоту, что может быть связано с худшей трансляцией электрического потенциала вдоль магнитного поля при дополнительной подаче газа в конце разряда.

Во время основной части разряда в плазменной пушке происходит постепенное накопление плазмы в центральной ловушке, см. рис. 6 в [32]. Рост плотности прекращается примерно в то же время, когда на магнитных сигналах появляются признаки перестановочных мод. Условие стабилизации в замороженностью силовых линий в торец (2) в какой-то момент нарушается при постепенном снижении плотности плазмы в стандартном режиме. В режиме детачмента дестабилизация плазмы происходит раньше из-за худшей электропроводности плазмы расширителя.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были проведены две серии экспериментов с дополнительным напуском водорода в плазменную пушку при различных конфигурациях магнитной открытой ловушки ГОЛ-NB. Вблизи плазменной пушки наблюдалось появление оторванного от поверхности излучающего плазменного образования, которое визуально соответствует таковому в излучающих диверторах в токамаках. Прямые измерения зонда *in situ* показали, что изменения в динамике ионного тока насыщения зонда меньше, чем изменения видимой яркости этой области при переключении в режим детачмента. Как в стандартном режиме, так и в случае детачмента распадающаяся плазма существовала вблизи приемных электродов в течение всего времени наблюдения после прекращения тока разряда.

Измерения спектра магнитных флуктуаций в центральной ловушке ГОЛ-NB показали, что в режиме детачмента некоторые структуры на фурье-спектрограмме магнитных флуктуаций с частотами в диапазоне 0.1–0.9 МГц проявляются раньше, чем в стандартном режиме, и имеют более низкие частоты. Мы связываем эти структуры в магнитных флуктуациях с появлением перестановочных мод из-за потери стабилизации плазмы замороженностью силовых линий в проводящий торец. В целом наблюдаемое поведение плазмы в режиме детачмента подтвердило наше понимание эффекта замороженности как основного фактора, стабилизирующего центральную область плазмы на начальной фазе накопления плотности в центральной ловушке. В физическом проекте ГОЛ-NB предполагается, что метод вихревого удержания [38] будет использоваться для стабилизации плазмы, нагретой нейтральным пучком, во время основной фазы эксперимента, подробности см. в [18, 33].

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Сооружение и эксплуатация установки ГОЛ-NB финансируется Министерством науки и высшего образования Российской Федерации. Изучение устойчивости плазмы в ГОЛ-NB проводится при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-12-00133; <https://rscf.ru/en/project/21-12-00133/>.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что не имеют конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Boedo J., McLean A. G., Rudakov D. L., and Watkins J. G., *Plasma Phys. Control. Fusion* **60**, 044008 (2018). <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaa2ec>
2. Cavedon M., Kurzan B., Bernert M., et al., *Nucl. Fusion* **62**, 066027 (2022). <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac6071>
3. Feng Y., Jakubowski M., König R., et al., *Nucl. Fusion* **61**, 086012 (2021). <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac0772>
4. Guo X., Tanaka H., Kajita S., Ohno N., Hattori S., and Sawada K., *Plasma Fusion Res.* **17**, 2402027 (2022). <https://doi.org/10.1585/pfr.17.2402027>
5. Islam M. S., Nakashima Y., Hatayama A., et al., *Plasma Fusion Res.* **14**, 2402016 (2019). <https://doi.org/10.1585/pfr.14.2402016>
6. Ješko K., Marandet Y., Bufferand H., Gunn J. P., van der Meiden H. J., and Ciraolo G., *Plasma Phys. Control. Fusion* **60**, 125009 (2018). <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aae80d>
7. Kang I. J., Bae M.-K., Park I. S., et al., *J. Korean Phys. Soc.* **80**, 717 (2022). <https://doi.org/10.1007/s40042-022-00397-y>
8. Leonard A. W., *Plasma Phys. Control. Fusion* **60**, 044001 (2018). <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaa7a9>
9. Mukai K., Masuzaki S., Hayashi Y., et al., *Nucl. Fusion* **61**, 126018 (2021). <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac2bbc>
10. Perillo R., Chandra R., Akkermans G. R. A., Classen I. G. J., Korving S. Q., and Magnum-PSI Team, *Phys. Plasmas* **26**, 102502 (2019). <https://doi.org/10.1063/1.5120180>
11. Pitts R. A., Bonnin X., Escourbiac F., et al., *Nucl. Matter. Energy* **20**, 100696 (2019). <https://doi.org/10.1016/j.nme.2019.100696>
12. Shoshin A. A., Arakcheev A. S., Arzhannikov A. V., et al., *Fusion Eng. Design* **114**, 157 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2016.12.019>

13. Soukhanovskii V. A., Allen S. L., Fenstermacher M. E., et al., *Nucl. Fusion* **58**, 036018 (2018).
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aaa6de>
14. Wang L., Wang H. Q., Eldon D., et al., *Nucl. Fusion* **62**, 076002 (2022).
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac4774>
15. Matthews G. F., *Nucl. J. Mater.* **220**, 104 (1995).
[https://doi.org/10.1016/0022-3115\(94\)00450-1](https://doi.org/10.1016/0022-3115(94)00450-1)
16. Gota H., Binderbauer M. W., Tajima T., et al., *Nucl. Fusion* **61**, 106039 (2021).
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac2521>
17. Li Q., Zhu G., Ren B., Ying J., Yang Z., and Sun X., *Plasma Sci. Technol.* **25**, 025102 (2023).
<https://doi.org/10.1088/2058-6272/ac8e45>
18. Postupaev V. V., Batkin V. I., Beklemishev A. D., et al., *Nucl. Fusion* **57**, 036012 (2017).
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/57/3/036012>
19. Sudnikov A. V., Beklemishev A. D., Postupaev V. V., Burdakov A. V., Ivanov I. A., Vasilyeva N. G., Kuklin K. N., and Sidorov E. N., *Fusion Eng. Design* **122**, 86 (2017).
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.09.005>
20. Yakovlev D. V., Shalashov A. G., Gospodchikov E. D., Maximov V. V., Prikhodko V. V., Savkin V. Ya., Soldatkina E. I., Solomakhin A. L., and Bagryansky P. A., *Nucl. Fusion* **58**, 094001 (2018).
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aacbb8>
21. Сковородин Д. И., Черноштанов И. С., Амиров В. Х., и др., *Физика плазмы* **49**, 831 (2023).
<https://doi.org/10.31857/S0367292123600322>
22. Bagryansky P. A., Beklemishev A. D., and Postupaev V. V., *J. Fusion Energy* **38**, 162 (2019).
<https://doi.org/10.1007/s10894-018-0174-1>
23. Bagryansky P. A., Chen Z., Kotelnikov I. A., Yakovlev D. V., Prikhodko V. V., Zeng Q., Bai Y., Yu J., Ivanov A. A., and Wu Y., *Nucl. Fusion* **60**, 036005 (2020).
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab668d>
24. Egedal J., Endrizzi D., Forest C. B., and Fowler T. K., *Nucl. Fusion* **62**, 126053 (2022).
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac99ec>
25. Prater R., *Phys. Fluids* **17**, 193 (1974).
<https://doi.org/10.1063/1.1694587>
26. Molvik A. W., Breun R. A., Golovato S. N., Hershkowitz N., McVey B., Post R. S., Smatlak D., and Yujiri L., *Phys. Fluids* **27**, 2711 (1984).
<https://doi.org/10.1063/1.864575>
27. Конкашбаев И. К., Ландман И. С., Улинич Ф. Р., *ЖЭТФ* **74**, 956 (1978).
28. Abramov I. S., Gospodchikov E. D., Shaposhnikov R. A., and Shalashov A. G., *Nucl. Fusion* **59**, 106004 (2019).
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab2ef8>
29. Skovorodin D. I., *Phys. Plasmas* **26**, 012503 (2019).
<https://doi.org/10.1063/1.5043072>
30. Postupaev V. V., Burdakov A. V., and Ivanov A. A., *Fusion Sci. Technol.* **68**, 92 (2015).
<https://doi.org/10.13182/FST14-846>
31. Иванов И. А., Баткин В. И., Бурдаков А. В., и др., *Физика плазмы* **47**, 856 (2021).
<https://doi.org/10.31857/S0367292121090031>
32. Postupaev V. V., Batkin V. I., Burdakov A. V., et al., *Nucl. Fusion* **62**, 086003 (2022).
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac69fa>
33. Иванов И. А., Полозова П. А., Баткин В. И., и др., *Физика плазмы* **49**, 1059 (2023).
<https://doi.org/10.31857/S0367292123601030>
34. Postupaev V. V., Batkin V. I., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Ivanov I. A., Kuklin K. N., Mekler K. I., Rovenskikh A. F., and Sidorov E. N., *Plasma Phys. Control. Fusion* **62**, 025008 (2020).
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab53c2>
35. Sidorov E. N., Batkin V. I., Burdakov A. V., Ivanov I. A., Kuklin K. N., Mekler K. I., Nikishin A. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., *J. Instrum.* **16**, T11006 (2021).
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/11/T11006>
36. Laframboise J. G., *Theory of Spherical and Cylindrical Langmuir Probes in a Collisionless, Maxwellian Plasma at Rest*. Ph. D. Thesis (Toronto Univ. Downsview (Ontario) Inst. for Aerospace Studies. University of Toronto, Toronto, Canada, 1966).
37. Деревянкин Г. Е., Дудников В. Г., Журавлев П. А., *ПТЭ* **18** (No. 5), 168 (1975).
38. Chen F. F., *Langmuir probe diagnostics*, in *Proc. Mini-Course on Plasma Diagnostics*, IEEE ICOPS meeting (June 5, 2003, Jeju, Korea), p. 20—111.
39. Beklemishev A. D., Bagryansky P. A., Chaschin M. S., Soldatkina E. I., *Fusion Sci. Technol.* **57**, 351 (2010).
<https://doi.org/10.13182/FST10-A9497>

Detached Plasma Studies in GOL-NB with Extra Gas Injection

© 2024 V. V. Postupaev^{a,*}, V. I. Batkin^a, I. A. Ivanov^a, K. N. Kuklin^a, N. A. Melnikov^a,
K. I. Mekler^a, A. F. Rovenskikh^a, and E. N. Sidorov^a

^a Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090, Russia

* e-mail: V.V.Postupaev@inp.nsk.su

The magnetic system of an open trap usually includes expansion sections located between highfield magnetic mirrors and end surfaces that receive plasma. In the GOL-NB device, an arc plasma gun is located in one of the expanders, which creates a low-temperature starting plasma in the confinement area. The parameters of the surface plasma sheath affect the electrical connection of the confinement area with the walls and, thereby, affect the contribution of the line-tying effect to the plasma stability and the longitudinal energy losses from the trap. The experiments with additional hydrogen injection into the plasma gun were carried out at GOL-NB. We observed a radiating plasma formation detached from the surface, which visually corresponds to that in radiating divertors in tokamaks. In both standard and detached modes, decaying plasma existed near the receiving electrodes during the entire observation time after the discharge current was terminated. In the central trap of GOL-NB, some structures in the Fourier spectrogram of magnetic fluctuations manifest earlier in the detachment mode than in the standard mode and have lower frequencies. We associate these structures with the onset of interchange-like modes due to the loss of plasma stabilization by the line-tying to the conducting ends. The observed plasma response to the additional gas supply confirmed our understanding of the line-tying effect as the main factor stabilizing the plasma core in the initial phase of density accumulation in the central trap.

Keywords: plasma detachment, divertor, linear device, multiple-mirror trap, GOL-NB

УДК 533.9

СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ РАСШИРЕНИЯ ДИАПАЗОНА ВОЛНОВЫХ ЧИСЕЛ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВЕЙБЕЛЕВСКОГО ТИПА В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

© 2024 г. Н. А. Емельянов*, Вл. В. Кочаровский

Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия

* e-mail: n.emelyanov@ipfran.ru

Поступила в редакцию 12.12.2023 г.

После доработки 20.12.2023 г.

Принята к публикации 23.12.2023 г.

Для плазмы с анизотропным распределением частиц по скоростям в виде двух встречных бимаксвелловских пучков, в том числе для бимаксвелловской плазмы, при наличии параллельного пучкам внешнего магнитного поля показано, что в широкой области параметров столкновения частиц приводят к расширению диапазона волновых чисел, в основном в длинноволновую область, и ослаблению условия возникновения неустойчивости вейбелевского типа. Ее инкремент, найденный из решения дисперсионного уравнения для волновых векторов, ортогональных внешнему магнитному полю, в указанном расширенном диапазоне оказывается меньше или порядка частоты столкновений частиц. Следовательно, можно ожидать, что при долговременной инжекции частиц с анизотропным распределением по скоростям возможно поддержание неустойчивости в этом диапазоне параметров и формирование крупномасштабной магнитной турбулентности.

Ключевые слова: вейбелевская неустойчивость, магнитоактивная плазма, встречный пучок, бимаксвелловская плазма, столкновение частиц, филамент тока, длинноволновое возмущение

DOI: 10.31857/S0367292124020032, **EDN:** SCGUSM

1. ВВЕДЕНИЕ

Неустойчивости бесстолкновительной плазмы, приводящие к филаментации токов и возникновению сильных мелкомасштабных магнитных полей, прежде всего аperiодические неустойчивости вейбелевского типа [1–8], играют важную роль в физике космической и лазерной плазмы, где с ними связан ряд наблюдаемых явлений, включая бесстолкновительные ударные волны, формирование квазимагнитостатической турбулентности, распад сильных разрывов в плазме, неустойчивости пучков заряженных частиц и др. (см., например, [9–13]).

В исследованиях подобных явлений первоочередными являются вопросы о пороге неустойчивости, диапазоне неустойчивых волновых чисел и значении максимального инкремента. Хорошо известно, что внешнее магнитное поле и столкновения частиц могут сильно влиять на указанные величины и даже полностью подавлять неустойчивость вейбелевского типа [2, 5, 10, 14–22]. Тем не менее, насколько нам удалось выяснить, анализ одновременного влияния обоих подавляющих факторов до сих пор отсутствует, хотя в реальных условиях они оба могут играть суще-

ственную роль, а их совместное действие приводить к нетривиальным следствиям.

Известно, однако, что для волн отрицательной энергии [23, 24] столкновения могут расширять диапазон волновых чисел, вовлеченных в неустойчивость, и способствовать ее развитию. Рост вейбелевских возмущений (филаментов) с отрицательной энергией имеет место, например, при инжекции энергичных бесстолкновительных пучков в холодную резистивную плазму [25–28]. Мы покажем, что расширение диапазона неустойчивости благодаря столкновениям частиц имеет место для более широкого класса задач, не требующих наличия холодной фоновой плазмы.

Для определенности будем интересоваться случаем аperiодического роста волн обыкновенного типа (О-волна) в магнитоактивной плазме с учетом столкновений частиц. Именно, в рамках кинетического подхода получим и исследуем дисперсионное уравнение на инкремент электронной неустойчивости в плазме с двухпучковой функцией распределения электронов по скоростям при наличии в обоих пучках одинакового бимаксвелловского теплового уширения, считая среднюю скорость пучков,

совпадающей с направлением внешнего магнитного поля. Целью исследования является совместное влияние магнитного поля и столкновений частиц на зависимость инкремента от волнового числа в условиях возникновения возмущений с волновыми векторами, ортогональными внешнему полю.

В разделе 2 представлено полученное дисперсионное уравнение и его типичные решения. Раздел 3 содержит анализ найденного критерия неустойчивости влияния столкновений на порог неустойчивости и диапазон неустойчивых волновых чисел. Приближенные выражения для инкремента в этой области и его сопоставление с частотой столкновений приведены в разделе 4. Выводы и обсуждение некоторых открытых вопросов даны в заключительном разделе 5.

2. ДИСПЕРСИОННЫЙ АНАЛИЗ ДЛЯ ВОЛНОВЫХ ВЕКТОРОВ, ОРТОГОНАЛЬНЫХ ОСИ АНИЗОТРОПИИ

Рассмотрим однородную нерелятивистскую плазму, которая помещена во внешнее однородное магнитное поле $\mathbf{B}_0$, направленное вдоль оси Oz , и обладает начальной функцией распределения электронов, вытянутой вдоль данной оси и имеющей вид двух симметричных пучков с одинаковым (бимаксвелловским) тепловым разбросом скоростей:

$$f_0 = \frac{1}{2} \frac{n_0}{(2\pi)^{3/2} u_z u_\perp^2} e^{-v_z^2/2u_z^2} \times \\ \times \left(e^{-(v_z - V_z)^2/2u_z^2} + e^{-(v_z + V_z)^2/2u_z^2} \right), \quad (1)$$

где n_0 — полная концентрация электронов, u_z и $u_\perp$ — средние тепловые продольная и поперечная скорости электронов, V_z — величина средней скорости смещения бимаксвелловского распределения встречных пучков (при $V_z = 0$ и $u_z > u_\perp$ их общее распределение по скоростям является строго бимаксвелловским и имеет тот же характер неустойчивости). Для простоты ионы будем полагать неподвижным, обеспечивающими электронейтральность плазмы.

Дисперсионное соотношение для комплексной частоты ω и действительного волнового числа $k_\perp$ обыкновенной волны, которая распространяется строго поперек магнитного поля, $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$, и имеет, для определенности, следующие компоненты волнового вектора: $\mathbf{k} = (k_\perp, 0, 0)$ и электрического и магнитного полей $\delta \mathbf{E} = (0, 0, \delta E_z)$, $\delta \mathbf{B} = (0, \delta B_y, 0)$, находится Фурье-преобразованием линеаризованных уравнений Власова–Максвелла [13, 29]:

$$\omega^2 - k_\perp^2 c^2 + \\ + \omega_p^2 \left[\frac{u_z^2 + V_z^2}{u_\perp^2} - 1 - \left(\frac{u_z^2 + V_z^2}{u_\perp^2} - \frac{i\bar{\omega}}{\omega + i\bar{\omega}} \right) \times \right. \\ \left. \times e^{-k_\perp^2 r_H^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{(\omega + i\bar{\omega})^2}{(\omega + i\bar{\omega})^2 - n^2 \omega_H^2} I_n(k_\perp^2 r_H^2) \right] = 0. \quad (2)$$

Здесь $\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m}$ — плазменная частота, $\omega_H = eB_0 / (mc)$ и $r_H = u_\perp / \omega_H$ — гирочастота и тепловой гирорадиус электрона во внешнем поле, e и m — величина заряда и масса электрона, c — скорость света в вакууме, $\bar{\omega}$ — средняя частота столкновений¹, которые учтены в простейшем τ -приближении (см., напр., работу [18]), I_n — модифицированная функция Бесселя. В предельных случаях, когда магнитное поле $\mathbf{B}_0$ или частота столкновений $\bar{\omega}$ равны нулю, данное дисперсионное уравнение переходит в известные соотношения [2, 6, 14, 18].

Аналогично указанным работам из уравнения (2) находим критерий неустойчивости:

$$\frac{u_z^2 + V_z^2}{u_\perp^2} > 1 + \frac{k_\perp^2 c^2}{\omega_p^2 (1 - \Sigma(k_\perp))}, \\ \Sigma(k_\perp) = e^{-k_\perp^2 r_H^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{\omega}^2}{\bar{\omega}^2 + n^2 \omega_H^2} I_n(k_\perp^2 r_H^2). \quad (3)$$

Если условие (3) выполнено, то существует чисто мнимое решение $\omega = i\gamma$ уравнения (2), с положительным значением инкремента $\gamma > 0$, которое определяется уравнением

$$\gamma^2 + k_\perp^2 c^2 - \\ - \omega_p^2 \left[\frac{u_z^2 + V_z^2}{u_\perp^2} - 1 - \left(\frac{u_z^2 + V_z^2}{u_\perp^2} - \frac{\bar{\omega}}{\gamma + \bar{\omega}} \right) e^{-k_\perp^2 r_H^2} \times \right. \\ \left. \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{(\gamma + \bar{\omega})^2}{(\gamma + \bar{\omega})^2 + n^2 \omega_H^2} I_n(k_\perp^2 r_H^2) \right] = 0. \quad (4)$$

Его типичное решение $\gamma(k_\perp)$ как функция волнового числа, найденное численно при фиксиро-

¹ Фактически далее полагается, что частота столкновений $\bar{\omega}$ не зависит от анизотропии распределения частиц по скоростям, т. е. от параметра анизотропии A (введенного после формулы (5)), что вполне оправдано лишь при $A \lesssim 1$. Учет такой зависимости не влияет на дисперсионное соотношение (2) и сделанные в работе качественные выводы, однако заметно усложняет анализ зон неустойчивости и деталей зависимости инкремента от волнового числа $\gamma(k_\perp)$.

ванных прочих параметрах, представлено на рис. 1. Существенной особенностью данного уравнения, в отличие от известного уравнения без учета столкновений, исследованного в работах [2, 6], а также в работе [22] при $V_z = 0$ является наличие слагаемого $\bar{v} / (\gamma + \bar{v})$, которое делает нетривиальным предельный переход к случаю бесстолкновительной плазмы $\bar{v} \rightarrow 0$.

При этом переходе в общем случае указанное слагаемое в уравнении (4) не обращается в ноль, причем может оставаться порядка 1 в достаточно близкой окрестности нулевого значения инкремента, $\gamma = 0$, при сколь угодно малой частоте столкновений.

Сказанное означает, что анализ неустойчивости в бесстолкновительном приближении, безусловно, возможен только в области параметров, для которых $\gamma \gg \bar{v}$. В области, где $\gamma \lesssim \bar{v}$, данное приближение не применимо, поскольку слагаемое $\bar{v} / (\gamma + \bar{v})$ уже не является малым и существенно сказывается на решении дисперсионного уравнения $\gamma(k_\perp)$.

В отсутствие внешнего магнитного поля сделанное замечание становится тривиальным, а учет столкновений, как нетрудно показать, приводит к уменьшению инкремента и сужению диапазона неустойчивых волновых чисел [14, 18]. Однако при наличии магнитного поля роль столкновений оказывается сложнее. Как известно, в отсутствие столкновений внешнее магнитное поле само подавляет неустойчивость и сужает диапазон неустойчивых волновых чисел [5, 22, 23]. Тем не

менее оказывается, что для рассматриваемой анизотропной плазмы в тех областях волновых чисел, где в бесстолкновительном приближении из-за подавления неустойчивости внешним полем инкремент является малым ($\gamma \rightarrow 0$) столкновения существенно изменяют характер дисперсии $\gamma(k_\perp)$ и, напротив, приводят к возрастанию инкремента и расширению области неустойчивости. Иллюстрация сделанного утверждения дана на рис. 1. Из сравнения кривых a и b , c и d видно, что учет столкновений приводит к значительно-му изменению границ области неустойчивости, ее расширению, в первую очередь за счет малых чисел $k_\perp$. В случае, иллюстрируемом кривыми a и b , столкновения приводят также к увеличению максимального значения инкремента.

3. КРИТЕРИЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ. РАСШИРЕНИЕ ОБЛАСТИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Исследуем расширение области неустойчивости путем сравнения критериев неустойчивости при учете столкновений (3) и без их учета [2, 4, 23]. Равенство

$$\frac{u_z^2 + V_z^2}{u_\perp^2} - 1 = \frac{k_\perp^2 c^2}{\omega_p^2 (1 - \Sigma(k_\perp))}, \quad (5)$$

при котором реализуется нулевое решение $\omega^2 = 0$, т. е. порог неустойчивости, накладывает связь на входящие в него величины. Вводя параметр анизотропии $A = \frac{u_z^2 + V_z^2}{u_\perp^2} - 1$, из соотношения (5) получаем критическую зависимость $A(k_\perp)$ при фиксированных значениях прочих параметров плазмы.

Указанная функция в плоскости величин A и $k_\perp$ разграничивает области неустойчивости ($\omega^2 < 0$) и устойчивости, где положительный инкремент отсутствует. Область значений A и $k_\perp$, лежащая выше кривой, является неустойчивой, тогда как область под кривой — устойчивой. Минимум функции $\min_{k_\perp} A(k_\perp)$ в данном случае можно рассматривать как абсолютный (т.е. минимальный по всем волновым числам) порог возникновения неустойчивости: $A_T = \min_{k_\perp} A(k_\perp)$.

В простейшем случае без внешнего поля и без учета столкновений функция $A(k) = k_\perp^2 c^2 / \omega_p^2$ является параболой (см. рис. 2, кривая a) и дает нулевое пороговое значение $A_T = 0$, поскольку при сколь угодно малой анизотропии имеется достаточно малое значение волнового числа $k_\perp$, для которого реализуется неустойчивость. Однако существует

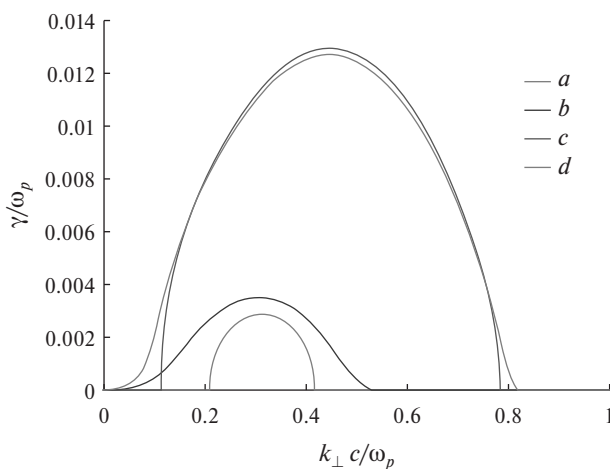


Рис. 1. Типичная зависимость инкремента неустойчивости от волнового числа при значениях параметров $u_\perp / c = 0.1$, $\omega_H / \omega_p = 0.01$, $A = 0.3$ (кривые a, b), $A = 0.7$ (кривые c, d), $\bar{v} / \omega_p = 0$ (кривые a, c), $\bar{v} / \omega_p = 10^{-3}$ (кривые b, d). Использована нормировка на плазменную частоту.

максимальная граница неустойчивых волновых чисел $k_{\max}$, определяемая точкой пересечения параболы $A(k) = k_{\perp}^2 c^2 / \omega_p^2$ и прямой $A(k) = A_0 = \text{const}$, отвечающей заданному значению параметра анизотропии A_0 .

При конечном внешнем магнитном поле без учета столкновений кривая $A(k)$ в области малых волновых чисел загибается вверх, т.е. длинноволновая область становится устойчивой. При этом возникает ненулевой порог $A_T^{(m)} \approx (\delta / r_H)^{2/3}$ (если $\delta / r_H \ll 1$), который достигается при $k_{\perp} \approx (\delta^2 r_H)^{-1/3} / \sqrt{3}$, где введен масштаб скин-слоя $\delta = c / \omega_p$ (см. рис. 2, кривая b).

Иными словами, при заданном параметре анизотропии $A > A_T^{(m)}$ имеется не только максимальная $k_{\max}$, но и минимальная $k_{\min}$ граница области неустойчивости. Последняя по порядку величины определяется обратным гирорадиусом теплового электрона во внешнем поле, согласно известным результатам [5, 22, 23].

При учете столкновений, но без магнитного поля, также имеется порог $A_T^{(c)} = (\bar{v}^2 / \omega_p^2)(c^2 / u_{\perp}^2) = \delta^2 / l_s^2$ (где l_s — длина свободного пробега теплового электрона), который, однако, для слабостолкновительной плазмы не является существенным ограничением на возникновение неустойчивости в силу обычно выполняющегося неравенства $\delta^2 / l_s^2 \ll 1$. При этом нижняя граница волновых чисел $k_{\min}$, как и в случае без столкновений, отсутствует, а критический параметр анизотропии $A \rightarrow A_T^{(c)}$ при $k_{\perp} \rightarrow 0$.

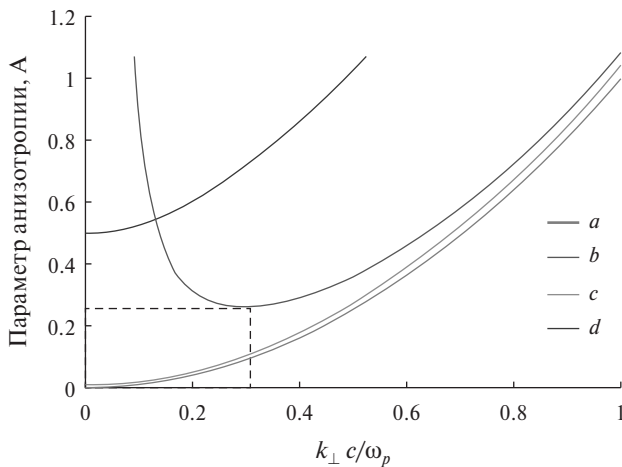


Рис. 2. Зависимость порогового значения параметра анизотропии A от волнового числа (при $u_{\perp} / c = 0.1$), определяемая условием $\gamma = 0$: без магнитного поля и столкновений (a), при внешнем магнитном поле $\omega_H / \omega_p = 0.01$ без столкновений (штриховой линией показан абсолютный порог) (b), с учетом обоих факторов при $\bar{v} \rightarrow 0$ и $\bar{v} / \omega_p = 0.07$ соответственно (c) и (d).

В общем случае магнитоактивной плазмы со столкновениями частиц, пусть слабыми, слагаемое $\bar{v} / (\bar{\gamma} + \bar{v})$ в уравнении (4) становится существенным вблизи критической кривой $A(k_{\perp})$. В результате, как это видно из соотношения (5), даже при очень малой частоте столкновений зависимость $A(k_{\perp})$ сильно отличается от аналогичной зависимости в строго бесстолкновительной плазме [2, 4, 23] (рис. 2, кривая b): загиб вверх вблизи малых значений волновых чисел исчезает, а значение порога A_T изменяется (см. рис. 2, кривая c).

Таким образом, длинноволновая область вновь становится неустойчивой (см. рис. 1), а порог неустойчивости A_T достигается при $k_{\perp} \rightarrow 0$ и может иметь более низкие значения, чем вычисленный без учета столкновений. При этом сохраняется максимальная граница области неустойчивости $k_{\min}$, почти не зависящая от столкновений.

Переход к пределу очень малых волновых чисел в уравнении (5) приводит к следующей зависимости:

$$A(k_{\perp}) \approx \frac{\bar{v}^2 + \omega_H^2}{\omega_p^2} \frac{c^2}{u_{\perp}^2} + 3 \frac{\bar{v}^2 + \omega_H^2}{\bar{v}^2 + 4\omega_H^2} \frac{k_{\perp}^2 c^2}{\omega_p^2} + \dots$$

Отсюда получаем порог неустойчивости $A_T^{(mc)} \approx \frac{\bar{v}^2 + \omega_H^2}{\omega_p^2} \frac{c^2}{u_{\perp}^2}$. В бесстолкновительном пределе $\bar{v} \rightarrow 0$ имеем $A_T^{(mc)} = \frac{\omega_H^2}{\omega_p^2} \frac{c^2}{u_{\perp}^2} = \frac{\delta^2}{r_H^2}$, что отличается от указанного ранее значения $A_T^{(m)}$ для магнитоактивной плазмы без столкновений: $A_T^{(mc)} \ll A_T^{(m)}$ при $\delta / r_H \ll 1$ (см. рис. 2, кривые b, c).

Следует отметить, что термин “расширение” для области неустойчивости следует применять с осторожностью. В действительности говорить о “расширении” можно только в случае, когда частота столкновений достаточно мала по сравнению с гирочастотой ($\bar{v} \ll \omega_H$), т.е. плазма близка к бесстолкновительной, а изменение максимального значения неустойчивых волновых чисел $k_{\max}$ незначительно. В противном случае столкновения могут сильно уменьшать значение $k_{\max}$, как это изображено на рис. 2 (кривая d), что приводит к сужению области неустойчивости.

4. ПРИБЛИЖЕННЫЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ. СРАВНЕНИЕ ИНКРЕМЕНТА С ЧАСТОТОЙ СТОЛКНОВЕНИЙ

Существенным является то обстоятельство, что инкремент в расширенной зоне неустойчивости, лежащей между кривыми b и c на рис. 2, в слабостолкновительной плазме меньше или порядка

частоты столкновений: $\gamma \lesssim \bar{\nu}$. Для очень малой величины инкремента, $\gamma \ll \bar{\nu}$ в этой зоне из уравнения (4) приближенно получаем

$$\gamma \approx \bar{\nu} \frac{A - A_{k_{\perp}}^{(mc)}}{A_{k_{\perp}}^{(m)} - A},$$

$$A_{k_{\perp}}^{(mc)} = \frac{k_{\perp}^2 c^2}{\omega_p^2 (1 - \Sigma(k_{\perp}))}, \quad A_{k_{\perp}}^{(m)} = \frac{k_{\perp}^2 c^2 + \omega_p^2 \Sigma(k_{\perp})}{\omega_p^2 (1 - \Sigma(k_{\perp}))}. \quad (6)$$

Как видим, для волновых чисел в данной области инкремент равен частоте столкновений, умноженной на отношение отличий параметра анизотропии от его пороговых значений, определяющих условие возникновения неустойчивости в магнитоактивной плазме с учетом столкновений и без их учета. Согласно выражению (6), инкремент отличен от нуля, если выполнен критерий (3), и стремится неограниченно расти при приближении к границе неустойчивости, определяемой из бесстолкновительного решения. Как только с ростом волнового числа в окрестности значения $k_{\min}$ инкремент γ станет порядка частоты столкновений $\bar{\nu}$, формула (6) будет не применима.

Для области малых волновых чисел, где $k_{\perp} r_H \ll 1$, при условии $\bar{\nu}, \gamma \ll \omega_H$ справедливо более простое выражение для инкремента

$$\gamma \approx \bar{\nu} \Delta A \frac{k_{\perp}^2 r_H^2}{1 - (1 + \Delta A) k_{\perp}^2 r_H^2}, \quad (7)$$

в котором $\Delta A = A - \delta^2 / r_H^2$, т. е. введено превышение параметра анизотропии над его пороговым значением $A_T^{(mc)} = \delta^2 / r_H^2$ в бесстолкновительном пределе. В этом решении соотношение величин $\bar{\nu}$ и γ может быть произвольным.

Из формул (6) и (7) следует, что инкремент является ненулевым ($\gamma \neq 0$) в сколь угодно близкой окрестности точки $k_{\perp} = 0$, тогда как решение без учета столкновений дает нулевой инкремент в целом интервале [23] $k_{\perp} < k_{\min} = (A + 1) / (A \sqrt{2\pi} r_H)$, в том числе отсутствие неустойчивости при любой величине параметра анизотропии в области волновых чисел $k_{\perp} < (\sqrt{2\pi} r_H)^{-1}$.

При анализе неустойчивости в области применимости как формулы (6), так и формулы (7) при $\Delta A \ll 1$, когда $\gamma \ll \bar{\nu}$, необходимо иметь в виду, что функция распределения может изотропизоваться за счет столкновений быстрее, чем успеет развиваться неустойчивость. В таком случае для существования неустойчивости необходим источник поддержания анизотропного распределения электронов по скоростям. Однако если превышение ΔA достаточно

большое, то в области применимости формулы (7) найдутся такие волновые числа $k_{\perp}$, для которых оказывается справедливым обратное неравенство² $\gamma \gtrsim \bar{\nu}$. Тогда неустойчивость может успеть развиваться за время меньше или порядка времени свободного пробега электронов.

Наличие неустойчивых возмущений с волновыми числами, для которых пороговое значение параметра анизотропии $A_{k_{\perp}}^{(m)}$, определяемое бесстолкновительным решением, выше фактической величины параметра анизотропии A можно интерпретировать как результат “размагничивания” электронов за счет межчастичных столкновений, обеспечивающих диффузию поперек внешнего магнитного поля.

При отсутствии столкновений достаточно сильное внешнее поле препятствует самосогласованному собиранию электронов в токовые филаменты с большим поперечным масштабом, превышающим тепловой гирорадиус. Именно диффузионный дрейф, вызванный наличием столкновений, позволяет электронам собираться около нулей магнитного поля вейбелевских возмущений, даже если их масштаб значительно больше этого гирорадиуса. Однако такое диффузионное нарастание токовых филаментов, т. е. столкновительная неустойчивость вейбелевского типа, по необходимости возможна только с небольшим инкрементом, меньше или порядка частоты столкновений.

Данные качественные соображения согласуются с величиной инкремента неустойчивости, полученной в грубом дрейфовом приближении. Воспользовавшись гидродинамическими уравнениями и применив усредненное по движению электронов во внешнем магнитном поле описание, можно показать, что наличие столкновений приводит к возникновению скорости дрейфа v_D , имеющей ненулевую проекцию на волновой вектор вейбелевской волны $k_{\perp}$. В результате такое дрейфовое движение приводит к соответствующему возмущению токов пучков, которое, будучи согласованным с уравнениями Максвелла, имеет чисто апериодический характер и нарастает с инкрементом

$$\gamma \approx \bar{\nu} \frac{V_z^2}{u_{\perp}^2} k_{\perp}^2 r_H^2. \quad (8)$$

Как нетрудно заметить, к аналогичному выражению можно прийти из формулы (7), переходя к гидродинамическому пределу $V_z^2 / u_{\perp}^2 \gg 1$ и рассматривая достаточно длинноволновые возмущения $k_{\perp} r_H \ll 1$.

² Можно показать, что в не слишком сильных магнитных полях (при $\delta / r_H \ll 1$) данное условие выполнится, если параметр анизотропии $A \gtrsim (2\pi - 1) / 2 \approx 2.6$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе показано, что в магнитоактивной бимаксвелловской плазме и, вообще, в плазме с анизотропным распределением частиц по скоростям в виде двух встречных бимаксвелловских пучков, ориентированных вдоль внешнего магнитного поля, межчастичные столкновения в определенных условиях приводят к расширению области апериодической неустойчивости вейбелевского типа и уменьшению порога ее возникновения. При этом даже для сильного магнитного поля с ростом параметра анизотропии вейбелевская неустойчивость реализуется во всей области волновых чисел $0 < k_{\perp} < k_{\max}$, где $k_{\max}$ находится из условия (5).

На основе аналитического исследования и приближенного решения дисперсионного уравнения для обыкновенных волн, распространяющихся ортогональных внешнему магнитному полю, установлено, что в указанной расширенной области их инкремент оказывается меньше или порядка частоты столкновений частиц.

Согласно приведенной “дрейфовой” интерпретации исследованного явления имеются основания надеяться, что сделанные выводы качественно справедливы не только для рассмотренного, но и для более широкого класса анизотропных распределений электронов по скоростям в магнитоактивной плазме.

Необходимо подчеркнуть, что при развитии неустойчивости вейбелевского типа в не слишком сильных магнитных полях, когда возможна неустойчивость области волновых чисел, определяемой бесстолкновительным решением (выше кривой b на рис. 2), максимальный инкремент существенно превышает частоту столкновений ($\gamma \gg \bar{\nu}$), оставаясь там практически независимым от нее.

В результате именно в этой, не слишком длинноволновой, области волновых чисел быстрее всего нарастут и достигнут нелинейного насыщения самосогласованные возмущения токов и магнитных полей, т.е. разовьется вейбелевская квазимагнито-статическая турбулентность, задающая значение среднеквадратичного магнитного поля. Однако при сильных внешних полях, не допускающих возникновения неустойчивости в бесстолкновительном режиме (т.е. при $A_T^{(mc)} < A < A_T^{(m)}$), при наличии сторонних источников анизотропии распределения электронов по скоростям, следует ожидать, что роль столкновений будет существенна, поскольку их влияние приведет к филаментации токов и нарастанию турбулентного магнитного поля в резистивном режиме.

Иными словами, при наличии анизотропной инжекции электронов становится возможным нарастание гармоник с инкрементами $\gamma \sim \bar{\nu}$, которые будут определять динамику токовых структур, а подавление неустойчивости потребует значительно большей величины внешнего магнитного поля, чем этого следовало бы ожидать, исходя из решения бесстолкновительной задачи.

Хотя результаты учета столкновений на линейной стадии неустойчивости представляются вполне ясными, проблема динамики длинноволновых возмущений при $A > A_T^{(m)}$ и возмущений в резистивном режиме при $A_T^{(mc)} < A < A_T^{(m)}$ на нелинейной стадии развития вейбелевской турбулентности остается совершенно открытой.

В частности, интересным является вопрос о доли первоначальной энергии неравновесных электронов с анизотропным распределением по скоростям, которая может передаваться этим гармоникам, особенно по сравнению с долей энергии (достигающей порядка 10% [30]), передаваемой квазимагнито-статической турбулентности в режиме без столкновений.

Неясной остается и эффективность нелинейного взаимодействия этой турбулентности с указанными длинноволновыми токовыми структурами в условиях систематической эволюции вейбелевского спектра в сторону гармоник с малыми волновыми числами.

Также интересен вопрос о возможности подкачки последних за счет сторонних источников поддержания анизотропии магнитоактивной плазмы, противодействующих изотропизации распределения электронов по скоростям вследствие как межчастичных столкновений, так и рассеяния на коротковолновой магнитной турбулентности.

Кроме того, в данной работе не учитывались наклонные моды с ненулевой проекцией волновых векторов на ось анизотропии и внешнее магнитное поле ($k_{\parallel} \neq 0$), так что вопрос об угловом распределении длинноволновых возмущений магнитного поля и трехмерной структуре соответствующих токов тоже требует дальнейшего исследования.

Очерченный круг вопросов только начинает изучаться и представляется важным для широкого ряда задач физики слабостолкновительной плазмы, космической и лабораторной.

Работа поддержана грантом РНФ № 21-12-00416. Для численных расчетов использованы суперкомпьютерные ресурсы ИПФ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Weibel E.* // Phys. Rev. Lett., 1959. V. 2. P. 83. DOI: 10.1103/PhysRevLett.2.83.
2. *Hamasaki S.* // Phys. Fluids. 1968. V. 11. P. 2724. DOI: 10.1063/1.1691879.
3. *Kalman G., Montes C., Quémada D.* // Phys. Fluids. 1968. V. 11. P. 1797.
4. *Landau R. W., Cuperman S.* // J. Plasma Phys. 1970. V. 4. P. 13.
5. *Davidson R.C., Hammer D.A.* // Phys. Fluids. 1972. V. 15. P. 317. DOI: 10.1063/1.1693910.
6. *Bornatici M., Lee K.F.* // Phys. Fluids, 1970. V. 13. P. 3007.
7. *Tautz R.C., Schlickeiser R.* // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 062901. DOI: 10.1063/1.2207588.
8. *Vagin K.Y., Uryupin S.A.* // Plasma Phys. Reps. 2014. V. 40. P. 393.
9. *Takabe H.* // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. P. 030901. DOI: 10.1063/5.0130264.
10. *Grassi A., Grech M., Amiranoff F., Pegoraro F., Macchi A., Riconda C.* // Phys. Rev. E. 2017. V. 95. P. 023203. DOI: 10.1103/PhysRevE.95.023203.
11. *Medvedev M.V., Loeb A.* // Astrophys. J. 1999. V. 526. P. 697.
12. *Robinson A.P. L., Strozzi D.J., Davies J.R., Gremillet L., Honrubia J.J., Johzaki T., Solodov A.A.* // Nuclear Fusion. 2014. V. 54. P. 054003.
13. *Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В., Мартыанов В.Ю., Тарасов С.В.* // УФН. 2016. Т. 186. С. 1267. DOI: 10.3367/UFNr.2016.08.037893.
14. *Wallace J.M., Epperlein E.M.* // Phys. Fluids B: Plasma Phys. 1991. V. 3. P. 1579.
15. *Wallace J.M., Brackbill J.U., Cranfill C.W., Forslund D.W., Mason R. J.* // Phys. Fluids. 1987. V. 30. P. 1085. DOI: 10.1063/1.866305.
16. *Kumar Kuri D., Das N.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 042106. DOI: 10.1063/1.4870083.
17. *Ryutov D.D., Fiuza F., Huntington C.M., Ross J.S., Park H.S.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 032701. DOI: 10.1063/1.4867062.
18. *Mahdavi M., Khanzadeh H.* // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 052114. DOI: 10.1063/1.4807035.
19. *Schoeffler K.M., Silva L.O.* // Phys. Rev. Res. 2020. V. 2. P. 033233.
20. *Aman-ur-Rehman A.U.R., Ali Shan S., Majeed T.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 122113. DOI: 10.1063/1.4990111.
21. *Ibscher D., Lazar M., Schlickeiser R.* // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 072116. DOI: 10.1063/1.4736992.
22. *Емельянов Н.А., Кочаровский Вл.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2023. Т. 66.
23. *Nezlin M.V.* Physics of Intense Beams in Plasmas. IOP Publishing Ltd., 1993. Ch. 4.
24. *Kadomstev B.B., Mikhailovskii A.B., Timofeev A.V.* // Sov. Phys. JETP. 1965. V. 20. P. 1517.
25. *Okada T., Niu K.* // J. Plasma Phys. 1980. V. 24. P. 483.
26. *Molvig K.* // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 35. P. 1504.
27. *Honda M.* // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 016401.
28. *Karmakar A., Kumar N., Shvets G., Polomarov O., Pukhov A.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 255001.
29. *Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В., Ситенко А.Г., Степанов К.Н.* Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. Гл. 1.
30. *Бородачёв Л.В., Коломиец Д.О.* // Вестн. Московского ун-та. Сер 3. Физика. Астрономия. 2010. Т. 2. С. 14.

Collisional Mechanism of Expanding Wavenumbers Range of Weibel-Type Instability in Magnetoactive Plasma

© 2024 N. A. Emelyanov^{a,*} and V. V. Kocharovskiy^a

^a *Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950, Russia*

* *e-mail: n.emelyanov@ipfran.ru*

For plasma with anisotropic velocity distribution of particles in the form of two counter-propagating bi-Maxwellian beams, including bi-Maxwellian plasma, in the presence of external magnetic field parallel to the beams, it is shown that in a wide range of parameters, particle collisions lead to the expansion of the wavenumbers range, generally towards the long-wavelength region, and weaken the conditions for the occurrence of the Weibel-type instability. In the specified expanded range, its growth rate, found by means of solving the dispersion equation for the wave vectors orthogonal to the external magnetic field, turns out to be less than or on the order of the frequency of particle collisions. Thus, in this range of parameters, the instability development and formation of large-scale magnetic turbulence in a plasma with weak particle collisions require the long-term injection of particles with anisotropic velocity distribution.

Keywords: Weibel instability, magnetoactive plasma, counter-propagating beams, bi-Maxwellian plasma, particle collisions, current filaments, large-scale perturbations

УДК 533.9

ИССЛЕДОВАНИЕ В ВАКУУМНОМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ ПЛАЗМЫ НИКЕЛЯ, СОЗДАННОЙ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Z-ПИНЧА

© 2024 г. А. Н. Гришук^{а,*}, К. Н. Митрофанов^а, В. В. Александров^а, А. В. Браницкий^а,
Е. В. Грабовский^а, Г. М. Олейник^а, И. Н. Фролов^а, М. М. Баско^б,
А. С. Грушин^б, А. Д. Соломянная^б, Н. Б. Родионов^с

^а Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Москва, Россия

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

^с Частное учреждение “ИТЭР-Центр”, Москва, Россия

* e-mail: griar@triniti.ru

Поступила в редакцию 05.10.2023 г.

После доработки 17.11.2023 г.

Принята к публикации 25.11.2023 г.

Проведены исследования спектральных свойств высокотемпературной плазмы, получаемой при воздействии на слой никеля источника мощного рентгеновского излучения (мощностью 6–10 ТВт с длительностью 7–10 нс) на основе Z-пинча, образующегося при имплозии вольфрамовых многопроволочных сборок на установке “Ангара-5-1”. При этом излучение Z-пинча нагревает мишень и превращает ее в горячую плазму, и это же излучение зондирует плазму мишени для определения спектральной зависимости коэффициента пропускания этой плазмы. Предложена оригинальная схема измерения падающего, прошедшего и собственного излучения мишени одновременно в одном эксперименте в кадровом режиме с помощью дифракционного спектрографа скользящего падения. С помощью лазерного теневого зондирования получены экспериментальные данные о скорости расширения плазмы на облучаемой и тыльной сторонах мишени, которые достигали 100 км/с. Были исследованы мишени из тонких слоев Ni, напыленных на майларовую пленку. Наблюдалось индуцированное облучением многократное увеличение коэффициента пропускания плазмы мишени в ВУФ-диапазоне по сравнению с пропусканием мишени в холодном состоянии. Была исследована зависимость спектра поглощения плазмы и сопутствующего собственного излучения мишени от мощности и формы греющего импульса. Проведено сравнение результатов измерений с численными расчетами, выполненными с помощью двумерного радиационного кода RALEF-2D, неоднократно использованного ранее для моделирования подобных экспериментов. В диапазоне $\sim 30\text{--}200\text{ \AA}$ форма спектральной зависимости коэффициента пропускания в эксперименте и расчете аналогичны, но величина модельного коэффициента пропускания плазмы ($\sim 0.8\text{--}0.9$) больше, чем полученная с помощью спектрографа и многокадрового рентгеновского регистратора ($\sim 0.5\text{--}0.6$).

Ключевые слова: плазма, рентгеновское излучение, Z-пинч многопроволочной сборки, динамика плазмы, радиационный нагрев, радиационное газодинамическое моделирование

DOI: 10.31857/S0367292124020049, **EDN:** SCCNOI

1. ВВЕДЕНИЕ

В различных схемах инерциального термоядерного синтеза (ИТС) для достижения термоядерных параметров в плазме топлива используется воздействие на него импульсного давления, которое возникает при радиационной абляции вещества внешней оболочки капсулы с топливом при воздействии на нее мощного рентгеновского излучения. Перенос энергии в таких системах тесно связан с излучательными свойствами плазмы, ее гидродинамикой, и это играет важную роль

в ИТС, в промышленном применении рентгеновских источников, в астрофизике.

Плазма из материалов с большим атомным номером Z представляет большой интерес и для научных исследований и для промышленных приложений, таких как литография в вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) диапазоне [1, 2], разработка источников для визуализации в диапазоне “водяного окна” [3], разработка рентгеновских лазеров [4], спектроскопия в мягком рентгеновском диапазоне [5] и т.д.

Спектроскопия многозарядных ионов обычно производится в термоядерных устройствах [6], накопительных кольцах [7], электронно-лучевых ионных ловушках, лазерной плазме (LPP) [8, 9] и других установках [10, 11]. Поэтому исследование спектральных коэффициентов поглощения рентгеновского излучения в плазме является одной из широко изучаемых теоретически и экспериментально задач физики плазмы.

При интенсивном рентгеновском облучении электроны вещества, поглощая фотоны, переводят вещество в состояние плазмы с образованием свободных электронов и ионов. Для теоретического моделирования коэффициентов поглощения необходимо знание детальной структуры уровней энергии атомов и ионов, населенностей уровней и форм спектральных линий с учетом многочастичных взаимодействий в плазме.

С ростом температуры электронов в веществе с высоким атомным номером число электронных состояний ионов, от которого зависит поглощение и перенос энергии фотонов в плазме, быстро увеличивается до такой степени, что для их учета в существующих расчетных кодах становится недостаточной производительность вычислений современных компьютеров. Это приводит к тому, что в существующих расчетно-теоретических моделях нужно применять ряд приближений, которые требуют экспериментальной проверки.

Особую важность в физике высокой плотности энергии и, в частности, в термоядерном синтезе имеет интервал энергий 50—300 эВ. Сложность моделирования переноса рентгеновского излучения этого диапазона энергий в плазме приводит к необходимости введения упрощающих предположений. Для расчета взаимодействия сложных атомных систем в плазме с потоком фотонов от источника излучения используются приближенные методы, что приводит к необходимости верификации используемых кодов сравнением их результатов с данными, полученными в эксперименте.

Получение экспериментальных данных о коэффициенте пропускания такого горячего вещества позволяет определить адекватность его описания, энергетической структуры атомов и ионов, формы спектральных линий и улучшить эти модели.

За несколько десятилетий были выполнены различные эксперименты с плазмой, близкой к локальному термодинамическому равновесию (ЛТР) с прямым нагревом мишени в рентгеновском и ВУФ-диапазонах. Большинство данных по непрозрачности, используемых в физических исследованиях с высокой плотностью энергии, были получены на основе теоретических модельных расчетов.

Эти модели непрозрачности сложны и основаны на различных приближениях. Например, уже более двух десятилетий известно, что интенсивные переходы с $\Delta n = 0$ в М-оболочке и с $\Delta n = 1$ из М- в N-оболочку железа и никеля должны быть включены в спектры пропускания звездного вещества, чтобы получить согласованные предсказания звездной модели [12].

Расчет спектральной зависимости коэффициентов пропускания плазмы для материалов со средним Z с несколькими открытыми оболочками чрезвычайно сложен не только из-за огромного количества возможных переходов, но и потому, что эти переходы очень чувствительны к конфигурационным взаимодействиям. Чтобы проверить приближения, используемые в моделях, необходимо провести эксперименты по спектральной прозрачности горячей плазмы с открытой конфигурацией М-оболочки.

Измерения спектральной непрозрачности для элементов со средним атомным номером Z , таких как никель с открытой М-оболочкой, были проведены в работах [12—14]. Недавние эксперименты на установке Z в Сандийской национальной лаборатории, посвященные измерению пропускания плазмы элементов группы железа с параметрами близкими к параметрам плазмы вблизи радиуса конвективной зоны Солнца [15, 16], показывают, что в вычислениях могут быть неточности, или не все важные для конечного результата факторы учтены.

Для получения однородных образцов горячей плазмы и исследования спектральной зависимости ϵ и коэффициентов пропускания используется объемный нагрев рентгеновскими лучами. Это достигается, когда часть нагревающего рентгеновского излучения проходит через образец. В этом случае говорят, что образец оптически тонкий, по крайней мере для части спектра рентгеновского излучения, который используется при нагревании.

Двумя основными инструментами для облучения мишеней интенсивными потоками рентгеновского излучения, которые объемно нагревают материалы до значительных температур для измерения их непрозрачности являются мощные лазеры и Z-пинчи. Основопологающие эксперименты по физике высокой плотности энергии требуют создания макроскопических количеств вещества, которое однородно нагрето до экстремальных условий.

На установке сверхвысокой электрической мощности “Ангара-5-1” поток рентгеновского излучения Z-пинча с энергией более 100 кДж позволяет достичь этого для мишени площадью $\geq 1 \text{ см}^2$. Была выполнена серия работ по исследованию спектрального коэффициента пропускания плазмы разных

веществ в диапазоне экстремального вакуумного ультрафиолета [17–21].

При выполнении этих работ была разработана оригинальная схема одновременного облучения мощным потоком рентгеновских фотонов Z-пинча двух образцов тонкой мишени из исследуемого вещества, которая обеспечивает равномерное пространственное распределение энергии облучения при плотности на мишени в диапазоне $3\text{--}9\text{ кДж/см}^2$. Такая схема облучения позволяет одновременно получать экспериментальные данные о скорости расширения плазмы на фронтальной (облучаемой) и тыльной сторонах мишени, которая достигала 100 км/с .

Одновременно в одном выстреле установки на одном спектрографе были получены изображения спектра рентгеновской эмиссии вольфрамового Z-пинча, спектра прошедшего плазму мишени излучения и собственного излучения плазмы мишени в кадровом режиме со временем экспозиции кадра 1.5 нс . Были исследованы мишени из тонких фольг Al, Sn, In, Bi и Au. Наблюдалось индуцированное облучением многократное увеличение коэффициента пропускания мишени в ВУФ-диапазоне по сравнению с пропусканием мишени в твердом состоянии.

С помощью двумерного радиационного газодинамического кода RALEF-2D было выполнено численное моделирование нагрева и расширения мишени, получены данные о спектральном коэффициенте пропускания плазмы мишени и о спектре

ее собственного излучения. Проведено сравнение выполненных расчетов с экспериментом.

В данной статье описаны эксперименты по исследованию спектральных свойств плазмы Ni, формирующейся при облучении мишеней с тонким слоем Ni на майларовой пленке. Целью работы являлось:

- исследование спектральной зависимости коэффициента пропускания плазмы мишеней с никелевым слоем под воздействием излучения Z-пинча многопроволочных сборок с плотностью энергии до 10 кДж/см^2 ;
- исследование динамики разлета плазмы мишеней, образованной при одностороннем облучении мягким рентгеновским излучением Z-пинча;
- сравнение полученных экспериментальных данных по динамике разлета и прозрачности плазмы мишеней с результатами численного моделирования.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты по созданию высокотемпературной плазмы и исследованию ее спектральных свойств проводились на установке “Ангара-5-1” с разрядным током до 4 МА [22]. В представленных в данной работе экспериментах генерация импульса мягкого рентгеновского излучения (МРИ) происходила при сжатии цилиндрической вольфрамовой проволочной

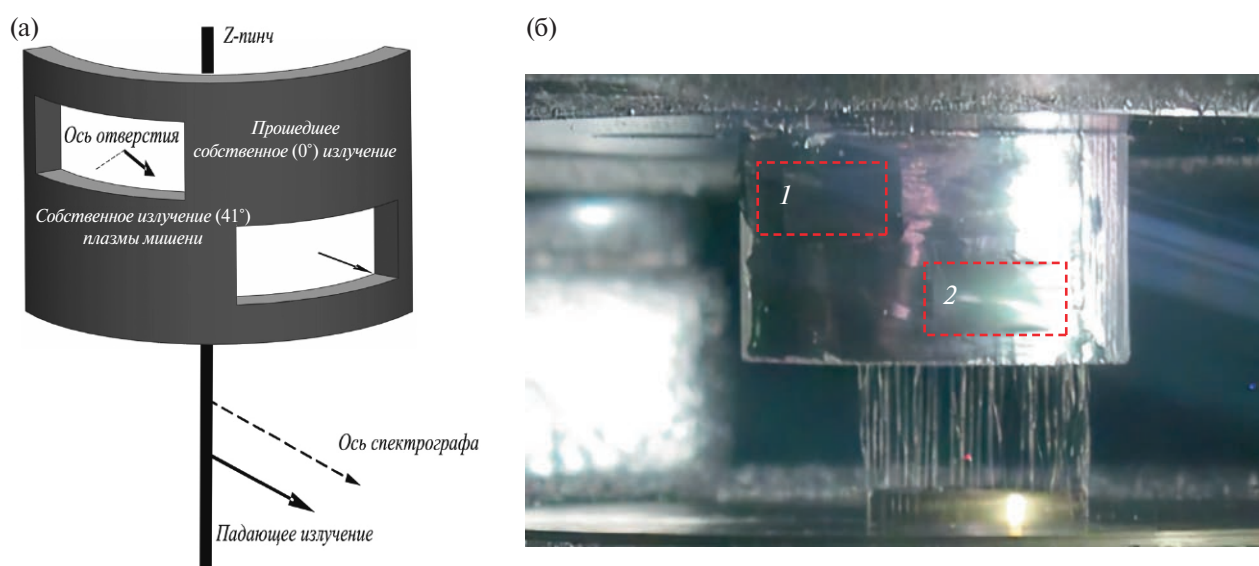


Рис. 1. Схема регистрации излучения спектрографом: а) – рамка для одновременного измерения спектра излучения, прошедшего мишень, и спектра собственного излучения мишени; б) – фотография рамки и проволочной сборки вдоль направления оси спектрографа в концентраторе установки, штриховкой указаны смотровые отверстия в рамке, которые закрыты металлизированной пленкой-мишенью, для регистрации спектра собственного излучения (отверстие 1) и прошедшего мишень излучения (отверстие 2).

сборки диаметром 10 мм, состоящей из 60 тонких 6 мкм проволок.

Линейная масса проволоочной сборки была 330 мкг/см, высота — 16 мм. Импульс мощности МРИ имел амплитуду $\sim 6\text{--}9$ ТВт и длительность на половине его высоты ($FWHM$) $\sim 6\text{--}10$ нс. Параметры облучающего импульса измерялись набором вакуумных рентгеновских диодов (ВРД) [23, 24].

Полная энергия измерялась термопарным калориметром ВЧД-3 [25]. Такой импульс излучения воздействовал на мишень, расположенную в 1.1 см от оси источника излучения на рамке-держателе, которая схематично изображена на рис. 1а, и показана на фотографии внутри установки (рис. 1б). Плотность мощности и энергии падающего на мишень излучения в экспериментах менялась в диапазоне от 0.3 до 0.7 ТВт/см² и от ~ 3.5 до ~ 9 кДж/см².

В экспериментах использовались мишени двух типов. Двухслойная мишень Ni+My была изготовлена из майларовой пленки толщиной 0.6 мкм с нанесенным на нее слоем никеля различной толщины (18—62 нм). Трехслойная мишень PP+Ni+My изготовлена из майларовой пленки толщиной 0.6 мкм с нанесенным

на нее слоем никеля различной толщины (30—44 нм). Поверх слоя никеля в такой мишени нанесен слой полипропилена толщиной 0.28—0.57 мкм.

Всего был проведен 31 эксперимент с мишенями с Ni-слоем. В табл. 1 представлены параметры мишеней в тех выстрелах, результаты которых используются в данной статье. В некоторых выстрелах между мишенью и излучателем устанавливался адаптивный фильтр [21] (фильтр с изменяющимся пропусканием) из лавсановой пленки толщиной 3 мкм.

Слой никеля наносился на пленку майлара толщиной 0.6 мкм методом электронно-лучевого напыления. Для контроля качества слоев никеля и точного определения их толщины в напылительной установке рядом с пальцами с пленками майлара располагался “свидетель” — полированная кварцевая пластина, половина которой закрывалась от потока напыляемого материала (см. рис. 2).

Качество пленок контролировали с помощью сканирующего электронного микроскопа Zeiss с увеличением 100 000 $\times$ (рис. 3).

На рисунке 3 представлены полученные на сканирующем электронном микроскопе изображения

Таблица 1. Параметры облучаемых мишеней

Номер выстрела	Тип мишени	Поверхностная масса слоев в мишени, мкг/см ²	Толщина слоев в мишени, мкм	Примечание
6889, 7034, 6777, 6800, 7052	Ni*+My	17.8+84.0	0.020+0.6	С предимпульсом МРИ, исследование собственного свечения мишени, разлета плазмы с мишени, проведение численного моделирования
6778, 6780		37.4+84.0	0.042+0.6	
6800	PP*+Ni+My	34.4+18.7+84.0	0.40+0.021+0.6	С предимпульсом МРИ, сравнение с выстрелом № 6780
6801		24.1+35.6+84.0	0.28+0.040+0.6	

Примечание: * — обозначена поверхность мишени, обращенная в сторону излучателя (Z-пинча).

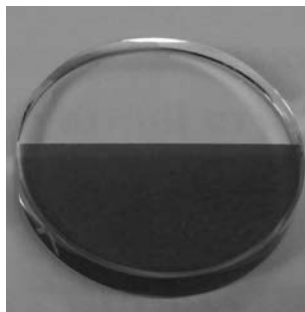


Рис. 2. Фотография кварцевой “пластины-свидетеля” в одной из серий подготовки экспериментальных мишеней.

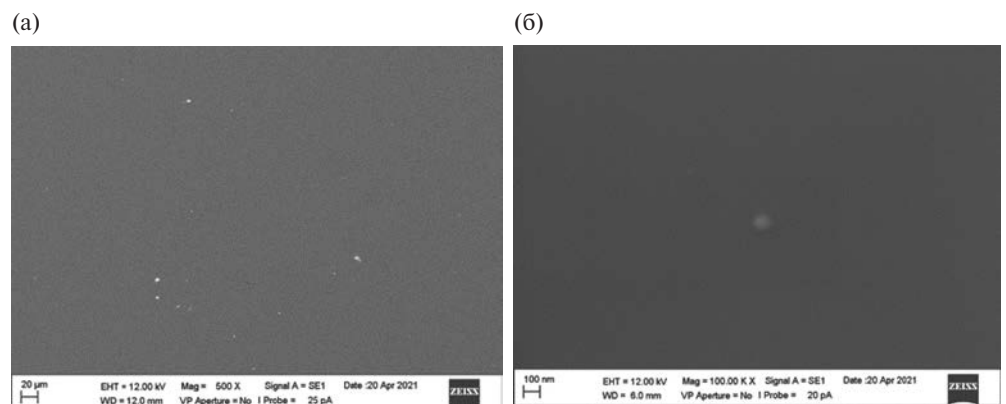


Рис. 3. Изображение пленки Ni на кварце, полученное на электронном микроскопе: а) — увеличение 500 $\times$; б) — увеличение 100 000 $\times$.

областей слоя никеля размером $\approx 600 \times 400$ мкм (см. рис. 3а) и $\approx 1.7 \times 2.5$ мкм (см. рис. 3б). Эти изображения показывают, что напыленные слои никеля имеют однородную поверхностную структуру на разном пространственном масштабе. Наблюдаемые на изображениях отклонения редки и имеют небольшие размеры по сравнению с площадью поверхности наблюдения.

Толщина слоев никеля контролировалась с помощью изображений, полученных на автоматизированном атомно-силовом микроскопе NEXT II, имеющем атомарное разрешение (рис. 4). Измерялась величина ступеньки на “пластине-свидетеле” (см. рис. 2). На рис. 4а показано изображение пластины-свидетеля вблизи края напыления (слева — слой Ni, справа — поверхность кварцевой

пластины), а также профиль по толщине пленки никеля вблизи ее края (рис. 4б). Между указанными на рис. 4а синими треугольниками измерялась толщина напыления Ni (DY). Как видно из рис. 4б, неоднородности на поверхности пленки Ni много меньше et -толщины.

Изображения, полученные на сканирующем электронном и атомно-силовом микроскопах, показывают высокое качество никелевых пленок, используемых в качестве мишеней для облучения сверхмощным потоком мягкого рентгеновского излучения Z-пинча на установке “Ангара-5-1”.

Схема расположения мишени и диагностических средств в экспериментах по исследованию спектральных свойств плазмы, представленная на рис. 5, подробно описана в наших публикациях [20, 21].

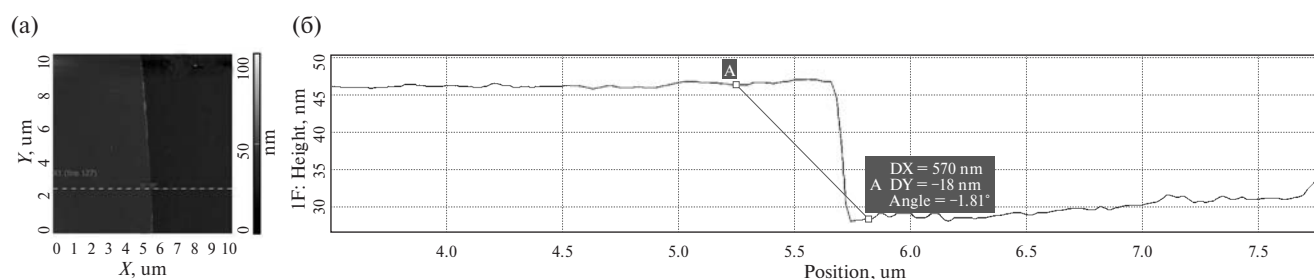


Рис. 4. Результаты исследования “пластины-свидетеля” на атомно-силовом микроскопе NEXT II: а) – изображение ступени на “пластине-свидетеле” (слева поверхность слоя Ni, справа поверхность кварцевой пластины); б) – сечение по штриховой линии указанной на рис. 4а; синие треугольники на этом рисунке отмечают положения на пленке, между которыми измеряется разность высот.

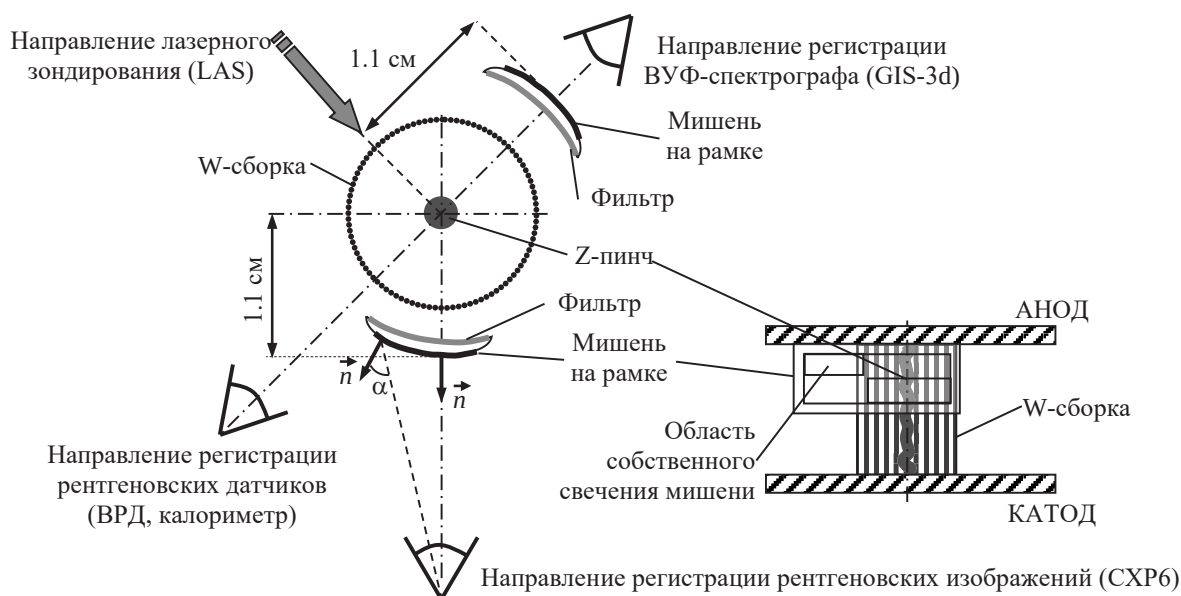


Рис. 5. Схема размещения диагностических методик: рентгеновской камеры СХР6, ВУФ-спектрографа GIS-3d, набора вакуумных рентгеновских диодов (ВРД), калориметра и лазерного теневого зондирования LAS и мишени относительно источника МРИ (Z-пинча) в экспериментах по исследованию спектрального пропускания плазмы мишеней.

В этой схеме исследуемые мишени на диэлектрических рамках-держателях располагаются на равном расстоянии 1.1 см от источника излучения Z-пинча. Одна из рамок, с двумя отверстиями (см. рис. 1а), всегда устанавливалась на направлении регистрации спектрографа, вторая рамка-держатель с одним отверстием — на направлении перпендикулярном лазерному зондированию, либо на направлении регистрации рентгеновских изображений, как показано на рис. 5.

Основные методы диагностики плазмы, используемые в этих экспериментах: ВУФ-спектроскопия разлетающейся плазмы мишени с пространственным и временным разрешением [26], десятикадровый рентгеновский регистратор СХР6 на основе микроканальной пластины (МКП) и дальнейшей компьютерной обработки полученных изображений [19] и система лазерного теневого зондирования [20, 21].

Дифракционный спектрограф скользящего падения GIS-3d с пространственным разрешением в аксиальном направлении (вдоль оси пинча) позволяет получить спектры падающего на мишень излучения, спектр прошедшего плазму мишени излучения и собственное излучение плазмы мишени одновременно на одном кадре рентгеновского регистратора на основе микроканальной пластины.

В спектрографе установлена вогнутая сферическая дифракционная решетка размером 30×40 мм с золотым покрытием, радиусом кривизны 2 м и углом блеска 2°, имеющая 600 штрих/мм. Спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda$ спектрографа GIS-3d составляет ~100, пространственное разрешение составляет около 250 мкм для энергии фотонов более 100 эВ, время экспозиции кадров — 1.5 нс, временной промежуток между кадрами 5 нс.

Учет вклада высших порядков отражения решетки был необходим при восстановлении спектров излучения и проводился на основе экспериментальной проверки вклада во второй и третий порядки отражения. Обратная задача восстановления исходного спектра излучения решалась с помощью разработанного итерационного метода [26].

На рис. 6 представлено изображение одного из кадров на экране регистратора с этими спектрами, полученными в выстреле № 7052 в момент максимума облучающего импульса МРИ. Мишень из слоя Ni толщиной 0.040 мкм на пленке майлара толщиной 0.6 мкм была помещена на рамке, которая представлена на рис. 1. Спектр собственного излучения $I_{\text{соб}}$ плазмы мишени, сформированной в отверстии 1 (см. рис. 1а), обозначен цифрой 3 на рис. 6, аналогично спектр излучения $I_{\text{пр}}$, прошедшего плазму мишени через отверстие 2, обозначен цифрой 2, спектр излучения $I_{\text{пинч}}$, падающего на мишень, и проходящего между рамкой и катодом, обозначен цифрой 1.

В экспериментах измеряемыми спектральными величинами являются падающее на мишень излучение $I_{\text{пинч}}$, ослабленное излучение, прошедшее через плазму мишени $I_{\text{пр}}$, собственное излучение плазмы мишени $I_{\text{соб}}$. Кроме того, измерялся $I_{\text{ф}}$ — фоновый сигнал, регистрируемый на МКП-регистраторе вне изображений спектров. Полученные на одном кадре спектры излучения $I_{\text{пинч}}$, $I_{\text{пр}}$, $I_{\text{соб}}$ и $I_{\text{ф}}$ позволяют определить коэффициент пропускания $K(\lambda)$ плазмы мишени по формуле (1) в момент, когда был получен этот кадр.

$$K(\lambda) = \frac{[I_{\text{пр}}(\lambda) - I_{\text{ф}}(\lambda)] - [I_{\text{соб}}(\lambda, \phi = 0) - I_{\text{ф}}(\lambda)]}{I_{\text{пинч}}(\lambda) - I_{\text{ф}}(\lambda)}, \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения.

Для кадровой регистрации изображений в наносекундном диапазоне длительностей излучающего объекта в собственном рентгеновском излучении на установке “Ангара-5-1” используется десятикадровая рентгеновская камера СХР6 с экспозицией кадров около 1 нс. Зарегистрированные камерой СХР6 изображения плазмы являются интегральными в области ее спектральной чувствительности [20].

Временные промежутки между кадрами были 2 нс для более точного определения момента возникновения, индуцированного рентгеновским излучением изменения пропускания плазмы

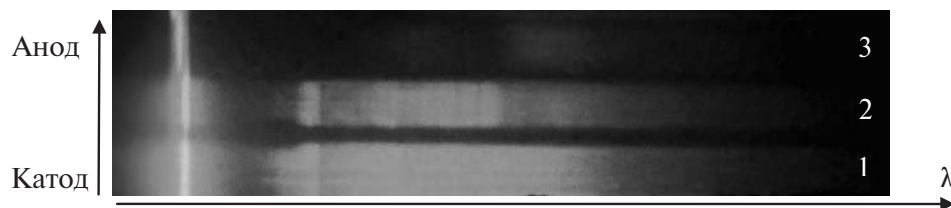


Рис. 6. Изображение на экране регистратора спектра, полученное в выстреле № 7052, в момент максимума облучающего импульса МРИ: 1 — спектр облучающего мишень излучения $I_{\text{пинч}}$, 2 — спектр прошедшего плазму мишени излучения $I_{\text{пр}}$, 3 — спектр собственного излучения плазмы мишени $I_{\text{соб}}$.

лавсановой пленки. На каждом из 10-кадровых изображений построены радиальные распределения интегральной (по спектру) интенсивности прошедшего через плазму мишени излучения и падающего на мишень.

С учетом фона каждое кадровое изображения позволяет определить усредненный по длине волны и радиусу (в пределах чувствительности камеры СХР6) коэффициент пропускания $K_{\mu}(t)$ рентгеновского излучения пинча плазменным слоем мишени [21]. По результатам многокадровой регистрации рентгеновских изображений были получены также временные зависимости интенсивности собственного рентгеновского излучения плазмы мишеней на фронтальной и тыльной сторонах облучаемых мишеней [20].

Расположение облучаемой фольги на двух противоположных рамках (рис. 5) относительно источника излучения позволяло исследовать динамику разлета плазмы одновременно на фронтальной и тыльной сторонах мишеней по лазерным теневым изображениям. Рамки держателей мишени были изогнуты по цилиндрической поверхности, а луч лазера был направлен по касательной к поверхности цилиндра, что позволило исключить краевые эффекты.

Лазерное зондирование осуществляли в радиальном направлении световым пучком Nd: YAG-лазера на $\lambda = 532$ нм тремя последовательными по времени импульсами лазерного излучения с регистрацией кадров на ПЗС-матрицы трех фотоаппаратов. В нашей постановке экспериментов граница непрозрачной плазмы, видимая на лазерных изображениях, соответствовала уровню электронной плотности $n_e \sim (1-5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и была обусловлена рефракцией. Непрозрачность за счет поглощения лазерного излучения в плазме при данных параметрах должна наступать при $n_e \sim (0.7-1) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Пространственное разрешение лазерной диагностики по объекту было не хуже 50–100 мкм, время экспозиции лазерным пучком — около 0.1 нс на полувысоте лазерного импульса. Ошибка измерения скорости связана в основном с пространственным разрешением лазерных теневых изображений и составляет (6–8) км/с. Энергия лазерного импульса составляет $\sim 8-10$ мДж суммарно на три кадра. Время задержки между кадрами варьирует от 8 до 13 нс.

Для определения коэффициента пропускания по формуле (1) спектры излучения Z-пинча, падающего на рамку с мишенью (в прианодной области) и прошедшего мимо (в прикатодной области), должны быть одинаковыми. Для проверки этого условия были проведены специальные эксперименты, ре-

зультаты которых показали, что для энергий квантов в интервале регистрации ВУФ-спектрографа для времен $t-t_{\text{max}} \in (-6, +15)$ нс (время указано относительно пика облучающего импульса) спектральный состав источника излучения одинаков вдоль его высоты [21].

Под воздействием облучающего мишень импульса вещество рамки-держателя также превращается в плазму и разлетается, частично перекрывая плазму мишени у границ смотровых (диагностических) отверстий. Чтобы уменьшить влияние рамки на измерение коэффициента пропускания в наших экспериментах использовались рамки-держатели мишени из полипропилена, так как полипропилен имеет малое среднее значение атомного номера $Z_{\text{сред}} \approx 2.7$ [21], что обеспечивает высокую прозрачность образованной из него плазмы в рассматриваемом диапазоне длин волн.

Для определения корректности измерения коэффициента пропускания рентгеновского излучения плазмой были проведены эксперименты, в которых исследовалось пропускание веществ в холодном состоянии в диапазоне мягкого рентгеновского излучения: от 20 до 300 Å.

В качестве “холодных мишеней” в серии экспериментов были использованы майлар, алюминий, золото, а также мишени для облучения, установленные на большом расстоянии 1215 мм от источника излучения. Толщины мишеней были определены производителями и проверены перед проведением эксперимента.

В этих экспериментах пространственные щели, формирующие изображения на 1-м и 2-м кадрах МКП закрывались “холодными мишенями”. Пространственная щель, формирующая изображение на 3-м кадре оставалась открытой, чтобы зарегистрировать спектр источника облучения мишеней. Все три кадра спектрографа GIS-3d регистрировались в одно время. Одновременная регистрация спектров на трех кадрах спектрографа давала гарантию, что падающее на мишень излучение всегда точно регистрируется на 3-м кадре, причем излучение пинча по всей его высоте, а прошедшее через холодные мишени излучение на 1-м и 2-м кадрах.

В качестве примера рассмотрим результаты экспериментов по измерению спектральной зависимости коэффициента пропускания холодного алюминия. В случае с алюминиевой мишенью существует расхождение между данными онлайн-базы Центра рентгеновской оптики Национальной лаборатории Лоуренса Беркли (CXRO LBL) и опубликованными недавно измерениями непрозрачности Al в диапазоне энергий фотонов между плазменной

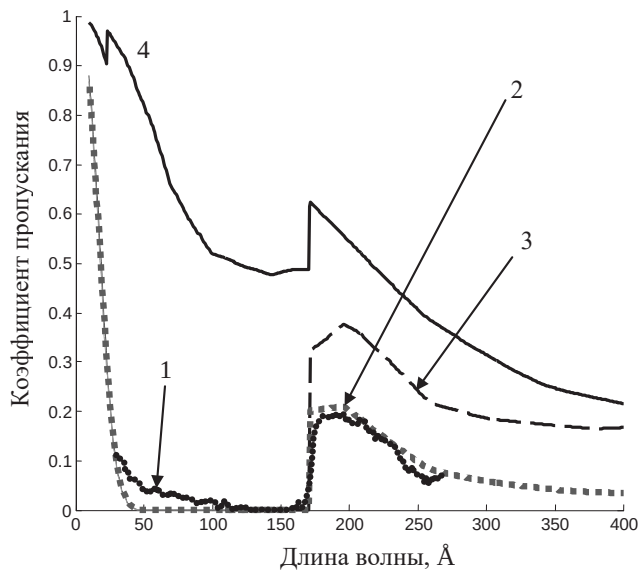


Рис. 7. Сравнение данных онлайн-базы CXRO LBL по пропусканию Al с экспериментальными данными: выстрел № 6570, время регистрации $t_p = -1$ нс. Кривая 1 — экспериментальные данные (толщина Al 0.75 мкм), кривая 2 — данные CXRO LBL (толщина Al 0.7285 мкм и оксидный слой толщиной 200 Å), кривая 3 — данные CXRO LBL (толщина Al 0.75 мкм), кривая 4 — данные CXRO LBL (оксидный слой Al_2O_3 толщиной 200 Å).

частотой Al при 15 эВ (≈ 827 Å) и L -краем Al при 73 эВ (≈ 170 Å) [27, 28]. Используя нашу методику измерения коэффициента пропускания, удалось с хорошей точностью измерить его для фольги Al толщиной 0.75 мкм, и сравнить с опубликованными результатами и данными интернет-ресурса [29], поддерживаемого CXRO LBL (рис. 7). Измерения показали хорошее совпадение полученных значений коэффициента пропускания Al в ВУФ-диапазоне с данными онлайн-базы CXRO LBL.

Результаты, представленные на рис. 7, показывают важность учета оксидного слоя, который образуется на поверхности металла, находящейся на воздухе. Известно [30], что на поверхности Al, хранящегося при комнатной температуре на воздухе длительное время, образуется тонкая аморфная пленка оксида алюминия толщиной порядка 100 Å, которая в диапазоне ВУФ-излучения имеет значительный коэффициент поглощения (кривая 4 на рис. 7).

Так как наши мишени хранились именно в таких условиях, то для сравнения с экспериментальными результатами были взяты данные CXRO LBL для чистого Al, толщиной 0.7285 мкм (из материала выше этой толщины, до 0.75 мкм, образовалось два слоя оксида Al_2O_3 , толщиной по 100 Å на каждой из сторон Al-пленки) и оксида Al_2O_3 , толщи-

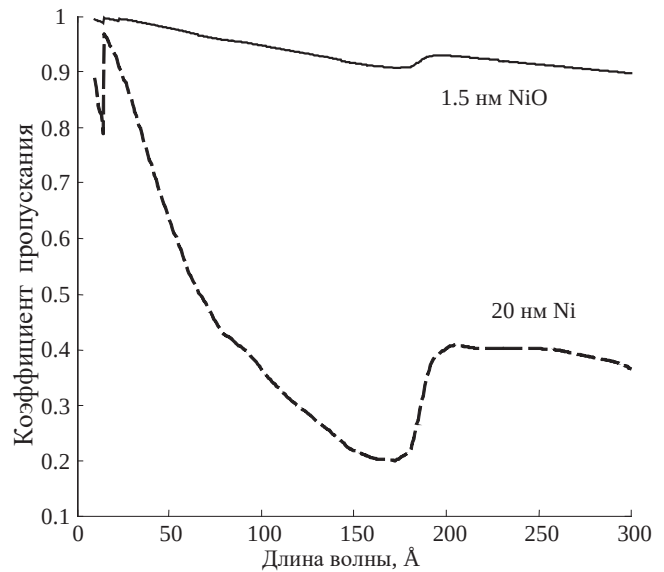


Рис. 8. Коэффициент пропускания ВУФ-излучения оксидных пассивирующих слоев NiO (15 Å) на поверхности пленок Ni (20 нм). Данные онлайн-базы CXRO LBL.

ной по 200 Å. Таким образом построена кривая 2 на рис. 7. Полученная по данным онлайн-базы CXRO LBL, в пределах погрешности она совпадает с экспериментальной кривой 1 в диапазоне длин волн от 30 Å до 270 Å. Сравнение кривых 2 и 3 показывает, насколько сильно изменяется коэффициент поглощения из-за наличия оксидного слоя на поверхности алюминиевой пленки.

Отметим отдельно, что коэффициент пропускания Al был получен практически в момент максимума импульса мягкого рентгеновского излучения, время регистрации спектров $t_p = -1$ нс. Совпадение экспериментальных данных с данными CXRO LBL означает, что регистрирующая система спектрографа работает в линейном режиме при регистрации падающего на мишень излучения Z -пинча мультитераватной мощности.

Так как на поверхности металлов, в том числе Al, Ni, In, Sn, Bi с которыми проводились эксперименты по исследованию коэффициента пропускания их плазмы, всегда образуется пассивирующий оксидный слой, способный оказывать заметное влияние на прозрачность плазмы мишени в ВУФ-излучении, его следует учитывать при обработке экспериментальных данных. Однако влияние оксидной пленки на коэффициент пропускания для разных материалов существенно различается.

В случае Al область прозрачности (≥ 170 Å) совпадает с областью сильного поглощения атомов кислорода, что приводит к заметному падению коэффициента пропускания пленок Al с оксидным слоем

на их поверхности (см. рис. 7). Сведения о толщине слоя пассивации на никеле ограничены. По данным [31] пассивирующие слои на тончайшей никелевой фольге имеют толщину порядка $15 \text{ \AA}$. На рис. 8 представлены коэффициенты пропускания слоя Ni толщиной 20 нм (наименьшая толщина слоя Ni, который использовался в наших экспериментах) и слоем оксида NiO на нем толщиной 1.5 нм.

При расчете кривой коэффициента пропускания оксидного слоя NiO на рис. 8 использовали его толщину $15 \text{ \AA}$ [31], так как слой Ni был нанесен на майларовую фольгу, и оксид образовывался только на одной стороне. На фольге из Al оксид образуется на каждой стороне, поэтому в расчетах используется суммарный слой толщиной $200 \text{ \AA}$ (см. рис. 7).

Из рис. 8 следует, что в случае Ni, металл имеет значительное пропускание в области $\lambda \leq 60 \text{ \AA}$, где кислород практически не поглощает. В той же области длин волн, где поглощает кислород, сами металлы также имеют очень высокий коэффициент поглощения. Таким образом, в ВУФ-диапазоне излучения вклад слоя поверхностного оксида Ni многократно меньше вклада слоя Ni в поглощение, и мы его не учитываем.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В этом разделе представлены результаты серии экспериментов по исследованию коэффициента пропускания мишеней с Ni-слоем различной толщины методами рентгеновской спектроскопии (GIS-3d) и многокадровой регистрации рентгеновских изображений (СХР6).

В этой экспериментальной серии были получены результаты схожие с результатами экспериментов с Al-, Sn-, In-, Bi- и Au-мишенями [17–21]: также наблюдается индуцированное излучением увеличение прозрачности плазмы в диапазоне $\lambda \in (40, 150) \text{ \AA}$.

На рис. 9 представлен временной профиль мощности облучающего импульса излучения Z-пинча длительностью $\approx 9 \text{ нс}$ с пиковой мощностью $\approx 7 \text{ ТВт}$ и полной энергией излучения $\approx 84 \text{ кДж}$ в эксперименте № 7052. Стрелками указаны моменты регистрации спектров и определения коэффициента пропускания плазмы мишени по формуле (1).

Ниже, на рис. 10а для сравнения с коэффициентом пропускания “холодной мишени” приведены спектральные зависимости коэффициента пропускания плазмы мишени $K(\lambda, t_i)$ со слоем Ni (40 нм) в разные моменты t_i относительно момента t_{max} пиковой мощности МРИ: $t_i - t_{\text{max}} = -5, 0, +5 \text{ нс}$ и представлено сравнение коэффициентов пропускания вблизи максимума облучающего импульса

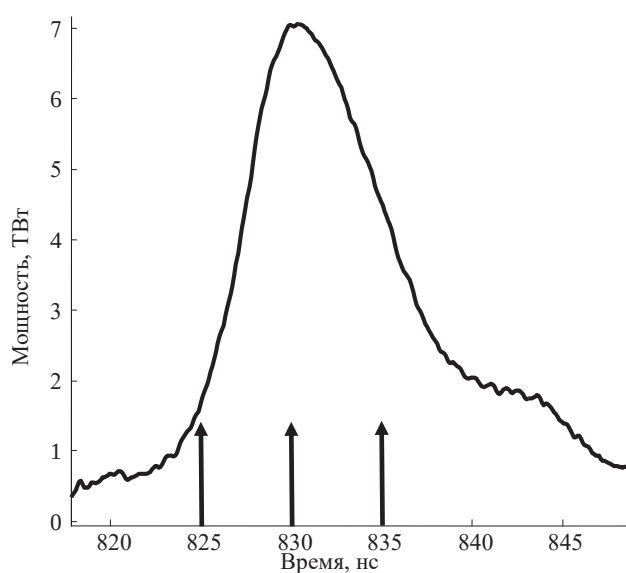


Рис. 9. Выстрел № 7052: мишень Ni+My (40 нм+0.6 мкм), временной профиль мощности облучающего импульса излучения Z-пинча, время регистрации спектров ($t_i - t_{\text{max}} = -5, 0, +5 \text{ нс}$) указано стрелками.

Z-пинча двухслойных мишеней с разной толщиной Ni-слоя (рис. 10б).

Из рис. 10а следует, что увеличение прозрачности плазмы мишени по сравнению с “холодным” пропусканием мишени в спектральном диапазоне $\lambda \in (60, 140) \text{ \AA}$, представленном на этом рисунке, начинается уже на стадии предимпульса излучения. За 5 нс до пика мощности облучающего импульса коэффициент пропускания мишени возрастает многократно: от 0.02–0.03 для “холодной мишени” до 0.15–0.20 для плазмы мишени.

К моменту пика облучающего импульса коэффициент пропускания плазмы мишени увеличивается еще в несколько раз, до 0.5–0.6 в более широком спектральном диапазоне $\lambda \in (20, 160) \text{ \AA}$. В майларовой пленке, на которой нанесен слой металла, содержится кислород, поэтому в спектре собственного излучения плазмы мишени в выстреле № 7052 регистрируются линии поглощения ионов кислорода O^{5+} на длинах волн $\approx 116 \text{ \AA}$, которые попадают в рабочий диапазон спектрографа и относятся к переходам $2s \rightarrow 4p$.

Зависимости коэффициента пропускания $K_p(\lambda, t_i)$ плазмы мишеней с разной толщиной слоя никеля от 20 до 62 мкм вблизи момента пиковой мощности МРИ t_{max} представлены на рис. 10б. Там же для сравнения показан коэффициент пропускания $K_p(\lambda)$ мишени со слоем никеля толщиной 20 мкм в “холодном” состоянии. Видно, что коэффициент пропускания $K_p(\lambda, t_i)$ плазмы более тонких мишеней больше, а индуцированное внешним излучением

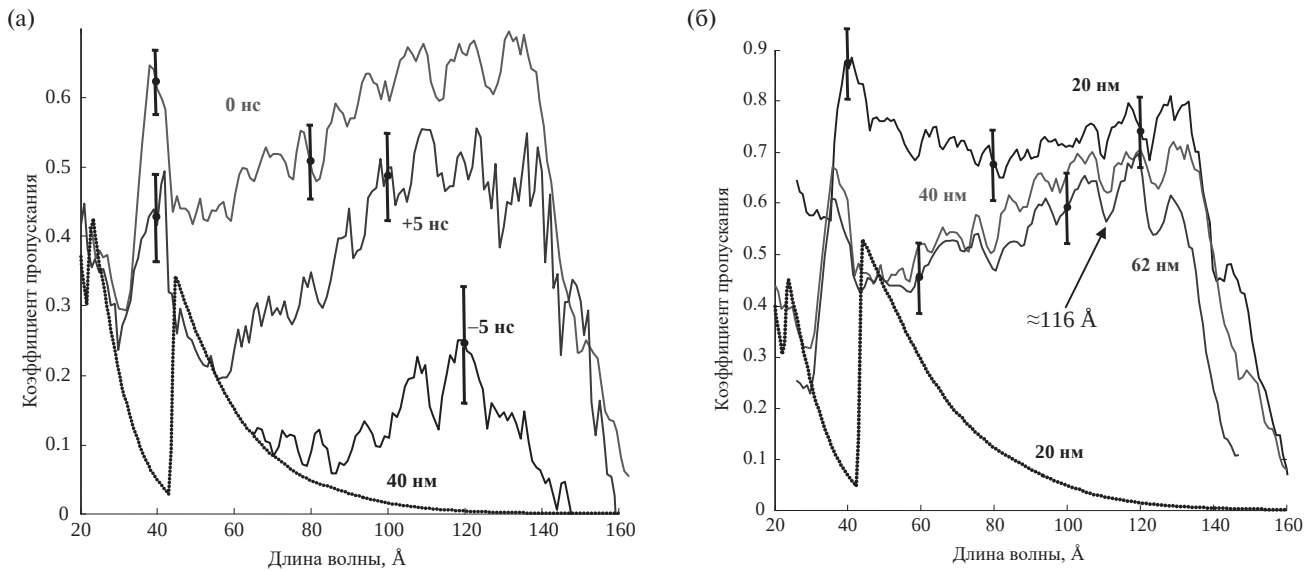


Рис. 10. Сравнение коэффициентов пропускания двухслойных мишеней и коэффициента пропускания “холодной мишени”: а) – выстрел № 7052, мишень Ni*+Му (40 нм+0.6 мкм), время регистрации спектров указано на графике; б) – коэффициенты пропускания двухслойных мишеней Ni*+Му вблизи максимума импульса МРИ при различной толщине Ni-слоя мишени (толщина слоя никеля указана на рисунке, толщина Му 0.6 мкм). Коэффициент пропускания “холодной мишени” изображен кривой, состоящей из отдельных точек.

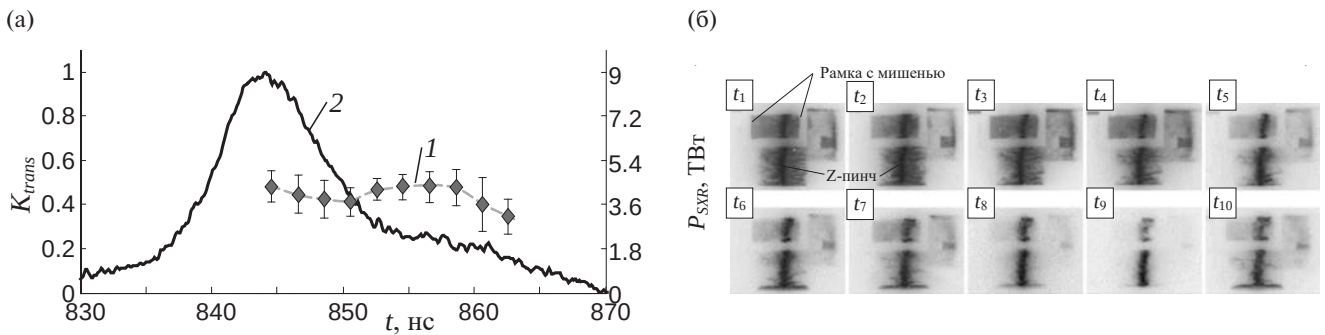


Рис. 11. а) Интегральный по спектру коэффициент пропускания $K_r(t)$ плазмы двухслойной мишени (Ni*+Му, 42 нм + 0.6 мкм, выстрел № 6778) по данным многокадровой регистрации рентгеновских изображений рис. (б). Временные зависимости: 1 – коэффициента пропускания $K_r(t)$ плазмы мишени; 2 – мощности МРИ в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ; б) – рентгеновские кадровые изображения свечения плазмы Z-пинча падающего на мишень (вблизи катода) и проходящего сквозь нее (вблизи анода). Экспозиции кадров t_1-t_{10} – около 1 нс. Анод – вверху, катод – внизу.

увеличение $K_r(\lambda, t_i)$ для исследованной толщины слоев Ni существенно превышает $K_r(\lambda)$ для “холодного” слоя Ni такой же толщины.

С помощью многокадровой регистрации рентгеновских изображений (СХР6) была определена временная зависимость интегрального по спектру коэффициента пропускания $K_r(t)$. На рис. 11а показаны его значения $K_r(t_i)$ в 10 моментов t_i и среднее значение аппроксимационной кривой 1, полученные путем обработки рентгеновских кадровых изображений рис. 11б [21].

Из рис. 11а видно, что вблизи максимума $t_i - t_{\max} \in (0, +5)$ нс импульса мощности МРИ интегральный по спектру ($\lambda \in [37, 140]$ Å) коэффи-

циент пропускания $K_r(t)$, полученный по данным многокадровой регистрации рентгеновских изображений, имеет величину $\sim 0.4-0.5$, что соответствует диапазону значений коэффициента пропускания плазмы мишени $K_r(\lambda, t_i)$, полученному с помощью спектрографа GIS-3d по формуле (1), в этом временном интервале (см. рис. 10а). Экспериментальные данные, полученные двумя независимыми диагностиками, показали количественное совпадение.

Собственное излучение плазмы Ni-мишени проявляет те же свойства, что и для Bi-, Au-, In-, Sn-мишеней: регистрируется за несколько наносекунд до пика импульса ВУФ-излучения, имеет максимальную интенсивность через 2–4 нс после

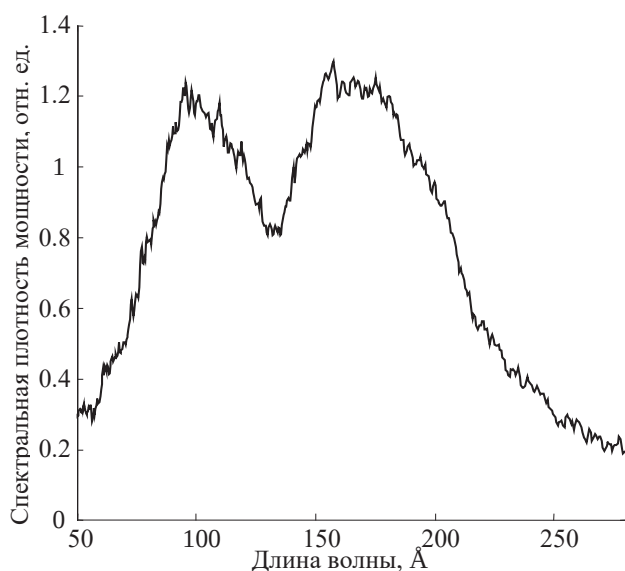


Рис. 12. Спектральная плотность мощности собственного излучения Ni-мишени (толщина Ni 20 нм или 17.8 мкг/см²) в выстреле № 6777. Время регистрации спектра $t_p - t_{\max} = +3$ нс относительно пика импульса облучения.

пика ВУФ-излучения, и быстро, в течение 7—9 нс падает в e раз от максимального значения [20].

На рис. 12 представлена спектральная плотность мощности собственного излучения плазмы двухслойной мишени (со слоем Ni 20 нм), измеренная под углом 49° к нормали *et* тыльной стороны, как схематически показано на рис. 1. Собственное излучение плазмы мишени в выстреле № 6777 зарегистрировано в момент $t_p - t_{\max} = +3$ нс относительно пика импульса ВУФ-излучения.

В спектрах собственного излучения Ni-мишени вблизи максимума МРИ регистрируются широкие полосы излучения в области длин волн 80—90 Å и 160—180 Å, которые определяются излучением плазмы Ni. Интенсивность собственного излучения плазмы тыльной стороны мишени из слоя майлара с низкой излучательной способностью мала по сравнению с собственным излучением плазмы Ni на фронтальной стороне мишени [20, 21]. При этом плазма, образованная из слоя майлара, является фильтром для собственного рентгеновского излучения плазмы из Ni.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ АБЛЯЦИИ МИШЕНИ

Для численного моделирования нагрева, расширения и собственного излучения мишени, состоящей из слоя никеля на лавсановой пленке и облучаемой Z-пинчем, использовался двумерный радиационный газодинамический код RALEF-2D. Он регулярно применялся для моделирования экспериментов,

проводимых на установке “Ангара-5-1” [20] и детально описан в работах [32, 33].

В нем рассчитывается движение плазмы мишени в рамках двумерной гидродинамики с учетом теплопроводности и спектрального переноса теплового излучения. При этом учитывается, что интенсивность излучения в каждой пространственно-временной точке зависит от энергии фотонов и от направления в трехмерном пространстве. Нагрев и охлаждение вещества за счет излучения рассматриваются согласованно путем расчета спектрального переноса излучения в этом веществе.

Перенос излучения рассматривается в каждый момент времени в рамках стационарного уравнения переноса с рассчитанными заранее по коду THERMOS [34] спектральными пробегами фотонов, считая функцию спектральной плотности энергии излучения источника планковской.

В коде RALEF-2D для описания уравнений состояния используется модель FEOS [35, 36]. При расчете уравнения состояния майлара в данной работе использовалось упрощающее предположение, что майлар состоит из одного элемента — углерода, но с параметрами нормального состояния, соответствующими реальным свойствам майлара. Погрешность такого приближения в диапазоне температур и плотностей, характерных для данного исследования, лежит в пределах общих погрешностей модели FEOS.

По этой модели рассчитываются давление, удельная внутренняя энергия и теплоемкость плазмы. Эта часть кода выдает также локальную степень ионизации (для майлара — степень ионизации атомов углерода), которая используется при расчете коэффициента теплопроводности. Детальный ионизационный состав плазмы (для майлара — уже с учетом его реального химического состава), требуемый для определения ее оптических свойств при заданных температуре и плотности, рассчитывался независимо внутри кода THERMOS.

В рамках нашей работы, перед тем как приступить к гидродинамическому моделированию облучаемых мишеней с помощью кода RALEF, по программе THERMOS были специально рассчитаны и подготовлены к использованию в RALEF таблицы оптических свойств никеля и майлара.

Параметры импульса излучения Z-пинча, греющего мишень в проведенных по RALEF расчетах, были максимально приближены к параметрам импульса МРИ в экспериментах на установке “Ангара-5-1” (рис. 13).

Расчетный импульс представляет собой суперпозицию трех компонент с разными спектрами и временными профилями: длительный

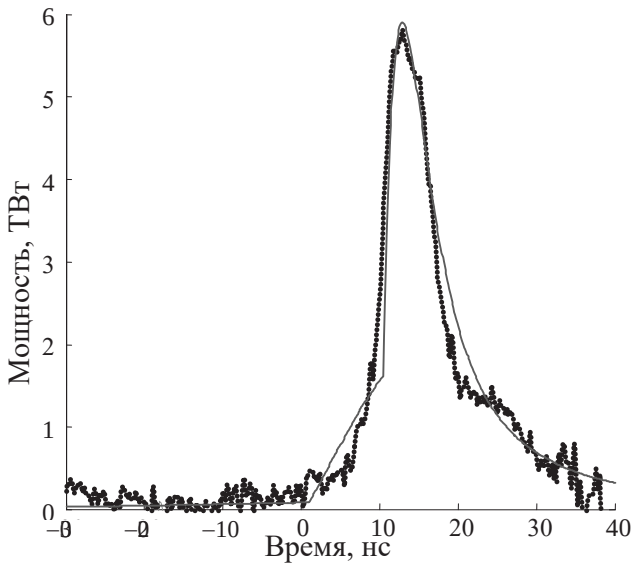


Рис. 13. Временной профиль полной мощности греющего импульса МРИ в расчете А (сумма трех компонент $P_1 + P_2 + P_3$, сплошная линия), полученный путем аппроксимации экспериментальных значений (точки на графике) мощности излучения (выстрел № 6777). Для получения освещенности на поверхности мишени надо показанную на этом рисунке полную мощность умножить на коэффициент 0.065 см^{-2} . Начало отсчета времени выбрано произвольно.

предымпульс, основной импульс и падающая часть импульса.

Основная компонента № 2 соответствует узкому пику более коротковолнового излучения. В то же время более мягкая компонента № 1, обеспечивает плавное затухание излучения пинча после компоненты № 2. Кроме того, компонента № 1 сопрягает начало главного импульса с длительным предымпульсом (компонента № 3). Заданный суперпозицией трех планковских компонент поток греющего излучения постепенно, но сильно меняет со временем свой спектр. Далее приведены формулы, описывающие все эти компоненты.

1. Первая компонента (падающая часть импульса) имеет спектр планковского вида с температурой 45 эВ. Временной профиль этой компоненты задается следующей формулой:

$$P_1(t > t_{10}) = \frac{(t - t_{10})/t_1}{1 + [(t - t_{10})/t_1]^4} P_{10};$$

$$P_1(t < t_{10}) = 0. \quad (2)$$

2. Вторая компонента (основной импульс) греющего излучения соответствует планковскому спектру с температурой 70 эВ. Временной

профиль ее мощности описывается следующим выражением:

$$P_2(t > t_{20}) = P_{20} \frac{t - t_{20}}{t_2} \exp\left(-\frac{t - t_{20}}{t_2}\right);$$

$$P_2(t < t_{20}) = 0. \quad (3)$$

3. Третья компонента (предымпульс) греющего излучения соответствует планковскому спектру с температурой 20 эВ. Временной профиль ее мощности описывается выражением

$$P_3(t > 0) = P_{30} \frac{t/t_3 + C_1(t/t_3)^4}{1 + (t/t_3)^8}. \quad (4)$$

Были выполнены расчеты А и В с двумя заметно отличающимися наборами параметров импульса греющего излучения для выявления их влияния на коэффициент пропускания возникающей плазмы мишени для излучения ВУФ-диапазона. Они соответствовали параметрам выстрелов № 6777 и № 6800, в которых пиковая мощность импульса МРИ составляла 5.7 и 9.2 ТВт соответственно.

Греющему импульсу, аппроксимирующему эксперимент № 6777, соответствовали такие значения параметров (расчет А): $t_{10} = 66 \text{ нс}$, $t_1 = 17.5 \text{ нс}$, $P_{10} = 0.198 \text{ ТВт/см}^2$, $t_{20} = 75.5 \text{ нс}$, $t_2 = 2.3 \text{ нс}$, $P_{20} = 0.723 \text{ ТВт/см}^2$, $t_3 = 85 \text{ нс}$, $C_1 = 1.66$, $P_{30} = 4.7 \text{ ГВт/см}^2$. Полная плотность энергии компоненты 1 – 2.72 кДж/см^2 . Полная плотность энергии компоненты 2 равна 1.66 кДж/см^2 . Полная плотность энергии компоненты 3 равна 0.5 кДж/см^2 , а до начала следующей компоненты, т.е. на интервале времени $0 < t < t_{10}$ эта компонента греющего излучения содержит 0.15 кДж/см^2 .

Пиковая плотность мощности падающего на фольгу греющего излучения достигается в момент $t = t_{\max} = 77.9 \text{ нс}$ и составляет 0.384 ТВт/см^2 . Временной ход полной, проинтегрированной по спектру мощности излучения пинча, использованный в этих расчетах для моделирования выстрела № 6777, показан на рис. 13.

Греющему импульсу, аппроксимирующему эксперимент № 6800, соответствовали такие значения параметров (расчет В): $t_{10} = 66 \text{ нс}$, $t_1 = 20 \text{ нс}$, $P_{10} = 0.198 \text{ ТВт/см}^2$, $t_{20} = 76 \text{ нс}$, $t_2 = 2.7 \text{ нс}$, $P_{20} = 1.444 \text{ ТВт/см}^2$, $t_3 = 90 \text{ нс}$, $C_1 = 1.66$; $P_{30} = 4.7 \text{ ГВт/см}^2$. Полная плотность энергии компоненты 1 равна 3.11 кДж/см^2 . Полная плотность энергии компоненты 2 равна 3.9 кДж/см^2 . Полная плотность энергии компоненты 3 равна 0.5 кДж/см^2 , а до начала следующей компоненты, т.е. на интервале времени $0 < t < t_{10}$, эта компонента греющего

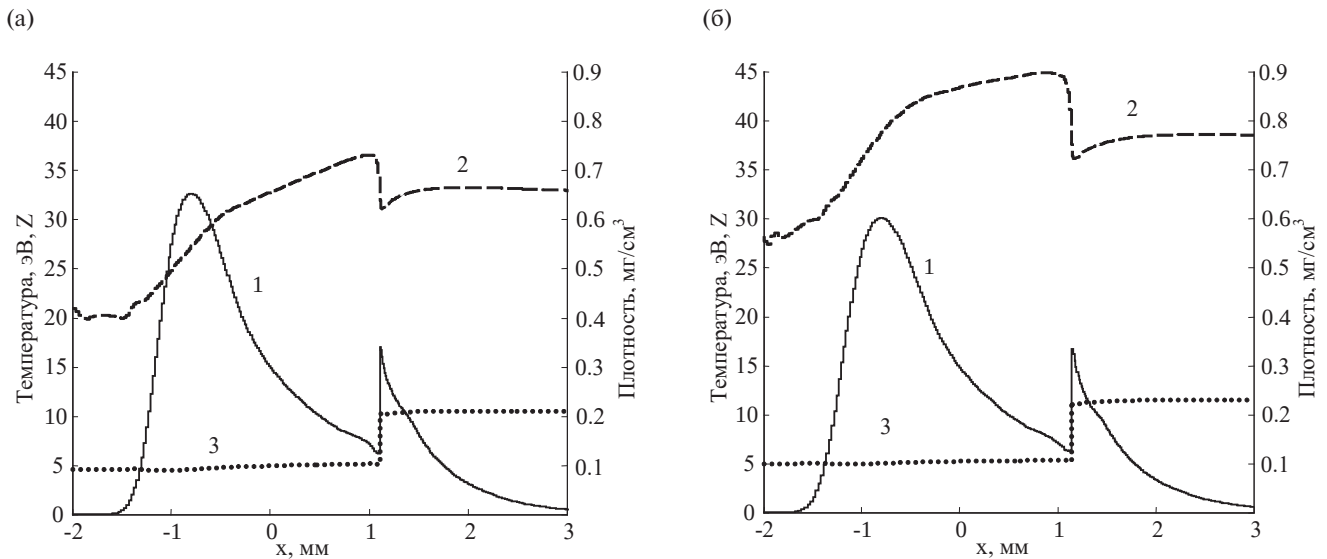


Рис. 14. Распределение параметров плазмы (плотности (1), температуры (2) и средней степени ионизации Z (3)) по сечению мишени Ni+Mu (20 нм + 0.6 мкм), слой никеля обращен к пинчу: а) — в расчете А на момент $t_{\max} + 0.1$ нс; б) — в расчете В на момент $t_{\max} + 0.2$ нс. Пинч находится справа. Начальное положение мишени $x = 0$ мм.

излучения содержит 0.15 кДж/см^2 . Пиковая плотность мощности падающего на фольгу греющего излучения достигается в момент времени $t = t_{\max} = 78.8 \text{ нс}$ и составляет 0.646 ТВт/см^2 .

Модельная конструкция мишени в расчетах А и В была выбрана одинаковой. Мишень состояла из пленки майлара толщиной 0.6 мкм с напылением слоя никеля толщиной 20 нм, который был обращен к пинчу.

Качественный характер динамики плазмы, возникающей от нагрева образца в вариантах А и В был такой же, как и в более ранних расчетах для других материалов (Al, Sn, In, Au) [17–21]. На рис. 14 показано пространственное распределение параметров плазмы по координате x перпендикулярно слою плазмы мишени на моменты времени $t = t_{\max} + 0.1 \text{ нс}$ (расчет А) и $t = t_{\max} + 0.2 \text{ нс}$ (расчет В) при облучении мишени импульсами разной мощности.

Проведенное численное моделирование показывает, что никель нагревается, превращается в газ и ионизуется за первые 5 нс. В результате слой никеля заметно расширяется перед началом воздействия основного импульса греющего излучения за счет большой длительности слабого предимпульса (компонента № 3). Скорость расширения в это время не велика, но большая длительность предимпульса приводит к заметному увеличению толщины слоя плазмы по отношению к исходной толщине никеля.

Основной греющий импульс (компонента № 2) приводит к сильному нагреву плазмы никеля до

температур порядка 33–40 эВ. Давление плазмы возрастает, что приводит к заметному ускорению разлета.

Физическая модель, используемая в данном моделировании, не принимает во внимание ни взаимную диффузию, ни перемешивание никеля и майлара, поэтому в результатах моделирования имеется резкая граница (контактный разрыв) между никелем и майларом, и эта граница отслеживается явно.

Скачок плотности на графике (см. рис. 14) показывает положение границы между плазмой майлара (слева) и никеля (справа). К моменту максимума облучающего импульса граница между материалами сместилась более, чем на 1 мм (рис. 14а, 14б) в направлении пинча, что свидетельствует о сдерживании разлета плазмы Ni плазмой майлара в направлении от источника греющего излучения.

Вследствие относительной краткости основного импульса плазма не успевает заметно расшириться по сравнению с тем, что было перед основным импульсом, а приобретенная дополнительная скорость разлета не очень велика. В этот период параметры плазмы меняются слабо, поэтому временной интервал $t - t_{\max} \in (0-10) \text{ нс}$, наиболее подходит для измерения оптических свойств плазмы Ni. Максимальная плотность плазмы никеля 334 мкг/см^3 на границе с майларом в момент максимума импульса МРИ находится в 1.11 мм (в расчете А в 1.15 мм) от исходного положения границы раздела ($x = 0$), электронная плотность при этом равна $n_e = 3.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$,

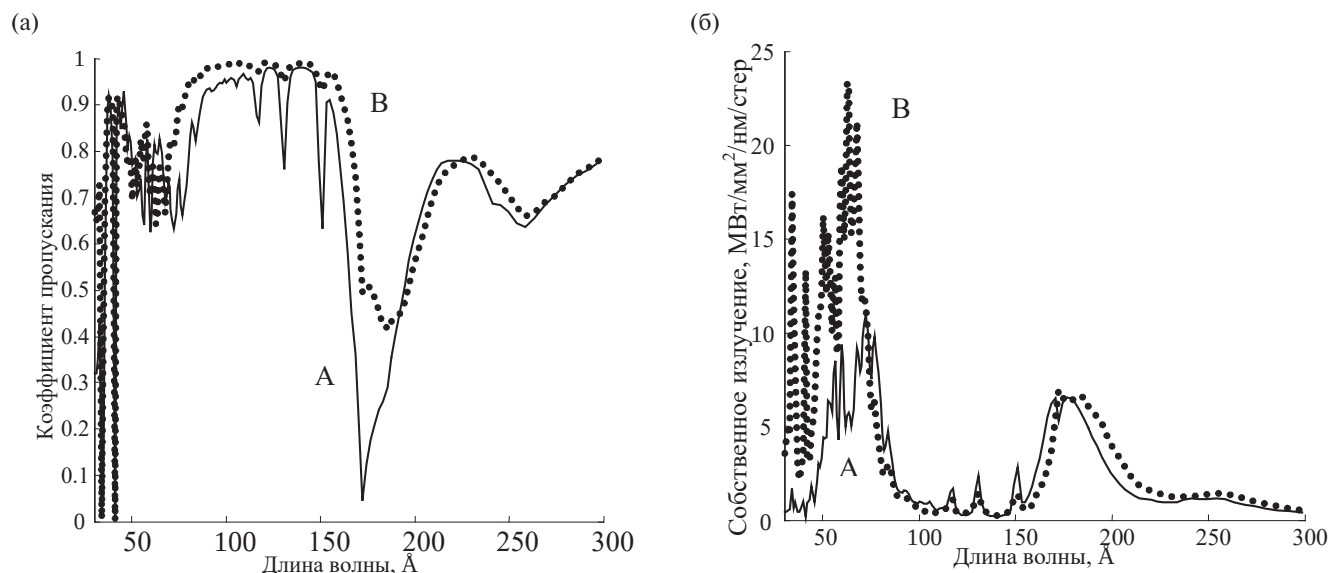


Рис. 15. Влияние параметров облучающего импульса на а) — спектральное пропускание, б) — спектральную плотность мощности собственного излучения плазмы мишени Ni+Mu (20 нм + 0.6 мкм). Расчет А — плотность мощности на мишени 0.384 ТВт/см², расчет В — плотность мощности на мишени 0.646 ТВт/см².

электронная температура $T_e = 38$ эВ (для расчета А соответственно 340 мкг/см³, $n_e = 3.1 \cdot 10^{19}$ см⁻³, $T_e = 32$ эВ), степень ее ионизации 11.3 (для расчета А — 10.3).

Скорость звука в майларе при сопоставимых температурах существенно выше, чем в Ni, поэтому майлар после главного импульса нагрева разлетается в сторону от пинча со скоростью заметно большей, чем разлетается Ni. Это создает реактивное воздействие на слой Ni, что приводит к ускорению в сторону пинча, так как массовые толщины слоев майлара (84 мкг/см²) и никеля (17.8 мкг/см²) отличаются почти в 5 раз. Поэтому смещение границы раздела Ni — Mu (см. рис. 14) существенно больше, чем это было в случае мишеней с веществами Sn, In, Au [20].

Параметры плазмы меняются не очень значительно при 1.5—2-кратном увеличении пиковой мощности (см. рис. 14). Такая вариация мощности включает практически все пуски установки. Вместе с тем это приводит к практически пропорциональному увеличению собственного излучения образца, что вполне закономерно. Качественный вид поглощательной способности образца от этого мало зависит.

При меньшей интенсивности имеет место неполный прогрев майлара, что приводит, в связи с этим, к большому вкладу майлара в поглощательную способность мишени. Кроме того, при увеличении мощности греющего импульса в 1.5—2 раза уменьшается интегральное поглощение мишени

в области et относительно высокой индуцированной прозрачности ~80—150 Å (рис. 15).

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При изучении спектральной зависимости пропускания нагретой плазмы важно знать ее состояние в момент измерения — ее температуру и плотность, скорость разлета. Измерить скорость разлета и оценить плотность можно по измерениям толщины слоя плазмы с помощью теневой лазерной диагностики.

Следует отметить, что плотность плазмы, при которой она становится непрозрачной для лазерного излучения видимого диапазона, много меньше максимальных ее значений вблизи начального положения пленки исследуемого материала. Однако сделать оценку средней скорости разлета все же возможно, а измеренные данные по динамике разлета плазмы мишени сравнить с расчетами.

На рисунке 16 представлены лазерные теневые изображения в выстреле № 6777 с мишенью Ni*+Mu (толщина Ni 20 нм) в три момента $t_p - t_{\max} = -3.5, +4.8, +17.5$ нс на которых зарегистрировано смещение плазмы относительно начального положения мишени путем совмещения изображений мишени перед выстрелом и во время него.

На лазерных теневых изображениях (см. кадры 1 и 2 на рис. 16, полученные вблизи максимума МРИ) видно, что смещение плазмы никеля на фронтальной стороне мишени относительно исходного положения границы раздела Ni/Mu заметно больше,

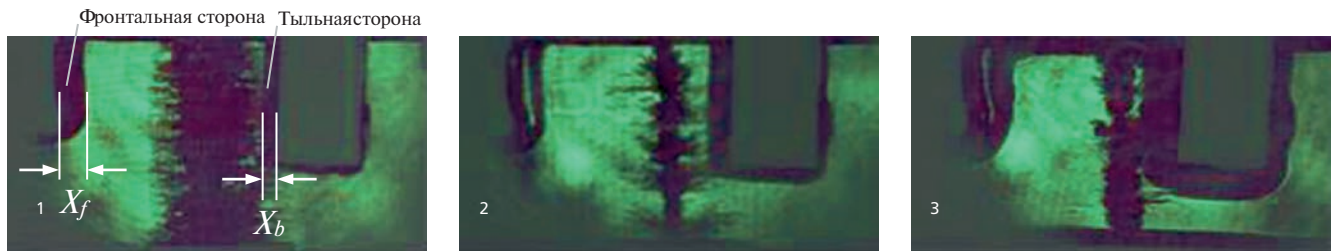


Рис. 16. Лазерные теневые изображения мишени $\text{Ni}^* + \text{Mu}$ (20 нм + 600 нм) в выстреле № 6777. На каждом изображении: правая рамка — тыльная сторона мишени (плазма майлара), левая рамка — фронтальная сторона мишени (плазма никеля). Серый цвет — положение мишени до выстрела, черный — тень от плазмы во время выстрела в три момента: $t_p - t_{\max} = -3.5, +4.8, +17.5$ нс.

чем смещение плазмы майлара на тыльной стороне мишени. Это соответствует расчету (см. рис. 14), в котором для плазмы никеля вблизи максимума греющего импульса обусловленная рефракцией граница непрозрачной плазмы на лазерных изображениях для электронной плотности $n_e = (1-5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ находится на расстоянии 2.1–3.1 мм от исходной границы раздела, тогда как для плазмы майлара на расстоянии 1.4–1.5 мм.

На рис. 17 представлена зависимость от времени смещения фронтальной x_f (кривая 1) и тыльной x_b (кривая 2) сторон мишени $\text{Ni}^* + \text{Mu}$ с толщиной слоя никеля 20 нм по данным лазерных теневых изображений. Так как основной греющий импульс длительностью 6–10 нс предварялся достаточно длинным ~70 нс предимпульсом, на два порядка менее мощным, напыленный металл и майларовая

подложка успевали испариться и начать разлетаться из-за его большой длительности. Спектр излучения предимпульса гораздо более мягкий, поэтому он должен поглощаться на меньшей толщине материала. Это может объяснить значительно меньшее расширение плазмы до начала основного импульса излучения в тыльную сторону, чем во фронтальную, обращенную к пинчу, что наблюдается на изображении на 1-м кадре (см. рис. 16).

По данным лазерных теневых изображений скорости разлета материала мишени с тыльной стороны до начала основного импульса излучения Z-пинча были небольшими, ~10–30 км/с, несколько больше, ~30–40 км/с с фронтальной стороны. Вблизи максимума греющего импульса скорости вырастали до 60 км/с, после него достигали 70–90 км/с с тыльной стороны, 70–110 км/с — с фронтальной.

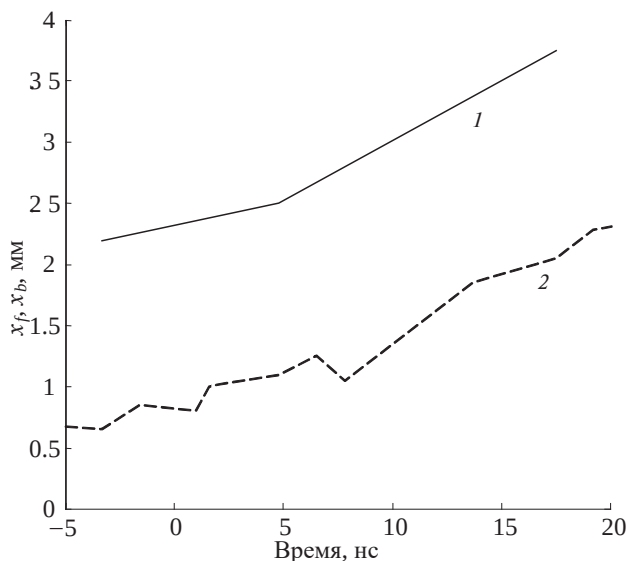


Рис. 17. Временная зависимость смещения плазмы Ni (фронтальная x_f , кривая 1) и майлара (тыльная сторона x_b , кривая 2) мишени $\text{Ni}^* + \text{Mu}$ с толщиной слоя никеля 20 нм, полученная по теневым лазерным изображениям.

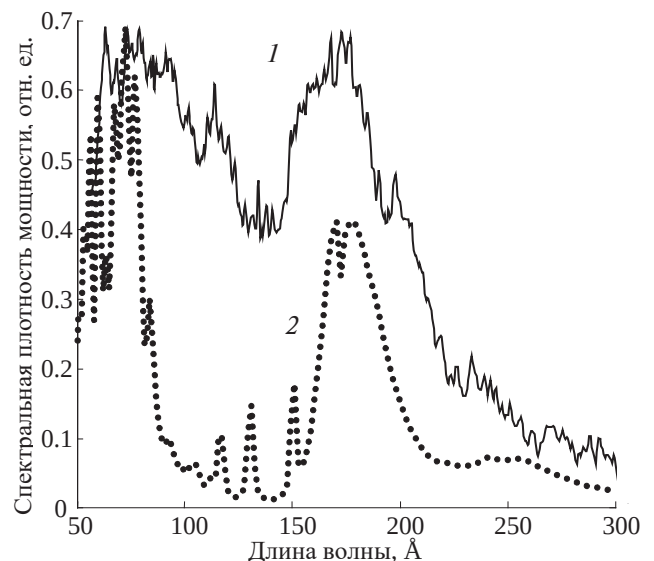


Рис. 18. Сравнение собственного излучения плазмы мишени $\text{Ni}^* + \text{Mu}$ (20 нм + 0.6 мкм) в момент $t_p - t_{\max} = +1$ нс, полученного в эксперименте № 6889 (кривая 1), и расчетного в $t_p - t_{\max} = +0.1$ нс (расчет А, кривая 2).

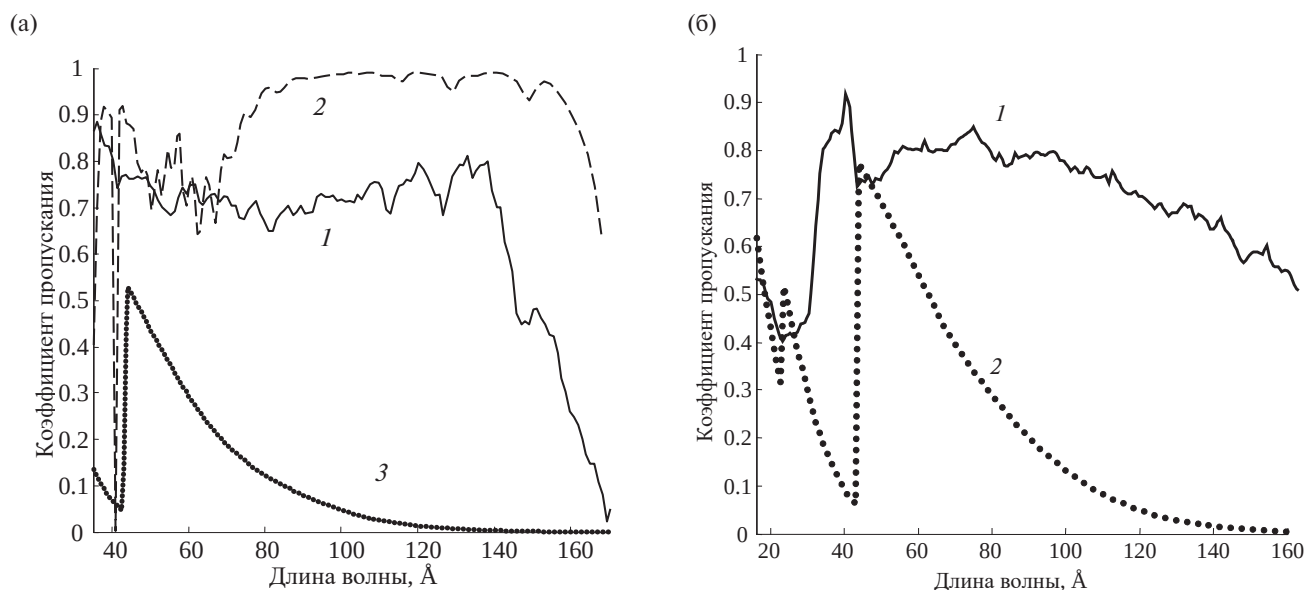


Рис. 19. а) Сравнение коэффициентов пропускания $K_r(\lambda, t_i)$ мишени $\text{Ni}^+ + \text{Mu}$ (20 нм + 0.6 мкм) в момент максимума МРИ $t_p - t_{\max} = 0$ нс, полученного в эксперименте № 7034 (кривая 1), и расчетного (кривая 2), с пропуском “холодной мишени” того же состава (кривая 3); б) коэффициенты пропускания $K_r(\lambda, t_i)$ плазмы майлара (0.6 мкм) в момент максимума МРИ, полученного в эксперименте (кривая 1), и “холодного” майлара (0.6 мкм, кривая 2).

Расчетная скорость плазмы в момент максимума МРИ $t_{\max}$ на уровне электронной плотности, соответствующий границе плазмы на лазерных теневых изображениях обусловленной рефракцией, составляла 42–62 км/с. Хотя прямое количественное сравнение расчетных параметров разлета внешних, разреженных слоев плазмы мишени с экспериментальными данными, возможно, не совсем оправданно, качественно расчетная картина динамики разлета плазмы мишени совпадает с экспериментальной.

Для корректного измерения коэффициента пропускания плазмы мишени $K_r(\lambda, t_i)$ по формуле (1) требуется измерение собственного излучения плазмы мишени, которое существует ~10–15 нс. Сравнение экспериментального спектра (рис. 18) собственного излучения мишеней $\text{Ni} + \text{Mu}$ (20 нм + 0.6 мкм) (выстрел № 6889, время регистрации $t_p - t_{\max} = +1$ нс, кривая 1), и расчетного (расчет А, $t_p - t_{\max} = +0.1$ нс, кривая 2) показывает примерное совпадение полос излучения в области длин волн ~60–90 Å и 160–200 Å.

Важнейшими результатами эксперимента являются данные о спектральной прозрачности плазмы мишени и спектре ее собственного излучения. Как показывают эксперименты (см. рис. 10), наблюдается индуцированное излучением пинча увеличение коэффициента пропускания $K_r(\lambda, t_i)$ плазмы Ni - Mu -мишеней. В проведенных расчетах получен аналогичный эффект (см. рис. 15). На рис. 19а представлено сравнение коэффициентов пропускания

$K_r(\lambda, t_i)$ мишени $\text{Ni}^+ + \text{Mu}$ (20 нм + 0.6 мкм) в момент максимума МРИ $t_p - t_{\max} = 0$ нс, полученного в эксперименте № 7034, и расчетного, с пропуском “холодной мишени” того же состава.

В целом есть некоторое согласие между полученными экспериментальными данными и результатами проведенного расчета, учитывая экспериментальную погрешность определения $K_r(\lambda, t_i)$ в 10–15%, но численный расчет демонстрирует превышение (на ~25%) коэффициента пропускания в мягкой области спектра в диапазоне $\lambda \in (80, 160)$ Å. Как указывалось ранее [20, 21], видимо, это является проявлением недостатков модели THERMOS, в которой в качестве начального состояния ионов при поглощении квантов ВУФ-излучения учтена лишь оболочка основного состояния ионов и не учтены начальные состояния ионов, в которых есть возбужденные электроны на не полностью заполненных оболочках (n, l).

В работе [37] было показано, что в непрозрачность плазмы дают большой вклад многократно возбужденные состояния ионов. Их учет в используемой модели привел бы к понижению рассчитанных коэффициентов пропускания. Отметим, что для мишеней из материалов с большим атомным номером (Sn, In, Bi и Au) [38] в расчетах коэффициент пропускания $K_r(\lambda, t_i)$ плазмы мишени составлял ~0.7–0.9 в интервале 100–140 Å, тогда как в эксперименте всего ~0.2–0.4, что кратно превышает погрешность измерения.

Плазма в мишенях из элементов Al и Ni со средним значением атомного номера Z , как и в случае тяжелых элементов Sn, In, Bi и Au, имеет степень ионизации порядка десяти. Это приводит к ионным состояниям с намного более простыми конфигурациями, такими как открытые $2p$ - или закрытые $3p$ -подоболочки в Al и Ni соответственно. Многократно возбужденные состояния в этих подоболочках имеют гораздо меньший статистический вес по сравнению с многократно возбужденными состояниями Sn, In, Bi и Au, поэтому их относительный вклад в непрозрачность плазмы также значительно меньше и согласие расчетных и экспериментальных данных лучше [17, 18].

Известно несколько экспериментов по исследованию прозрачности плазмы никеля, полученной с помощью наносекундного лазера, излучение которого направляется в хольраум, через отверстие в поверхности которого облучается никелевая мишень [12–14], с температурой плазмы никеля около 27 эВ и плотностью порядка 1 мг/см³, т.е. с близкими к расчетным параметрам плазмы мишени в наших экспериментах. Так как майлар имеет заметное поглощение в ВУФ-диапазоне, результаты наших измерений включают поглощение и относительно толстой (600 нм) подложки из майлара.

Для сравнения полученных данных с результатами названных работ мы исключили поглощение плазмы майлара, используя экспериментальные данные, полученные при исследовании адаптивного майларового фильтра без каких-либо дополнительных слоев [21].

На экспериментальных (см. рис. 10) и расчетных (см. рис. 15) данных регистрируются линии поглощения в плазме майларовой пленки на ионах углерода и кислорода в областях длин волн 30–40 Å и 110–180 Å. Анализ показывает, что майлар вносит заметный вклад (~20–30%) в поглощение и вне линий поглощения кислорода [20]. Измеренный вблизи максимума греющего излучения коэффициент пропускания пленки майлара толщиной 0.6 мкм в интервале 50–130 Å находится в диапазоне 0.75 ± 0.05 и вносит заметный вклад в общее поглощение мишени Ni⁺+Mu (рис. 196).

На рисунке 20 представлены данные коэффициента пропускания чистого никеля толщиной 20 нм, полученные вблизи максимума греющего импульса $t_p - t_{\max} = -3, 0, +5$ нс с учетом поглощения в майларе (рис. 196). На этом же рисунке показаны экспериментальные данные из работы [13] с Ni-мишенями примерно такой же толщины.

Параметры плазмы никеля в момент регистрации спектров вблизи максимума мощности греющего

импульса, полученные в расчетах (см. рис. 14), имеют следующие величины: плотность плазмы никеля ≈ 340 мкг/см³, электронная плотность $n_e \approx 3.4 \cdot 10^{19}$ см⁻³, электронная температура $T_e = 38$ эВ. В работе [13] параметры плазмы мишени оцениваются как $T = 24 \pm 3$ эВ и $\rho = 2 \pm 1$ мг/см³.

Из рисунка 20 следует, что, как и для мишени с более толстым слоем никеля (см. рис. 10), индуцированное излучением увеличение пропускания плазмы никеля начинается за 5–8 нс до пика греющего импульса в области $\lambda[80, 150]$ Å, достигает максимума за этим пиком $t_p - t_{\max} = 0 \div 5$ нс в области $[40, 150]$ Å и медленно уменьшается при дальнейшем разлете плазмы, что соответствует расчетам [20, 21].

Как указывалось ранее, высокий коэффициент пропускания плазмы в области $\lambda \in [100, 140]$ Å, получаемый в расчетах для металлов с небольшим атомным номером, наблюдался и в эксперименте. Отметим хорошее согласие спектрального коэффициента пропускания плазмы никеля, полученного в наших экспериментах, и результатов работ других авторов [13, 14] с учетом того факта, что в них измеряли интегральный по времени коэффициент пропускания плазмы никеля.

Для сдерживания разлета металла, в качестве темпера, в нескольких экспериментах использовали трехслойные мишени, в которых на слой никеля была нанесена пленка полипропилена толщиной от 0.28 до 0.57 мкм (или от 25 до 51 мкг/см²), что сопоставимо с толщиной слоя никеля (от 17.8 до 55.2 мкг/см²) в этих экспериментах.

Как показали данные лазерного теневого зондирования, динамика разлета фронтальной стороны трехслойных мишеней аналогична динамике разлета двухслойных мишеней, у которых фронтальная сторона майлар. Дополнение третьего слоя к мишени не меняет формы и спектрального коэффициента пропускания плазмы мишени, лишь несколько уменьшает его величину, что подтверждается и расчетами. Но это уменьшение не превосходит погрешности измерения коэффициента пропускания плазмы (см. рис. 21).

Возможно, такая роль третьего полипропиленового слоя мишени связана с развитием релей-тейлоровской (РТ) неустойчивости на границе PP/Ni. Расчеты показывают, что РТ-неустойчивость играет важную роль на поверхности раздела металл–Му в наших мишенях [20].

Анализ ситуации говорит, что она становится более опасной, т.е. может перейти в нелинейную стадию и привести к разрыву слоя никеля, когда майлар (или полипропилен) расположен на стороне,

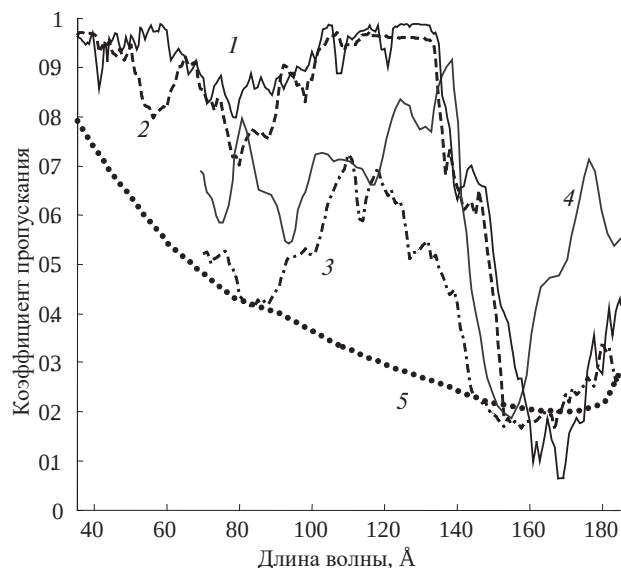


Рис. 20. Сопоставление экспериментальных данных коэффициентов пропускания плазмы никеля в разные моменты: $t_p - t_{\max} = 0$ нс (кривая 1), $t_p - t_{\max} = +5$ нс (кривая 2), $t_p - t_{\max} = -3$ нс (кривая 3), интегрального по времени (кривая 4) из работы [13] и “холодной мишени” толщиной 20 нм (кривая 5) [29].

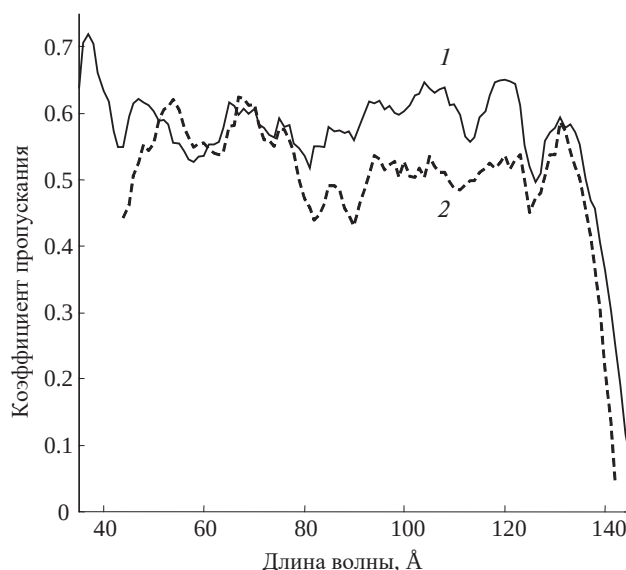


Рис. 21. Сравнение спектрального коэффициента пропускания двухслойной (Ni+Му, 40 нм + 0.6 мкм, выстрел № 6780, кривая 1) и трехслойной мишеней (PP+Ni+Му, 0.28 мкм + 40 нм + 0.6 мкм, выстрел № 6801, кривая 2); пиковая мощность греющего импульса в этих выстрелах 7.2 ± 0.5 ТВт.

обращенной к пинчу. Полный анализ возможности развития РТ-неустойчивости невозможен на используемых в данных расчетах пространственных сетках. Для такого исследования необходимы существенно более подробные сетки и существенное, в 10—100 раз как минимум, увеличение доступных ресурсов современных суперкомпьютеров. Но следует отметить потенциальную возможность разрушения слоев плазмы металлов из-за этой неустойчивости.

В двухслойных мишенях ускорение слоя никеля под действием расширяющегося слоя майлара не сопровождается сильным ростом возмущений поверхности раздела, вызванных рэлей-тейлоровской неустойчивостью, как это, например, имеет место в некоторых экспериментах с фольгами более тяжелых металлов [20]. Это является следствием довольно быстрого превращения жидкого слоя никеля в пар-плазму. Вместе с тем данные расчеты показали, что возникает опасность развития неустойчивости слоя майлара из-за его неоднородного прогрева при более низких интенсивностях греющего излучения.

6. ВЫВОДЫ

Результаты проведенных экспериментов по облучению пленочных Ni-мишеней разной толщины позволяют сделать следующие выводы.

1. На установке “Ангара-5-1” создана платформа для исследования спектральных свойств высокотемпературной плазмы, получаемой при воздействии мощного рентгеновского излучения Z-пинча на мишени из слоев различных веществ на майларовой подложке. Исследованный в работе диапазон полных и пиковых потоков энергии и мощности на поверхностях мишеней: 3—9 кДж/см² и 0.3—0.7 ТВт/см² соответственно. Предложена оригинальная схема измерения падающего, прошедшего и собственного излучения мишени большой площади (~ 1 см²) одновременно в одном выстреле. Влияние майларовой подложки в мишенях может быть надежно учтено, что позволяет изучать широкий спектр веществ, нанесенных на подложку.

2. При воздействии на никель-майларовые мишени импульса излучения Z-пинча мультитераваттной мощности получен многократный рост спектральной прозрачности плазмы этих мишеней по сравнению с “холодным” состоянием.

3. Учет экспериментальных значений коэффициента поглощения плазмы майлара [21], подложки в Ni-Му мишенях, позволил определить спектральное пропускание плазмы слоя никеля в области $\lambda \in (100, 140)$ Å. Наблюдается хорошее согласие спектрального коэффициента пропускания плазмы никеля с результатами экспериментальных работ, выполненных ранее другими авторами [13].

4. Показано, что формы спектральной зависимости коэффициента пропускания в эксперименте и расчете аналогичны. Однако, при этом, для мишеней $Ni^+ + Mu$ (20 нм+0.6 мкм) в диапазоне λ (30, 140) Å величина расчетного коэффициента пропускания плазмы составляет $\sim 0.8-0.9$, что несколько больше, чем величина, полученная в эксперименте, — $\sim 0.7-0.8$.

5. В эксперименте обнаружено, что коэффициент пропускания горячей плазмы Ni-мишеней в диапазоне $\lambda \in (100, 140)$ Å имеет величину $\approx 0.6-0.7$, что существенно выше величины коэффициента пропускания $\approx 0.2-0.4$ плазмы материалов с большим атомным номером (Sn, In, Bi и Au). В плазме мишени преобладает десятикратно ионизованный (аргоноподобный) Ni, который имеет замкнутую электронную оболочку, что и обеспечивает меньшее поглощение излучения в плазме Ni-мишеней. В этом случае наблюдается хорошее соответствие экспериментальных данных с результатами численных расчетов, которые не учитывают многократно возбужденные состояния ионов в плазме, играющие важную роль для плазмы материалов с большим атомным номером.

6. Показано, что собственное излучение плазмы никель-майларовой мишени имеет полосы излучения с пиками в области $\lambda \in (70, 80)$ Å и 170 Å, связанные с излучением ионов Ni, что совпадает с данными модельных РГД-расчетов таких мишеней. Максимальный уровень собственного свечения мишени зарегистрирован через 2—3 нс после пика импульса мощности МРИ Z-пинча, а время уменьшения его интенсивности с тыльной стороны мишени составляет 6—7 нс.

7. Проведено численное моделирование динамики разлета плазмы никельсодержащих мишеней под действием греющего импульса излучения, типичного для установки “Ангара-5-1”. Была исследована зависимость спектра поглощения плазмы, собственного излучения и параметров плазмы мишени от мощности и формы греющего импульса МРИ. Показано, что параметры плазмы мишени меняются не очень сильно при 1.5—2-кратном увеличении пиковой мощности МРИ, но пропорционально этому увеличивается интенсивность собственного излучения плазмы мишени. Спектральный вид поглощательной способности образца от этого мало зависит. При меньшей интенсивности греющего импульса имеет место неполный прогрев майлара в мишени, что приводит к его большему вкладу в поглощательную способность. При увеличении мощности греющего импульса в 1.5—2 раза уменьшается интегральное поглощение в мишени в области его относительной высокой индуцированной прозрачности в диапазоне $\lambda \in (30, 140)$ Å.

ФИНАНСИРОВАНИЕ И БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность коллективу установки “Ангара-5-1” за инженерно-техническое сопровождение экспериментов. Все расчеты по программе RALEF-2D были выполнены на суперкомпьютере К-60 вычислительного центра Института прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН (ИПМ РАН), а моделирование динамики плазмы никеля и майлара основано на таблицах их оптических свойств, которые были для этого специально рассчитаны в ИПМ РАН по программе THERMOS. Авторы благодарят П. В. Сасорова за плодотворное обсуждение результатов моделирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D'Arcy R., Ohashi H., Suda S., Tanuma H., Fujioka S., Nishimura H., Nishihara K., Suzuki C., Kato T., Koike F. // Phys. Rev. 2009. A 79. P. 042509.
2. O'Sullivan G., Li B., D'Arcy R., Dunne P., Hayden P., Kilbane D., McCormack T., Ohashi H., O'Reilly F., Sheridan P. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2015. V. 48. P. 144025.
3. Marrs R., Schneider D. and McDonald J. // Rev. Sci. Instrum. 1998. V. 204.
4. Keane C., Ceglio N., MacGowan B., Matthews D., Nilsson D., Trebes J. and Whelan D. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1989. V. 22. P. 3343.
5. Mantouvalou I., Witte K., Grötzsch D., Neitzel M., Günther S., Baumann J., Jung R., Stiel H., Kanngießer B., Sandner W. // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. P. 035116.
6. Neu R., Fournier K., Schlögl D. and Rice J. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1997. V. 30. P. 5057.
7. Borneis S., Bosch F., Engel T., Jung M., Kluft I., Klepper O., Kühl T., Marx D., Moshhammer R. and Neumann R. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 207.
8. Roudskoy I. // Laser Part. Beams. 1996. V. 14. P. 369.
9. Yoshida K. et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 121109.
10. Lebert R., Rothweiler D., Engel A., Bergmann K., Neff W. // Opt. Quant. Electron. 1996. V. 28. P. 241.
11. Suzuki C., Koike F., Murakami I., Tamura N. and Sudo S. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2015. V. 48. P. 144012.
12. Turck-Chieze S., Loisel G., Gilles D., Thais F., Bastiani S., Blancard C., Busquet M., Caillaud T., Cosse P., Blenski T., Delahaye F., Ducret J.E., Faussurier G., Gilleron F., Guzik J., Harris J.W., Kilcrease D.P., Magee N.H., Piau L., Pain J.C., Poirier M., Porcherot Q., Reverdin C., Silvert V., Villette B., Zeippen C. // J. Phys.: Conf. Ser. 2011. V. 271. 012035.
13. Turck-Chieze S., Gilles D., Le Pennec M., Blenski T., Thais F., Bastiani-Ceccotti S., Blancard C., Busquet M., Caillaud T., Colgan J., Cosse P., Delahaye F., Ducreta J.E., Faussurier G., Fontes C.J., Gilleron F., Guzik J.,

- Harris J.W., Kilcrease D.P., Loisel G., Magee N.H., Pain J.C., Reverdin C., Silvert V., Villette B., and Zeippen C.J. // High Energy Density Phys. 2013. V. 9. P. 473.
14. Dozières M., Thais F., Bastiani-Ceccotti S., Blenski T., Comet M., Condamin F., Fariaut J., Gilleron F., Gilles D., Pain J.C., Poirier M., Reverdin C., Rosmej F., Silvert V., Soullié B. // High Energy Density Phys. 2019. V. 31. P. 83.
 15. Bailey J., Nagayama T., Loisel G., Rochau G., Blancard C., Colgan J., Cossé P., Faussurier G., Fontes C., Gilleron F., Golovkin I., Hansen S.B., Iglesias C.A., Kilcrease D.P., Farlane J.J.M., Mancini R.C., Orban C., Pain J.-C., Pradhan A.K., Sherrill M., Wilson B.G. // Nature. 2015. V. 517. P. 56.
 16. Nagayama T., Bailey J. E., Loisel G.P., Dunham G.S., Rochau G.A., Blancard C., Colgan J., Cossé Ph., Faussurier G., Fontes C.J., Gilleron F., Hansen S.B., Iglesias C.A., Golovkin I.E., Kilcrease D.P., MacFarlane J.J., Mancini R.C., More R.M., Orban C., Pain J.-C., Sherrill M.E. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 235001.
 17. Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Шевелько А.П., Александров В.В., Андреев С.Н., Баско М.М., Браницкий А.В., Грицук А.Н., Волков Г.С., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Новиков В.Г., Олейник Г.М., Самохин А.А., Смирнов В.П., Толстухина И.Ю., Фролов И.Н., Якушев О.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. № 5. С. 394.
 18. Grabovski E.V., Sasorov P.V., Shevelko A.P., Aleksandrov V.V., Andreev S.N., Basko M.M., Branitski A.V., Gritsuk A.N., Volkov G.S., Laukhin Ya.N., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Samokhin A.A., Smirnov V.P., Tolstikhina I.Yu., Frolov I.N., Yakushev O.F. // Matter and Radiation at Extremes. 2017. V. 2. № 3. P. 129.
 19. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Браницкий А.В., Лаухин Я.Н. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 4. С. 367.
 20. Александров В. В., Баско М. М., Браницкий А. В., Грабовский Е. В., Грицук А. Н., Митрофанов К. Н., Олейник Г. М., Сасоров П. В., Фролов И. Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 7. С. 613.
 21. Александров В.В., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Баско М.М. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 9. С. 847.
 22. Альбикиов З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И., Глухих В.А., Грабовский Е.В., Грязнов Г.М., Гусев О.А., Жемчужников Г.Н., Зайцев В.И., Золотовский О.А., Истомин Ю.А., Козлов О.В., Крашенинников И.С., Курочкин С.С., Латманизова Г.М., Матвеев В.В., Минеев Г.В., Михайлов В.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Перлин А.С., Печерский О.П., Письменный В.Д., Рудаков Л.И., Смирнов В.П., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р. // Атомная энергия. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 26.
 23. Браницкий А.В., Олейник Г.М. // ПТЭ. 2000. № 4. С. 58.
 24. Gritsuk A.N., Aleksandrov V.V., Grabovskiy E.V., Laukhin Y., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Volkov G.S., Frolov I.N., Shevel'ko A.P. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2013. V. 41. № 11. P. 3184.
 25. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лахтюшко Н.И., Медовщиков С.Ф., Олейник Г.М., Светлов Е.В. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 2. С. 160–171.
 26. Скобляков А.В., Колесников Д.С., Каницырев А.В., Голубев А.А., Рудской И.В., Грицук А.Н., Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 6. С. 558.
 27. Hollebon P., Ciricosta O., Desjarlais M.P., Cacho C., Spindloe C., Springate E., Turcu I.C.E., Wark J.S., Vinko S.M. // Phys. Rev. E. 2019. V. 100. P. 043207.
 28. Keenan R., Lewis C.L.S., Wark J.S., Wolfrum E. // J. Phys. B. 2002. V. 35. L. 447.
 29. Filter Transmission. https://henke.lbl.gov/optical_constants/filter2.html
 30. Poinern G.E.J., Ali N., Fawcett D. // Materials. 2011. V. 4. № 3. P. 487.
 31. Pfisterer H., Politycki A., Fuchs E. // Electrochem., 1959. V. 63. P. 257.
 32. Basko M.M., Maruhn J., Tauschwitz A. // J. Comput. Phys. 2009. V. 228. № 6. P. 2175.
 33. Basko M.M. Radiation-dominated plasma in LPP EUV sources: Physical aspects and challenges for numerical modeling, Chapter 5 in Photon Sources for Lithography and Metrology / Ed. by V. Bakshi. Bellingham, Washington: SPIE Press, P. 149.
 34. Nikiforov A.F., Novikov V.G., Uvarov V.B. Quantum-Statistical Models of Hot Dense Matter. Methods for Computation Opacity and Equation of State. 2005. Birkhauser, Basel, Switzerland. 439 p.
 35. Faik S., Basko M.M., Tauschwitz A., Iosilevskiy I., Maruhn J.A. // High Energy Density Physics. 2012. V. 8. № 4. P. 349.
 36. Faik S., Tauschwitz An., Iosilevskiy I. // Comput. Phys. Commun. 2018. V. 227. № 6. P. 117–125.
 37. Torretti F., Sheil J., Schupp R., Basko M.M., Bayraktar M., Meijer R.A., Witte I S., Ubachs W., Hoekstra I R., Versolato O.O., Neukirch A.J., Colgan J. // Nature Communications. 2020. V. 11. P. 2334.
 38. Александров В.В., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Баско М.М., Сасоров П.В. Исследование непрозрачности плазмы золота, создаваемой и облучаемой мощным рентгеновским излучением Z-пинча на установке “Ангара-5-1” // Сборник тезисов докладов XLVI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, 16–20 марта 2020 г. М.: НТЦ “ПЛАЗМАИОФАН”. С. 130.

Study in the Extreme UV Range of the Spectral Transmission of Nickel Plasma Created under the Effect of an X-Ray Pulse of the Z-Pinch

© 2024 A. N. Gritsuk^{a,*}, K. N. Mitrofanov^a, V. V. Aleksandrov^a, A. V. Branitsky^a,
E. V. Grabovski^a, G. M. Oleinik^a, I. N. Frolov^a, M. M. Basko^b, A. S. Grushin^b,
A. D. Solomyannaya^b, and N. B. Rodionov^c

^a Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, Troitsk, Moscow, 142190, Russia

^b Keldysh Institute of Applied Mathematics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125047, Russia

^c Private Enterprise "ITER-Tsentr", Moscow, Russia

* e-mail: griar@triniti.ru

Spectral properties of the high-temperature plasma obtained by exposing a nickel layer to a source of high-power X-ray radiation (a power of 6–10 TW with a duration of 7–10 ns) based on a Z-pinch, formed during implosion of tungsten multi-wire arrays at the Angara-5-1 facility, are studied. In this case, the Z-pinch radiation heats the target and turns it into the hot plasma, and the same radiation probes the target plasma to determine the spectral dependence of the transmission of this plasma. An original scheme is proposed for measuring the incident, transmitted and self-emission of a target simultaneously in one experiment in the frame mode using a grazing incidence diffraction spectrograph. Using laser shadow imaging, experimental data are obtained on the velocity of the plasma expansion on the irradiated and back sides of the target, which reached 100 km/s. Targets made of thin Ni layers deposited on a mylar film are studied. An irradiation-induced multiple increase in the transmission of the target plasma in the EUV range is observed compared to the transmittance of the target in the cold state. The dependence of the absorption spectrum of the plasma and the accompanying self-radiation of the target on the power and shape of the heating pulse is studied. The measurement results are compared with numerical calculations performed using the RALEF-2D two-dimensional radiation code, which has been repeatedly used previously to simulate similar experiments. The shape of the spectral dependence of the transmission in the experiment and calculation is similar in the range of ~30–200 Å, but the model plasma transmission (~0.8–0.9) is higher than that obtained using a spectrograph and X-ray multi-frame photography (~0.5–0.6).

Keywords: plasma, X-ray radiation, Z-pinch of a multi-wire array, plasma dynamics, radiation heating, radiation gasdynamic simulation

УДК 533.9.082.74

РАДИОЧАСТОТНАЯ ДИАГНОСТИКА РАСПАДАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ В “ГИГАНТСКОЙ” КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ НА БОЛЬШОЙ ПЛАЗМЕННОЙ УСТАНОВКЕ

© 2024 г. И. Ю. Зудин*, В. В. Кочедыков**, М. Е. Гущин, А. В. Стриковский,
С. В. Коробков, А. Н. Катков, И. А. Петрова, И. М. Вершинин

Федеральный исследовательский центр “Институт прикладной физики
им. А. В. Гапонова-Грехова РАН”, Нижний Новгород, Россия

* e-mail: zudiniy@ipfran.ru

** e-mail: v.kochedykov@ipfran.ru

Поступила в редакцию 10.10.2023 г.

После доработки 19.12.2023 г.

Принята к публикации 23.12.2023 г.

Для лабораторного моделирования эффектов взаимодействия сверхширокополосных электромагнитных импульсов с частично ионизированной атмосферой и ионосферой на крупномасштабном стенде “Крот” (ИПФ РАН) создан новый научный инструмент: “гигантская” коаксиальная линия длиной 10 м и диаметром 1.4 м, заполняемая распадающейся плазмой индукционного разряда. Описано применение двух радиочастотных методов волновой диагностики — отсечки и фазового интерферометра, позволяющих определять концентрацию плазмы, заполняющей линию, в широком диапазоне значений $N_e = 10^7 - 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Результаты измерений сопоставляются с данными, полученными контактной диагностикой — зондом с СВЧ-резонатором. Интерферометрический метод реализован с учетом неоднородного распределения концентрации плазмы как вдоль, так и поперек передающей линии, которая в рабочем диапазоне частот импульсных и непрерывных диагностических сигналов представляет собой сверхразмерный коаксиальный волновод. Обсуждаются особенности применения и ограничения контактных (зондовых) и бесконтактных (волновых) методов диагностики с учетом неоднородного распределения плазмы в коаксиальной линии и особенностей ее конструкции.

Ключевые слова: диагностика плазмы, интерферометр, передающая линия, лабораторное моделирование, ионосфера

DOI: 10.31857/S0367292124020055, **EDN:** SBYDUG

1. ВВЕДЕНИЕ

Передающие линии с плазменным заполнением используются в фундаментальных исследованиях и находят применение в различных приложениях. Подобные решения лежат в основе устройств плазменной СВЧ-электроники: дисперсионные свойства плазмы в волноводах позволяют использовать ее как замедляющую систему [1, 2]. Эффекты отсечки электромагнитных волн в передающих линиях с плазмой могут использоваться для селекции частот [3, 4], а эффекты нелинейного поглощения — для управления потоками мощного излучения [5]. Изменения амплитудно-частотных характеристик отрезков передающих линий в присутствии плазмы применяются в диагностических целях, в первую очередь — для измерения концентрации электронов [6–8]. В технологических системах, в которых передающие линии используются для создания и поддер-

жания ВЧ- и СВЧ-разряда, важными представляются вопросы согласования генераторов и передающих линий с плазменной нагрузкой [9, 10].

Перспективной областью применения передающих линий с плазменным заполнением является экспериментальное моделирование распространения сверхширокополосных электромагнитных импульсов (СШП ЭМИ), в том числе — высокого уровня мощности, через атмосферу и ионосферу [11, 12]. Чтобы приблизить условия взаимодействия ЭМИ с лабораторной плазмой к условиям в ионосфере, необходимо организовать протяженную трассу прохождения ЭМИ в форме квазипоперечной (ТЕМ) электромагнитной волны, соответствующей естественным условиям. Проводившиеся ранее эксперименты по облучению ЭМИ большого столба плазмы из рупорных антенн [13] обладают рядом недостатков, таких как рефракция ЭМИ из-за по-

перечной неоднородности электронной концентрации, искажение формы ЭМИ за счет переотражений от стенок камеры, которые могут затруднять интерпретацию экспериментальных результатов. Альтернативным подходом является использование для моделирования ионосферных явлений передающих линий, поддерживающих распространение ЭМИ в форме ТЕМ-моды с возможностью ионизации газа в рабочем зазоре между проводниками. Такие линии могут быть реализованы в коаксиальной [14, 15] или полосковой [16] геометрии. Передающая линия с плазменным заполнением позволяет сосредоточить электромагнитное поле в поперечном направлении, исключив расходимость и сохраняя при этом свойства распространяющейся в ней ТЕМ-волны близкими к свойствам волны в свободном пространстве.

Первые эксперименты по распространению ЭМИ в плазме с компактными передающими линиями были проведены в США в 70-х гг. прошлого века [17]. В минувшие годы в связи с совершенствованием источников ЭМИ, с одной стороны, и расширением использования крупномасштабных установок для моделирования околоземной плазмы, с другой стороны, эти идеи получили развитие. Недавно на стенде “Крот” (ИПФ РАН) был создан новый научный инструмент — крупномасштабная (“гигантская”) коаксиальная линия (ГКЛ) с плазменным заполнением [14, 15]. ГКЛ обеспечивает распространение ЭМИ в плазме на трассе до 10 м подобно тому, как ТЕМ-волна распространяется в свободном пространстве, заполненном однородным диэлектриком. Поперечный размер плазмы составляет более 1 м.

Вопрос корректного определения параметров плазмы в ГКЛ, в первую очередь — концентрации электронов, важен для планирования экспериментов и анализа получаемых результатов. Рабочие значения концентрации плазмы, при которых проводятся эксперименты с СШП ЭМИ наносекундной длительности, составляют $N_e = 10^7 - 10^9 \text{ см}^{-3}$. Такие значения не всегда удобны для измерения компактными зондами, легмюровскими или иными конструкциями. В наиболее простом виде теория, лежащая в основе зондовых диагностик, разработана в приближении “тонкого” слоя пространственного заряда, когда размер зонда существенно (на порядки) превосходит радиус Дебая r_d . При указанных ранее значениях N_e радиус Дебая может достигать величин порядка 1 мм, а толщина слоя пространственного заряда оказывается, соответственно, порядка 1 см. При таких параметрах режим “тонкого” слоя реализуется при размерах зонда не менее нескольких сантиметров. Использование контактных зондов такого размера может существенно

искажать профиль плазмы. Кроме того, контактные зонды, введенные на штангах вдоль радиуса ГКЛ, при проведении экспериментов с ЭМИ нарушают структуру электромагнитного поля в рабочем зазоре линии. При прохождении ЭМИ, особенно высокого уровня мощности, любой зонд в плазме играет роль приемной антенны, что создает угрозу помех и даже выхода диагностической аппаратуры из строя.

Альтернативным решением являются бесконтактные волновые методы диагностики. В данной работе представлены результаты использования на ГКЛ двух реализаций схемы радиопросвечивания плазмы, а именно методов отсечки и фазового интерферометра. Эти методы, оказавшиеся достаточно удобными, применены совместно с более традиционным для установки “Крот” методом зонда с СВЧ-резонатором на отрезке двухпроводной линии.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

ГКЛ, использованная в экспериментах, имеет общую длину 10 м [15]. Линия состоит из центральной (рабочей) цилиндрической секции длиной $l = 3 \text{ м}$ и двух конических переходов длиной 3.5 м, выполняющих роль волновых трансформаторов (рис. 1).

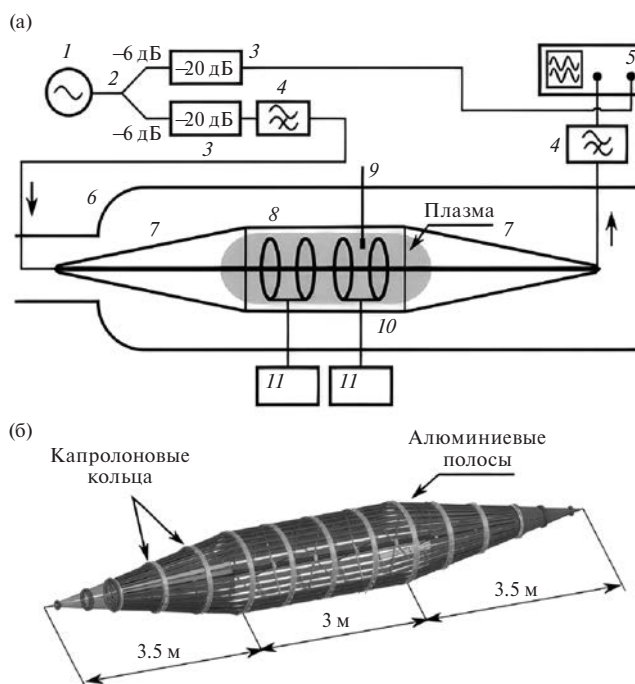


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а): 1 — генератор, 2 — резистивный делитель мощности, 3 — аттенюатор, 4 — фильтр верхних частот, 5 — осциллограф, 6 — вакуумная камера, 7 — конический переход ГКЛ, 8 — рабочая секция ГКЛ, 9 — СВЧ-зонд, 10 — индуктор, 11 — ВЧ-генератор; эскиз ГКЛ (б).

За счет использования волновых трансформаторов ГКЛ обеспечивает распространение коротких ЭМИ в рабочей секции в виде ТЕМ-волн в случае, если линия является сверхразмерной, т.е. ее поперечные размеры превышают пространственную длину ЭМИ в направлении распространения [14]. Внешний проводник ГКЛ образован алюминиевыми пластинами, установленными на обечайку из капролоновых колец. Внутренним проводником является сплошная дюралюминиевая труба переменного сечения. Внешний радиус рабочей секции $r_2 = 70$ см, радиус внутреннего проводника $r_1 = 4$ см. Входной и выходной импедансы ГКЛ составляют 50 Ом, импеданс рабочей секции 170 Ом. Использование ГКЛ в режиме сверхразмерного (широкого) коаксиального волновода позволяет моделировать явления, развивающиеся в плазме при движении фронта ЭМИ, уменьшив вклад приэлектродных эффектов.

ГКЛ устанавливается внутри вакуумной камеры стенда “Крот” [18]. В качестве рабочего газа в описанных в данной работе экспериментах использовался аргон при давлениях $p = 7 \times 10^{-4} - 5 \times 10^{-2}$ Торр. Заполнение рабочей секции линии плазмой осуществляется с помощью импульсного высококачественного индукционного разряда. Для этого внутрь линии вводятся четыре одновитковых индуктора диаметром 90 см. Индукторы устанавливаются соосно с внутренним проводником на расстоянии 75 см друг от друга. Для создания плазмы к индукторам подводится импульс с частотой 5 МГц, мощностью около 100 кВт и длительностью 1 мс от лампового ВЧ-генератора. Измерения проводятся в спокойной распадающейся плазме в режиме многократных повторений плазмосоздающего импульса, на стадии распада плазмы после окончания каждого импульса. Частота повторений составляет 1 раз в 20 с.

На начальной стадии распада плазмы для ее диагностики использовался контактный метод — зонд с СВЧ-резонатором на отрезке двухпроводной линии [8]. Нами применялись два зонда с длинами резонаторов около 3 и около 8 см с резонансными частотами, соответственно, $f_{res,0} = 2.66$ ГГц и 931 МГц, и близкими значениями добротности $Q \approx 100$. Величина концентрации N_e определяется по сдвигу резонансной частоты зонда в плазме f_{res} в соответствии с выражением

$$f_{res}^2 = f_{res,0}^2 + f_p^2, \quad (1)$$

где $f_p = (N_e e^2 / 4\pi^2 \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ — электронная плазменная частота. Для получения зависимости concentra-

ции плазмы от времени $N_e(t)$ применялась процедура, в рамках которой зонд, установленный в плазме, возбуждался непрерывными сигналами на различных частотах $f > f_{res,0}$. Для каждой из частот f регистрировался момент наступления резонанса в отклике зонда и, таким образом, за несколько импульсов восстанавливался ход концентрации. Измерения, произведенные зондами в различных точках по радиусу ГКЛ, позволяют восстанавливать профиль плазмы в его динамике на начальной стадии распада. Минимальное значение концентрации $f_{p,min}$, которое позволяет измерить зонд с СВЧ резонатором, можно оценить из следующего выражения:

$$f_{p,min}^2 = \left(\frac{2}{Q} \right) f_{res,0}^2. \quad (2)$$

Согласно формуле (2), минимальные измеримые значения концентрации для зонда с меньшей резонансной частотой — около 2×10^8 см $^{-3}$, и, соответственно, 2×10^9 см $^{-3}$ для зонда с большей резонансной частотой. На практике, модельные эксперименты по просвечиванию прозрачной плазмы СШП ЭМИ проводятся и при более низких значениях концентрации, вплоть до $N_e \sim 10^7$ см $^{-3}$ [15]. Кроме того, обеспечивающий измерения концентраций уровня $N_e \sim 10^8$ см $^{-3}$ зонд с резонансной частотой $f_{res,0} = 931$ МГц за счет больших размеров уже не дает приемлемого пространственного разрешения (длина зонда — почти 10 см, радиус плазмы — не более 70 см), и, как мы увидим в дальнейшем, достаточно сильно возмущает плазму.

Для диагностики разреженной плазмы на поздних временах ее распада в ГКЛ был реализован метод радиопросвечивания непрерывными сигналами в диапазоне от первых десятков МГц до 1 ГГц, которые могут распространяться вдоль линии в виде ТЕМ-волн. Схема радиопросвечивания плазмы в ГКЛ приведена на рис. 1а. В качестве источников зондирующих сигналов использовались генераторы Г4-112 (24—400 МГц) и Г4-76А (400—960 МГц). С помощью резистивного делителя мощности, выполненного по схеме треугольника [19], сигнал разделялся в опорное и сигнальное плечи (опорный и зондирующий сигналы) с ослаблением 6 дБ.

В сигнальном плече схемы перед ГКЛ устанавливались аттенюатор с ослаблением 20 дБ и фильтр верхних частот (ФВЧ) с граничной частотой 20 МГц, которые защищали выходные цепи генераторов от отраженного от плазмы сигнала и плазмосоздающего импульса. Амплитуда сигнала,

подводимого к ГКЛ (30 мВ), была выбрана достаточно низкой для исключения нелинейных эффектов в разреженной плазме [20]. Зондирующий сигнал, прошедший через ГКЛ, вместе с ослабленным до того же уровня опорным сигналом подавались на входы цифрового запоминающего осциллографа Tektronix MSO 64 с частотой дискретизации до 25 Гвыб/с, рабочей полосой до 8 ГГц и разрядностью АЦП 12 бит. Опорный сигнал ослаблялся аттенюатором с целью исключения влияния межканальной наводки на результаты измерений. Входы осциллографа защищались от плазмосоздающего импульса с помощью ФВЧ.

Амплитуды и фазы зондирующего и опорного сигналов определялись в результате цифровой обработки записанных волновых форм. Для уменьшения влияния шумов осциллографа на результаты измерений волновые формы подвергались цифровой фильтрации полосовым фильтром (ПФ) Бесселя второго порядка с шириной полосы 100 кГц. Центральная частота ПФ уточнялась по спектру опорного сигнала. Квазимонохроматические сигналы, полученные в результате фильтрации пробного и опорного сигналов (u_i и u_r соответственно), переводились в комплексную форму ($\hat{u}_i$ и $\hat{u}_r$) с помощью преобразования Гильберта [21]. Амплитуда пробного сигнала вычислялась как модуль его комплексного представления $A = |\hat{u}_i|$, фаза отсчитывалась относительно опорного сигнала $\phi = \arg(\hat{u}_i / \hat{u}_r)$. Цифровая обработка производилась с помощью инструментов библиотеки `scipy.signal` языка Python 3 [22].

Пример осциллограмм зондирующего и опорного сигналов после применения ПФ приведен на рис. 2. Создание плазмы приводит к записанию зондирующего сигнала, или отсечке. По мере распада плазмы зондирующий сигнал выходит из отсечки; передающая линия с плазмой становится прозрачной при выполнении условия $f \geq f_p$.

С использованием полученных массивов амплитуд и фаз метод радиопросвечивания может быть реализован в двух модификациях.

Первая модификация — метод отсечки — использует только массивы амплитуд зондирующих сигналов. В рамках метода [23] каждая из частот зондирования f связывается с соответствующим значением критической концентрации плазмы $N_c = 4\pi^2 f^2 \epsilon_0 m_e / e^2$. Далее, выбрав критерий отсечки зондирующих сигналов в процентах от невозмущенного (“вакуумного”) значения амплитуды, можно определить моменты выхода из отсечки сигналов на всех частотах зондирования f , и построить зависимость $N_c(t)$.

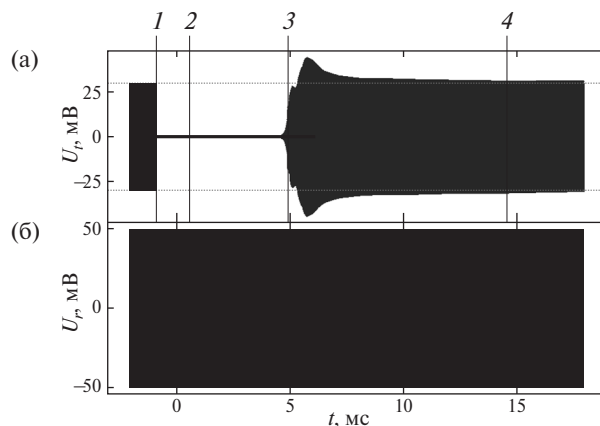


Рис. 2. Примеры осциллограмм зондирующего (а) и опорного (б) сигналов. Частота сигнала $f = 202$ МГц, давление газа — $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр, при построении осциллограмм использован полосовой цифровой фильтр. Цифрами обозначены моменты: 1 — включение плазмосоздающих генераторов, 2 — выключение плазмосоздающих генераторов, 3 — выход зондирующего сигнала из отсечки, 4 — выход амплитуды зондирующего сигнала на вакуумный уровень (с точностью 3%).

В рамках данного исследования при обработке сигналов за выход из отсечки принимался момент, в который уровень амплитуды составлял 20% от “вакуумного” значения. Концентрация плазмы в ГКЛ распределена неоднородно, и метод отсечки не обладает высокой точностью; получаемые методом отсечки значения концентрации ассоциировались с максимальными значениями концентрации плазмы в ГКЛ, $N_c = N_{e, \max}$, в каждый момент.

Второй — интерферометрический — метод определения концентрации основан на измерении фазового набега зондирующего сигнала в плазме [23]. Как известно [24], величина фазового набега, возникающего при распространении плоской монохроматической волны через слой плазмы толщиной l , равна

$$\phi = \sqrt{\epsilon} \phi^{(0)} = 2\pi \sqrt{\epsilon} f l / c, \quad (3)$$

где $\epsilon = 1 - f_p^2 / f^2 = 1 - N_e / N_c$ — диэлектрическая проницаемость плазмы, $\phi^{(0)}$ — набег фазы на трассе длины l в вакууме, c — скорость света. В случае плазмы с концентрацией много меньшей критической при выбранной частоте зондирования, $N_e \ll N_c$, для определения N_e можно использовать приближенную формулу

$$N_e \simeq N_c \frac{2\delta\phi}{\phi^{(0)}}, \quad (4)$$

где $\delta\phi = \phi^{(0)} - \phi$.

Неоднородность распределения концентрации N_e может быть учтена введением геометрического фактора χ , с использованием которого максимальная концентрация плазмы в ГКЛ $N_{e,\max}$ связывается с фазовым набегом следующим выражением, аналогичным (4):

$$N_{e,\max} = N_c \frac{2}{\chi} \frac{\delta\phi}{\phi(0)}. \quad (5)$$

Определение геометрического фактора χ и процедура его расчета для произвольного профиля разреженной плазмы, заполняющей ГКЛ, вынесены в прил. 1.

При обработке сигналов в рамках интерферометрического метода использовалось предположение о том, что динамика распада изотропной (внешнее магнитное поле $B_0 = 0$) слабо ионизированной плазмы в ГКЛ определяется процессом амбиполярной диффузии. Решение задачи о диффузии плазмы в рабочей секции ГКЛ, представляющей собой камеру коаксиальной геометрии, вынесено в прил. 2. Очевидно, что на поздних временах распада пространственная структура плазмы определяется наиболее долгоживущими объемными модами; соответствующие распределения $N_e(z, r)$ получены в прил. 2 и используются при расчете конкретных значений χ . Стоит отметить, что фактор χ , хотя и зависит от конкретного профиля плазмы, но изменяется не в широких пределах. Для однородного заполнения ГКЛ плазмой $\chi = 1$; для реалистичных профилей плазмы в ГКЛ в процессе диффузионного распада значения фактора изменяются в диапазоне $\chi \sim 0.25\text{--}0.4$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Зонды с СВЧ-резонаторами позволяют восстановить поперечный профиль концентрации электронов в ГКЛ в его динамике на начальной стадии распада плазмы, в течение 3—5 мс после выключения плазмосоздающих генераторов. Профили плазмы, полученные в несколько последовательных моментов времени при крайних значениях давления нейтрального газа, минимальном и максимальном, представлены на рис. 3. При высоком давлении ($p = 5 \times 10^{-2}$ Торр) максимум концентрации находится напротив индуктора, при низком ($p = 7 \times 10^{-4}$ Торр) максимум смещен к внутреннему проводнику. При обоих давлениях распределения достаточно плавные. Эволюция профиля концентрации на данном временном отрезке, в целом, соответствует модели диффузионного распада плазмы. Выполненные измерения позволяют полагать, что и на более позд-

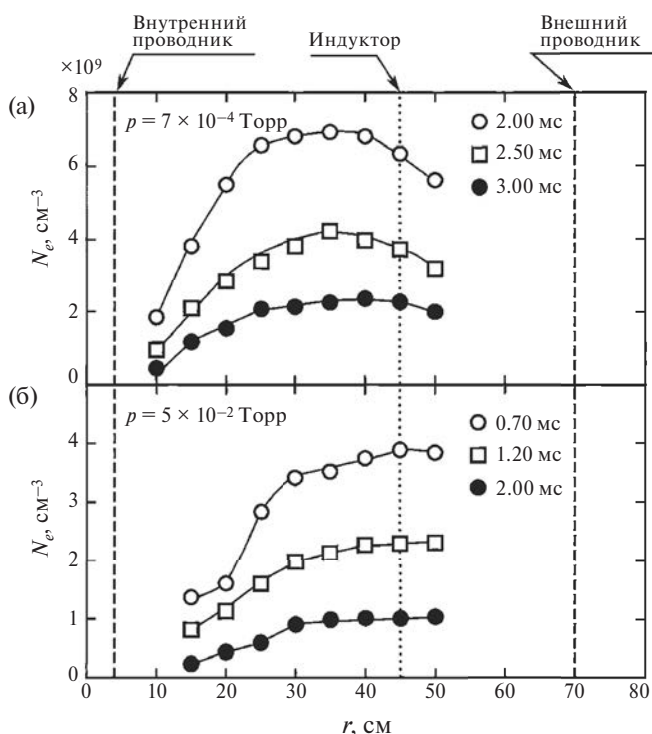


Рис. 3. Распределения концентрации плазмы в поперечном сечении ГКЛ, измеренные с помощью СВЧ-зонда в разные моменты времени. Время отсчитывается от окончания плазмосоздающего импульса. (а) $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр, (б) $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр.

них временах структура плазмы в процессе распада существенно не изменяется.

Рисунок 4 иллюстрирует применение метода отсечки для диагностики плазмы в ГКЛ. На нем представлены зависимости амплитуды зондирующих сигналов с разными частотами f , проходящих через ГКЛ в процессе создания и распада плазмы, в зависимости от времени. Для всех используемых частот прохождение зондирующего сигнала через линию прекращается практически сразу после включения плазмосоздающих генераторов — наблюдается отсечка. В зависимости от частоты, спустя 3—7 мс после окончания плазмосоздающего импульса сигналы выходят из отсечки.

Обращают на себя внимание следующие особенности использования метода отсечки. Во-первых, выход из отсечки четко выражен только для достаточно высоких частот зондирования $f > f^* \sim 72$ МГц. На низких частотах, $f < f^*$, амплитуда сигнала при выходе из отсечки нарастает существенно медленнее, с характерным “пьедалом”. Согласно рис. 4, момент появления сигнала (около 5 мс после окончания импульса создания плазмы) наступает раньше,

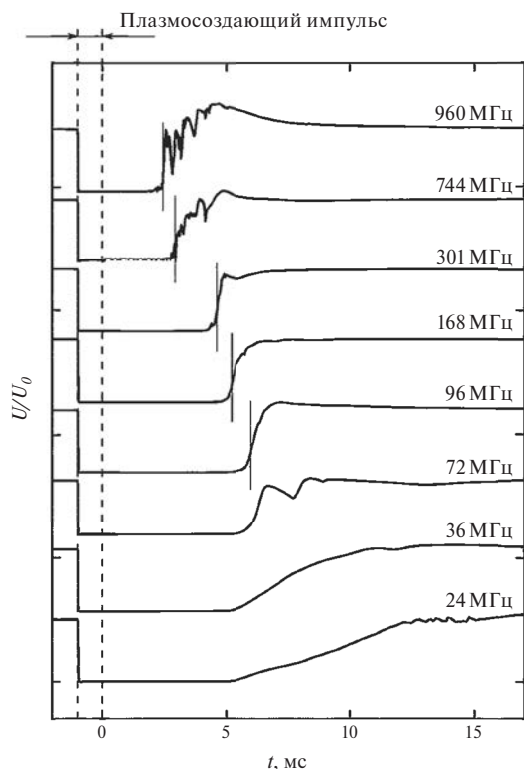


Рис. 4. Амплитуда зондирующих сигналов с различными частотами, прошедших через ГКЛ при её заполнении плазмой. Момент времени $t = 0$ соответствует окончанию плазмозадающего импульса. Пунктиром отмечены начало и конец плазмозадающего импульса, вертикальные метки — моменты выхода сигнала из отсечки, использованные для определения зависимости концентрации от времени. Эксперимент выполнен при давлении $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр.

чем при зондировании на частотах $f > f^*$, и перестает зависеть от частоты f : метод отсечки не может быть использован для диагностики. Во-вторых, на частотах $f > 300$ МГц в области отсечки появляется достаточно глубокая модуляция амплитуды зондирующего сигнала. Эта модуляция связана с интерференционными явлениями, которые проявляются с уменьшением длины волны излучения в линии с околоритической плазмой; она, в целом, не мешает применению метода отсечки.

Для построения зависимостей концентрации плазмы от времени методом отсечки при дальнейшей обработке данных выбирались только зондирующие сигналы с частотами $f > 90$ МГц; моменты отсечки по уровню 20% от “вакуумной” амплитуды для сигналов, представленных на рис. 4, отмечены вертикальными штрихами.

Метод фазовой интерферометрии применим только к достаточно разреженной плазме ($N_e \ll N_c$) в условиях, в которых амплитуда сигнала мало отличается

от “вакуумного” уровня. При обработке результатов для вычисления концентрации использовались только те участки осциллограмм из массива амплитуд, на которых уровень пробного сигнала отличался от “вакуумного” уровня не более чем на 3%. Чем выше частота, тем раньше, как правило, сигнал становился пригодным для определения концентрации по величине фазового сдвига.

Сводные результаты измерений концентрации распадающейся в ГКЛ плазмы, выполненных СВЧ-зондом, методом отсечки и методом фазового интерферометра при давлениях аргона $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр и $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр представлены в полулогарифмическом масштабе на рис. 5 и 6 соответственно. СВЧ-зонд в ходе измерений устанавливался вблизи центрального сечения ГКЛ в радиальной позиции $r = 30$ см, близкой к максимуму поперечного распределения концентрации (см. рис. 3). В рамках интерферометрического метода геометрический фактор при обработке массивов фаз выбирался равным $\chi = 0.39$, как для основной диффузионной моды согласно расчету из прил. 2. Результаты применения всех трех методов диагностики согласуются между собой. Данные, полученных обоими волновыми методами, дополняют друг друга, демонстрируя общий тренд распада и давая близкие абсолютные значения концентраций в общем для них диапазоне $N_e \sim 10^8$ см $^{-3}$. Результаты измерений зондом с СВЧ-резонатором демонстрируют те же временные тренды, что и волновые методы, но по абсолютной величине концентрации показания зонда систематически отличаются от данных, полученных радиопросвечиванием. Особенностью интерферометрических данных является разброс кривых $N_e(t)$, получаемых при различных частотах зондирования f : при выходе на концентрации уровня 10^7 см $^{-3}$ ошибка определения N_e достигает 300%.

Более подробно рассмотрим динамику плазмы при каждом из давлений. При минимальном давлении, $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр, распад плазмы идет практически строго по экспоненциальному закону $N_e \sim \exp(-t/\tau)$ с характерным временем $\tau \approx 0.85$ мс. Такой режим распада начинается спустя приблизительно 0.5 мс после выключения плазмозадающих генераторов, и продолжается до времен порядка 6.5 мс: за это время концентрация плазмы уменьшается почти на 4 порядка. Показания зонда с СВЧ-резонатором на начальном этапе изменяются синхронно с показаниями метода радиопросвечивания, однако по абсолютной величине занижены относительно концентраций, получаемых методом отсечки, приблизительно в 2 раза. Замедление распа-

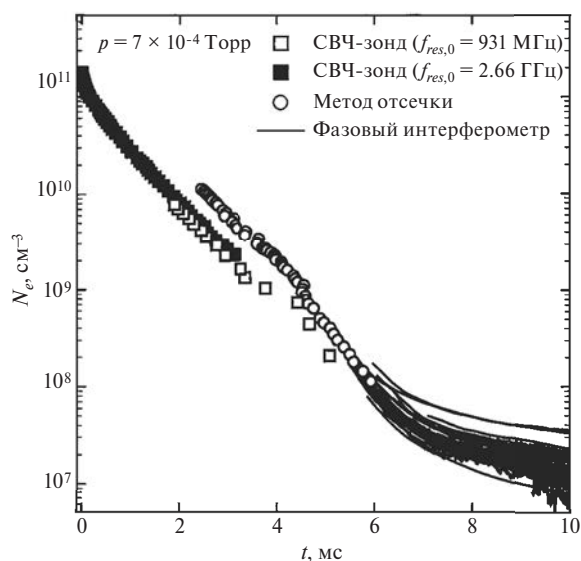


Рис. 5. Зависимость концентрации плазмы от времени, измеренная с помощью СВЧ- зонда, методом отсечки и методом фазового интерферометра. Давление $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр.

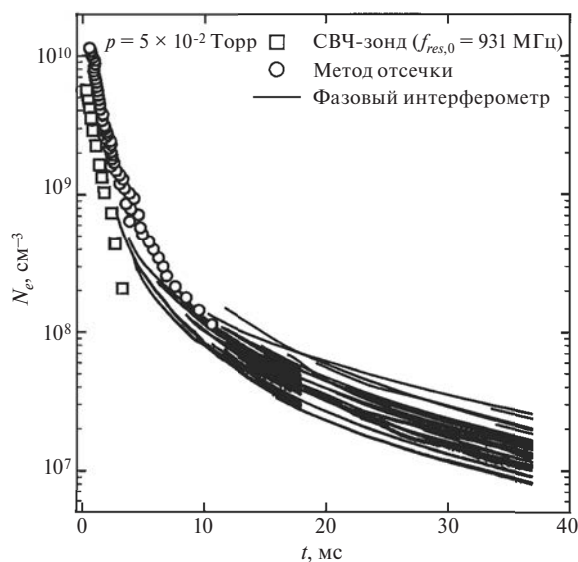


Рис. 6. Зависимость концентрации плазмы от времени, измеренная с помощью СВЧ- зонда, методом отсечки и методом фазового интерферометра. Давление $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр.

да на поздних временах ($t > 7$ мс) при концентрациях $N_e < 3 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$ дает только интерферометрический метод.

При давлении $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр максимальная концентрация электронов почти на порядок меньше, чем при $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр, но плазма живет заметно дольше: шкалы времени на рис. 5 и 6 отличаются

в 4 раза. При этом концентрация N_e ни на одном из временных отрезков не изменяется по экспоненте, по крайней мере, до $t \sim 30$ мс. Характерное время распада, определяемое как $\tau_d = N_e / (dN_e / dt)$, постоянно возрастает. Сразу после выключения плазмосоздающих генераторов $\tau_d \approx 1$ мс, при $t = 15$ мс $\tau_d \approx 8$ мс, при $t = 30$ мс $\tau_d \approx 14$ мс при $t = 30$ мс. При данном давлении показания зонда с СВЧ-резонатором занижены относительно метода отсечки в 3—5 раз, т.е. существенно.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Для корректной интерпретации результатов измерений распределения электронной концентрации и ее динамики необходимо убедиться, что модель диффузионного распада, выбранная для плазмы в ГКЛ, верна. При минимальном давлении нейтрального газа, $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр, экспоненциальный распад плазмы наблюдается, начиная с концентраций $N_e \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Измерения, выполненные с помощью зонда Ленгмюра, показывают, что спустя 1—3 мс после выключения плазмосоздающих генераторов температура электронов устанавливается на уровне $T_e \approx 0.2$ эВ; температура ионов $T_i \sim 0.1$ эВ. При таких параметрах давление плазмы даже в начале распада составляет не более 5% от давления нейтрального газа. На более поздних временах (при меньших концентрациях), а также при более высоких давлениях нейтрального газа условие малости давления плазмы, необходимое для реализации диффузионного режима переноса, выполняется с большим запасом. Далее, характерные времена распада плазмы в эксперименте ($\tau_d \sim 1\text{—}30$ мс) значительно превосходят времена между столкновениями электронов и ионов с нейтральными атомами: $\tau_{ea} \sim 30$ мкс, $\tau_{ia} \sim 35$ мкс при $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр, $\tau_{ea} \sim 0.4$ мкс, $\tau_{ia} \sim 0.5$ мкс при $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр: для оценок здесь и далее используются сечения столкновений из работ [25, 26]. Длины свободного пробега ионов всегда оказываются значительно меньше размеров ГКЛ и плазмы ($l_{ia} \sim 2.5$ см при $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр; $l_{ia} \sim 0.035$ см при $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр). Длина свободного пробега электронов много меньше поперечного размера ГКЛ и плазмы при $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр ($l_{ea} \sim 1$ см), и одного порядка с ними при $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр ($l_{ea} \sim 80$ см).

При анализе последнего случая необходимо помнить, что радиус Дебая, соответствующий минимальной концентрации плазмы ($N_e \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$), составляет ~ 0.15 см, что значительно меньше любых пространственных масштабов задачи. Слабо ионизированный газ в ГКЛ во всем интервале давлений и времен является квазинейтральной плазмой: дина-

мика электронной компоненты определяется ионами как менее подвижными частицами и полем разделения зарядов, а перенос плазмы в целом происходит в режиме амбиполярной диффузии. При оценках и расчетах можно использовать коэффициент амбиполярной диффузии в виде [27]

$$D_A = \frac{T_e + T_i}{m_i v_{ia}}, \quad (6)$$

где m_i — масса иона.

Задача о диффузии плазмы в ГКЛ является вспомогательной, ее решение вынесено в прил. 2. Чтобы решить уравнение диффузии методом разделения переменных, используется ряд упрощающих предположений. Предполагается, что плазма создается только в рабочей секции ГКЛ; влияние индукторов и дополнительных элементов конструкции ГКЛ на процессы переноса плазмы не учитывается. Такой подход позволяет записать решение в виде суперпозиции объемных диффузионных мод (П. 2.11), каждая из которых, в свою очередь, является произведением продольной (с зависимостью от z) и поперечной (с зависимостью от r) моды. Продольные моды (П2.8), как и в задаче о диффузии плазмы в цилиндрической камере [27], представляют собой гармонические функции. Первые три поперечные моды коаксиальной линии (П2.9) показаны на рис. 7.

Результаты расчета времен жизни низших диффузионных мод для давлений $p = 7 \times 10^{-4}$ и $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр сведены соответственно в табл. 1 и 2. При низком давлении экспериментально полученное время распада плазмы (0.85 мс) согласуется с расчетным (0.93 мс, см. табл. 1) для основной объемной

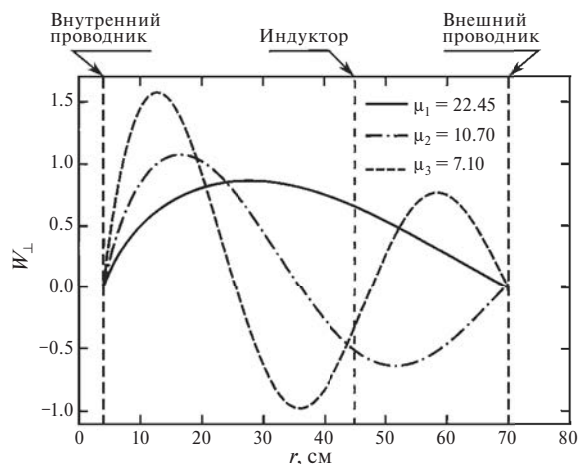


Рис. 7. Структура первых трех поперечных диффузионных мод.

диффузионной моды. Экспоненциальный характер уменьшения концентрации с течением времени и характерный профиль $N_e(r)$ с максимумом, смещенным к центральному проводнику (см. рис. 3а), указывают на то, что при $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр распад плазмы в ГКЛ происходит в установившейся основной моде. С учетом погрешностей, обусловленных точностью определения T_e , T_i и других параметров плазмы, а также неучетом влияния на диффузию плазмы деталей геометрии и конструктивных особенностей ГКЛ соответствие экспериментальных данных и модели распада при низком давлении следует признать хорошим.

При высоком давлении основная диффузионная мода имеет расчетное время жизни $\tau = 67$ мс (см. табл. 2), в 2 раза превышающее длительность всего временного окна, в котором представлены результаты измерений концентрации на рис. 6 (~35 мс). Измерения $N_e(r)$ указывают на то, что при $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр на всем интервале времен от 0 до 30 мс распределение плазмы в ГКЛ является суперпозицией нескольких объемных диффузионных мод, релаксирующих с разной скоростью.

Таблица 1. Времена релаксации низших объемных диффузионных мод (миллисекунды) при давлении аргона $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр. В последнем столбце (строке) — времена релаксации низших поперечных, $\tau_{\perp}$, (продольных, $\tau_{\parallel}$) мод

τ , мс		Номер продольной моды			$\tau_{\perp}$
		1	2	3	
Номер поперечной моды	1	0.93	0.8	0.65	0.98
	2	0.22	0.21	0.20	0.22
	3	0.096	0.095	0.092	0.097
$\tau_{\parallel}$		17.5	4.4	1.9	—

Таблица 2. Времена релаксации низших объемных диффузионных мод (миллисекунды) при давлении аргона $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр. В последнем столбце (строке) — времена релаксации низших поперечных, $\tau_{\perp}$, (продольных, $\tau_{\parallel}$) мод

τ , мс		№ продольной моды			$\tau_{\perp}$
		1	2	3	
№ поперечной моды	1	67	57	47	70
	2	16	15	14	16
	3	6.9	6.8	6.6	7.0
$\tau_{\parallel}$		1300	310	140	—

Характерные времена распада $N_e / (dN_e / dt)$, составляющие от 1 до 15 мс, согласно табл. 2, соответствуют временам жизни мод второго, третьего и более высоких порядков. Отдельно отметим, что плавный профиль концентрации с максимумом напротив индуктора, показанный на рис. 3б, получен в сечении, отстоящем на $\Delta z \sim 40$ см от индуктора. Вблизи индукторов профиль концентрации электронов, скорее всего, более неоднороден по радиусу.

Каждый из используемых методов диагностики удобно использовать в определенном интервале значений концентрации N_e ; обсудим особенности их применения.

Зонд с СВЧ-резонатором, как и любая контактная диагностика, дает заниженное значение концентрации плазмы за счет эффекта “тени” — образования области обеднения плазмы вблизи зонда. Чем больше размеры зонда, тем больше он возмущает плазму. Значения N_e , заниженные в 2 раза по сравнению с методом отсечки, при давлении $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр выглядят достаточно разумными и согласуются с результатами работы [28]. В цитируемой работе при анализе экспериментов, выполненных при близком давлении нейтрального газа, в плазме с $N_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, но с зондом на порядок меньшего размера (около 1 см), установлено, что зонд занижает значение N_e приблизительно в 1.5 раза. При увеличении давления на два порядка, до $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр, размеры зонда (~ 8 см) оказываются больше длины свободного пробега как ионов ($l_{ia} \sim 0.035$ см), так и электронов ($l_{ea} \sim 1$ см), что способствует образованию существенно более глубокой области обеднения. При таких параметрах плазмы зонд с СВЧ-резонатором уместно рассматривать уже как средство относительных измерений концентрации, требующее калибровки независимыми методами, например, бесконтактными волновыми.

При использовании метода отсечки важно помнить, что электромагнитное излучение запирается слабостолкновительной холодной плазмой в том случае, если толщина плазмы превышает глубину скин-слоя $\delta_e = c / 2\pi f_p$ [24]. Во всем диапазоне частот зондирования $f = 24\text{—}960$ МГц плазму можно считать слабостолкновительной ($2\pi f / \nu_{ea} > 60$). Соответственно, условие применимости метода отсечки ($f_p \simeq f$) сводится к малости глубины скин-слоя δ_e по сравнению с геометрическими размерами плазмы в ГКЛ для каждой из частот зондирования. Согласно рис. 4, трудности в использовании метода отсечки возникают при частотах 70 МГц и ниже. Оценка показывает, что как раз при частоте зон-

дирования (плазменной частоте) $f = 70$ МГц глубина скин-слоя $\delta_e \approx 70$ см равна радиусу внешнего проводника ГКЛ. На минимальной частоте зондирования $f = 24$ МГц ($N_e = 7 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$) глубина скин-слоя $\delta_e \approx 2$ м сопоставима с длиной рабочей секции ГКЛ. Отметим, что метод отсечки перестает корректно работать при приближении глубины скин-слоя к минимальному размеру плазмы, т.е. к ее радиусу, а не к длине.

Метод фазового интерферометра в холодной прозрачной плазме может использоваться независимо от соотношения размеров плазмы с глубиной скин-слоя. Метод хорошо воспроизводит динамику распада в диапазоне концентраций ниже $N_e \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$, однако в разреженной плазме ($N_e \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$) по абсолютной величине концентрации дает достаточно высокий уровень ошибок: для разных частот зондирования абсолютные значения концентрации, восстанавливаемые по методу фазового интерферометра, отличаются примерно в 3 раза. Предположительно, ошибки обусловлены частичными отражениями зондирующей волны от элементов конструкции ГКЛ и связанными с этими отражениями особенностями АЧХ-системы. Отражения возникают как из-за неидеальности согласования рабочего отрезка ГКЛ, имеющего импеданс 170 Ом, с измерительным трактом с импедансом 50 Ом, так и из-за неоднородностей линии, создаваемых ее несущей конструкцией. На неоднородностях небольшая часть мощности зондирующего сигнала отражается назад, а в результате последующих переотражений может проходить на выход ГКЛ, складываясь с основным сигналом. Поскольку переотраженные сигналы повторно проходят через плазму, накапливая фазовый сдвиг, а АЧХ-линии изрезана на уровне около 3 дБ, измерения концентрации разреженной плазмы, выполняемые на различных частотах, дают отличающиеся результаты. В прозрачной плазме с концентрацией, существенно меньшей критической концентрации N_c для выбранной частоты зондирования f , коэффициенты прохождения и отражения волны в ГКЛ практически не зависят от N_e , что позволяет восстановить временной ход концентрации на поздних временах распада как плавную, монотонную кривую. В плотной плазме, при приближении концентраций плазмы к критическим значениям для выбранных частот зондирования, АЧХ линии уже нельзя считать не зависящей от концентрации. За счет изменения концентрации $N_e(t)$ амплитуда зондирующих сигналов вблизи отсечки испытывает сильную модуляцию, особенно на высоких частотах (см. рис. 3).

Относительно использования интерферометрического метода отметим, что результаты, приведенные на рис. 6 получены упрощенным способом — при том же геометрическом факторе $\chi = 0.39$, что и на рис. 5, т.е. как для основной диффузионной моды. Расчет геометрического фактора для экстраполированной формы поперечного распределения плазмы, соответствующей рис. 3б, и продольного профиля как для основной диффузионной моды (формула П2.8 прил. 2), дает меньшее значение, $\chi \approx 0.26$.

Это, однако, заниженная оценка геометрического фактора. За счет того, что система создания плазмы распределена по всей длине рабочей секции ГКЛ, а времена жизни диффузионных мод оказываются почти на два порядка больше, чем при низком давлении, фактическое продольное распределение плазмы формируется многими модами (П2.8), т.е. близко к квазиоднородному профилю. Соответственно, геометрический фактор согласно (П1.5) окажется выше, и не будет сильно отличаться от χ основной диффузионной моды.

Метод фазового интерферометра позволяет в явном виде получить интегральную характеристику плазмы — полное электронное содержание (ПЭС, англ. TEC — Total electron content) по трассе прохождения зондирующего сигнала. При изучении явлений, сопровождающих распространение СШП ЭМИ в ионосфере, таких как, например, дисперсионная трансформация формы импульса, ключевым параметром моделирования является именно ПЭС [11]. Эффективное значение ПЭС (определяемое по фазовому набегу сигналов с достаточно высокой частотой ($f^2 \gg f_p^2$) в ГКЛ с плазменным заполнением может быть рассчитано по формуле

$$TEC = \frac{\int_0^l \int_{r_1}^{r_2} N_e(z, r) / r dr dz}{\ln r_1 / r_2}. \quad (7)$$

Вывод формулы (7) аналогичен выводу формулы для расчета геометрического фактора (П1.5) из прил. 1. При типичных параметрах модельных экспериментов, проводимых в ГКЛ на стенде “Крот”, величина ПЭС варьирует в диапазоне $TEC \sim 10^9 - 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что соответствует трассе распространения СШП ЭМИ в ионосфере длиной 0.1—100 км в зависимости от условий.

Отметим, наконец, что одна из модификаций метода зонда с СВЧ-резонатором, заключающаяся в измерении малых фазовых отстроек его отклика на частотах, близких к невозмущенной (вакуумной)

резонансной частоте, также позволяет регистрировать малые значения концентрации плазмы [29, 30]. Эта методика, впрочем, является контактной, и обладает недостатками, изложенными в работе выше.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совместное использование радиочастотных зондовых и волновых методов позволяет получить целостную картину распада плазмы в ГКЛ, включающую как ее динамику в диапазоне концентраций от 10^{11} см^{-3} до 10^7 см^{-3} , так и пространственное распределение. Каждый из методов удобно применять в своем окне параметров.

Зонды с СВЧ-резонаторами используются в диапазоне от 10^{11} до 10^8 см^{-3} , однако систематически занижают концентрацию за счет “эффекта тени”. Необходимость измерения низких концентраций плазмы диктует выбор зонда с резонатором достаточно большого размера (около 8 см), который занижает N_e в 2—5 раз, в зависимости от давления. В любом случае, такой зонд можно использовать для относительных измерений, включая определение профиля плазмы в ГКЛ и динамики ее распада.

Методы радиопросвечивания дают интегральную информацию о плазме; на основе экспериментально измеренных профилей концентрации и решений задачи о диффузионном распаде плазмы в ГКЛ данными методами может быть получена информация о максимальной концентрации плазмы в линии $N_{e, \max}$. Метод отсечки, используемый в диапазоне концентраций от 10^{10} до 10^8 см^{-3} , совпадающем с рабочим диапазоном зонда с СВЧ-резонатором, позволяет в явном виде получать $N_{e, \max}$ как максимальные критические концентрации на трассе распространения зондирующих сигналов заданных частот. Метод фазового интерферометра, применимый в диапазоне от 10^8 до 10^7 см^{-3} , позволяет получать значения N_e с учетом модели распределения плазмы в ГКЛ и вычисленного для этой модели геометрического фактора. При задании профиля распадающейся плазмы в форме основной диффузионной моды методы отсечки и фазового интерферометра дают близкие значения концентрации в области перекрытия диапазонов измерений, при $N_e \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$. Отметим, что при этом сопоставляются результаты, получаемые в одно и то же время на существенно отличающихся частотах зондирования — порядка 100 МГц в методе отсечки, и порядка 1 ГГц в методе фазового интерферометра; никакие дополнительные подгоночные параметры не используются.

Применение методов радиопросвечивания для диагностики плазмы, заполняющей ГКЛ, имеет ряд особенностей, обусловленных спецификой эксперимента, которые определяют новизну данной работы. Во-первых, рабочая секция ГКЛ является сверхразмерным коаксиальным волноводом и для наносекундных ЭМИ, используемых в экспериментах [15], и для высокочастотных квазимонохроматических зондирующих волн. При этом, однако, за счет использования волновых трансформаторов удастся обеспечить распространение ЭМИ и зондирующего излучения в форме ТЕМ-волн, что удобно для диагностики, и приближает режим распространения импульсного широкополосного излучения к естественным условиям. Во-вторых, предлагаемая реализация метода фазового интерферометра учитывает неоднородность плазмы как вдоль, так и поперек трассы распространения, что отличает данную методику от стандартной СВЧ-интерферометрии. В-третьих, измерения малых значений концентрации плазмы, возможные только при использовании метода фазовой интерферометрии, подразумевают регистрацию малых изменений разностей фаз зондирующего и опорного сигналов, которые реализуются при цифровой обработке сигналов.

Бесконтактные методы диагностики плазмы низкой плотности, описанные в работе, удобно использовать в проводимых на ГКЛ экспериментах, моделирующих распространение СШП ЭМИ нано- и субнаносекундного диапазона длительностей в ионизированной атмосфере и ионосфере Земли. Достоинством интерферометрического метода является то, что он позволяет в явном виде получить интегральную характеристику плазмы на трассе распространения импульсного сигнала — полное электронное содержание (ПЭС), характеризующую эффекты при прохождении сигналов через околосветную плазму (в том числе дисперсионные) и являющуюся параметром моделирования.

Для получения связи фазового набега зондирующих сигналов с параметрами неоднородного плазменного заполнения ГКЛ в работе решены две задачи, которые носят вспомогательный характер и вынесены в приложения. Решения этих задач могут быть полезны для диагностики и анализа электродинамических свойств плазмы в коаксиальных волноводах и, вообще, любых плазменных структур трубчатой геометрии [31].

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Рассмотрим распространение монохроматического сигнала $U(t) = \text{Re } U_e \exp(2\pi i f t)$, $I(t) = \text{Re } I_e \exp(2\pi i f t)$ вдоль коаксиальной линии, заполненной плазмой с низкой концентрацией, $f^2 \gg f_p^2$. Погонную индуктивность в этом случае можно считать неизменной $L = L^{(0)}$ (здесь и далее индексом $^{(0)}$ обозначаются величины, характеризующие линию без плазмы). Для вычисления поправки к погонной емкости примем, что распределение плазмы аксиально симметрично. В этом случае можно использовать следующее выражение для расчета погонной емкости

$$C^{-1} = \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{2\pi\epsilon_0\epsilon(r)r} \simeq \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{2\pi\epsilon_0} \left(1 + \frac{N_e(r)}{N_c} \right) \Rightarrow \\ \Rightarrow C \simeq C^{(0)} \left(1 - \left(\ln \frac{r_2}{r_1} \right)^{-1} \int_{r_1}^{r_2} \frac{N_e(r)}{N_c} \frac{dr}{r} \right) \stackrel{\text{def}}{=} C^{(0)} + \delta C. \quad (\text{П1.1})$$

Таким образом, заполнение коаксиальной линии плазмой приводит к появлению малой добавки к погонной емкости $1/C \mid \partial C / \partial z \mid \ll 1 / \lambda_0$, где $\lambda_0 = c / f$ — длина волны, распространяющейся вдоль линии в вакууме, c — скорость света. Благодаря этому при описании распространения сигналов вдоль линии можно использовать систему телеграфных уравнений в виде

$$\frac{\partial}{\partial z} U_f = -L \times 2\pi i f I_f, \quad \frac{\partial}{\partial z} I_f = -C \times 2\pi i f U_f. \quad (\text{П1.2})$$

Исходя из данных уравнений можно рассчитать величину фазового набега сигнала (ϕ), возникающего при его прохождении вдоль линии длины l

$$\phi = \int_0^l 2\pi f \sqrt{LC(z)} dz \simeq \phi^{(0)} + \int_0^l \frac{1}{2} \frac{\delta C(z)}{C^{(0)}} k_0 dz, \quad (\text{П1.3})$$

где $\phi^{(0)}$ — фазовый набег сигнала без плазмы, $k_0 = 2\pi f / c$ — волновое число в вакууме. Зависимость $\delta C(z)$ учитывает неоднородность плазмы по длине линии z . Из выражений (П1.1) и (П1.3) следует выражение для изменения фазовой задержки, обусловленной заполнением линии плазмой

$$\delta\phi = -\chi \frac{N_{\max}}{N_c} \frac{k_0 l}{2}, \quad (\text{П1.4})$$

где $N_{\max}$ — максимальное значение концентрации плазмы, а χ — геометрический фактор, определяемый распределением плазмы внутри ГКЛ

$$\chi = \frac{1}{N_{\max} l \ln(r_2 / r_1)} \int_0^l \int_{r_1}^{r_2} \frac{N_e(z, r) dr}{r} dz. \quad (\text{П1.5})$$

Знак (–) в выражении (П1.4) связан с тем, что фазовая скорость электромагнитных волн в изоотропной плазме больше скорости света.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Уравнение, описывающее амбиполярную диффузию плазмы, имеет следующий вид [27]:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = D_A \Delta N_e. \quad (\text{П2.1})$$

Введем цилиндрическую систему координат (z, r, ϕ) так, что ось z направлена вдоль оси ГКЛ. Распределение концентрации плазмы будем полагать аксиально-симметричным. Концентрация плазмы на внутреннем и внешнем проводниках линии равна нулю, концентрацию плазмы на торцах рабочей секции ($z = 0, z = l$) также примем равной нулю. Тогда уравнение (П2.2) вместе с граничными условиями можно записать в виде

$$\frac{1}{D_A} \frac{\partial}{\partial t} N_e = \frac{\partial^2}{\partial z^2} N_e + r \frac{\partial}{\partial r} N_e + \frac{\partial^2}{\partial r^2} N_e. \quad (\text{П2.2})$$

Поиск частных решений методом разделения переменных $N_e(z, r, t) = T(t) W_{\perp}(r) W_{\parallel}(z)$ приводит к уравнению

$$\frac{1}{T(t)} \frac{\partial}{\partial t} T(t) = \frac{D_A}{W_{\parallel}(z)} \frac{\partial^2}{\partial z^2} W_{\parallel}(z) + \frac{D_A}{W_{\perp}(r)} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} W_{\perp}(r) + \frac{\partial^2}{\partial r^2} W_{\perp}(r) \right), \quad (\text{П2.3})$$

которое сводится к двум задачам Штурма–Лиувилля

$$-\frac{\partial^2}{\partial z^2} W_{\parallel} = \lambda_{\parallel}^2 W_{\parallel}, \quad W_{\parallel}(0) = W_{\parallel}(l) = 0, \quad (\text{П2.4})$$

$$-r \frac{\partial^2}{\partial r^2} W_{\perp} - \frac{\partial}{\partial r} W_{\perp} = \lambda_{\perp}^2 r W_{\perp}, \quad W_{\perp}(r_1) = W_{\perp}(r_2) = 0, \quad (\text{П2.5})$$

и обыкновенному дифференциальному уравнению

$$\frac{1}{T} \frac{\partial}{\partial t} T = -\frac{1}{\tau}, \quad (\text{П2.6})$$

где

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\perp}} + \frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{D_A}{\lambda_{\perp}^2} + \frac{D_A}{\lambda_{\parallel}^2}. \quad (\text{П2.7})$$

Решения уравнения (П2.4) записываются в следующем виде:

$$W_{\parallel n}(z) = \sin\left(\frac{\pi n}{l} z\right), \quad \lambda_{\parallel n} = \frac{l}{\pi n}. \quad (\text{П2.8})$$

Уравнение (П2.5) заменой $x = r / \lambda_{\perp}$ сводится к уравнению Бесселя нулевого порядка, фундаментальную систему решений которого составляют функция Бесселя $J_0(x)$ и функция Неймана $N_0(x)$. Решения исходного уравнения записываются в виде

$$W_{\perp m}(r) = J_0(r / \mu_m) - \frac{J_0(r_2 / \mu_m)}{N_0(r_2 / \mu_m)} N_0(r / \mu_m), \quad (\text{П2.9})$$

$$\lambda_{\perp} = \mu_m,$$

где μ_m — корень уравнения $W_{\perp m}(r_1) = 0$, нумерация корней ведется в порядке убывания их значений.

Согласно теореме Стеклова, семейства функций $W_{\perp m}(r)$ и $W_{\parallel n}(z)$ образуют ортогональные системы

$$\int_{r_1}^{r_2} r W_{\perp m_1}(r) W_{\perp m_2}(r) dr = 0 \quad (m_1 \neq m_2), \quad (\text{П2.10})$$

$$\int_0^l W_{\parallel n_1}(z) W_{\parallel n_2}(z) dz = 0 \quad (n_1 \neq n_2),$$

а общее решение задачи (П2.2) может быть записано в виде

$$N_e(z, r, t) = \sum_{C_{n,m}} C_{n,m} W_{\parallel n}(z) W_{\perp m}(r) \exp(-t / \tau_{n,m}). \quad (\text{П2.11})$$

Постоянные $C_{n,m}$ могут быть вычислены из начальных условий $N_e(z, r, t=0) = N_{e0}(z, r)$ в следующем виде:

$$C_{n,m} = \frac{\int_0^l \int_{r_1}^{r_2} N_{e0}(z, r) W_{\perp m_1}(r) W_{\parallel n}(z) r dr dz}{\int_0^l W_{\parallel n}^2(z) dz \int_{r_1}^{r_2} r W_{\perp m}^2(r) dr}. \quad (\text{П2.12})$$

Наибольшее время релаксации τ имеет основная диффузионная мода $N_e \propto W_{\perp 1}(r) W_{\parallel 1}(z)$. Такому распределению концентрации соответствует геометрический фактор $\chi \simeq 0.39$ (прил. 1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н., Сметанин И.В. // Письма ЖЭТФ. 2010. Т. 91. С. 244. DOI: 10.1134/S002136401005005X.
2. Москвитина Ю.К., Загинайлов Г.И., Ткаченко В.И. // ЖТФ. 2014. Т. 84. С. 119.
3. Андреев С.Е., Богданкевич И.Л., Гусейн-Заде Н.Г., Ульянов Д.К. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 165. DOI: 10.31857/S0367292122600789.
4. Карташов И.Н., Кузев М.В. // ЖЭТФ. 2022. Т. 161. С. 281. DOI: 10.31857/S0044451022020134.
5. Cao Y., Leopold J. G., Bliokh Yu.P., Leibovitch G., Krasik Ya.E. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 062307. DOI: 10.1063/5.0052963.
6. Zuev A.D., Smolin A. G. // Tech. Phys. Lett. 1997. V. 23. P. 535. DOI: 10.1134/1.1261737.
7. Polman J. // Rev. Sci. Instrum. 1967. V. 38. P. 1631. DOI: 10.1063/1.1720623.
8. Stenzel R.L. // Rev. Sci. Instrum. 1976. V. 47. P. 603. DOI: 10.1063/1.1134697.
9. Артеменко С.Н., Августиневич В.А., Жуков А.А. // Изв. вузов. Физика. 2011. V. 54. P. 239.
10. Yoshida Y. // Rev. Sci. Instrum. 1998. V. 69. P. 2032. DOI: 10.1063/1.1148894.
11. Солдатов А.В., Терехин В.А. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 927. DOI: 10.7868/S0367292116090092.
12. Солдатов А.В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 740. DOI: 10.1134/S0367292118090159.
13. Gushchin M.E., Korobkov S. V., Strikovskiy A. V., Aidakina N. A., Zudin I. Yu., Terekhin V. A., Terekhin A. V., Soldatov A. V., Belov A. S. // AIP Adv. 2019. V. 9. P. 125051. DOI: 10.1063/1.5131822.
14. Gushchin M., Palitsin A., Strikovskiy A., Zudin I., Korobkov S., Loskutov K., Gromov A., Goykhman M., Rodin Y., Korchagin V., Kornishin S., Kotov A., Kuzin A., Terekhin V. // Appl. Sci. (MDPI). 2022. V. 12. P. 59. DOI: 10.3390/app12010059.
15. Гойхман М.Б., Громов А.В., Гундорин В.И., Гуцин М.Е., Зудин И.Ю., Коршинин С.Ю., Коробков С.В., Котов А.В., Кузин А.В., Лоскутов К.Н., Палицин А.В., Стриковский А.В., Мареев Е.А. // ДАН. Физика, технические науки. 2022. Т. 503. С. 3. DOI: 10.31857/S2686740022020067.
16. Коробков С.В., Гуцин М.Е., Стриковский А.В., Вершинин И.М., Зудин И.Ю., Лоскутов К.Н., Николенко А.С., Палицин А.В., Громов А.В., Гойхман М.Б., Мареев Е.А. // ДАН. Физика, технические науки. 2023. Т. 510. С. 16. DOI: 10.31857/S2686740023030100.
17. Carlile R.N., Cavalli A., Cramer W.L., Hyde R.M., Seidler W.A. // IEEE Transac. Antennas Propagation. 1979. V. AP-27. P. 596. DOI: 10.1109/TAP.1979.1142150.
18. Айдакина Н.А., Галка А.Г., Гундорин В.И., Гуцин М.Е., Зудин И.Ю., Коробков С.В., Костров А.В., Лоскутов К.Н., Могилевский М.М., Привер С.Э., Стриковский А.В., Чугунин Д.В., Янин Д.В. // Геомагнетизм и аэронавтика. 2018. Т. 58. С. 331. DOI: 10.7868/S0016794018030033.
19. Конин В.В. // Проектирование фазированных антенных решеток / Ред. Д.И. Воскресенский. М.: Радиотехника, 2012.
20. Денисов В.П., Исаев В.А., Смирнов А.И. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. С. 229.
21. Cohen L. Time-frequency analysis. New Jersey: Prentice Hall PTR, 1995.
22. Signal processing. <https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/signal.htm>
23. Хилд М., Уортон С. Микроволновая диагностика плазмы. М.: Атомиздат, 1968.
24. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1978.
25. Raju G.G. // IEEE Transactions Dielectrics Electrical Insulation. 2004. V. 11. P. 649. DOI: 10.1109/TDEI.2004.1324355.
26. Phelps A.V. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1991. V. 20. P. 557. DOI: 10.1063/1.555889.
27. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.
28. Колданов В.А., Коробков С.В., Гуцин М.Е., Костров А.В. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 729.
29. Galka A.G., Yanin D. V., Kostrov A. V., Priver S. E., Malyshchev M. S. // J. Appl. Phys. 2019. V. 125. P. 1245011—6. DOI: 10.1063/1.5082169.
30. Галка А.Г., Костров А.В., Мальшев М.С. // ЖТФ. 2023. Т. 93. С. 81. DOI: 10.21883/JTF.2023.01.54066.192-22.
31. Пономарев А.В., Ульянов Д.К. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 576. DOI: 10.31857/S0367292122601485.

Radiofrequency Diagnostic of the Decaying Plasma in the “Gigantic” Coaxial Line at the Large Plasma Device

© 2024 I. Yu. Zudin^{a,*}, V. V. Kochedykov^{a,**}, M. E. Gushchin^a, A. V. Strikovskiy^a,
S. V. Korobkov^a, A. N. Katkov^a, I. A. Petrova^a, and I. M. Vershinin^a

^a Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950, Russia

* e-mail: zudiniy@ipfran.ru

** e-mail: v.kochedykov@ipfran.ru

At the large-scale Krot facility (Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences), a new device was developed for laboratory simulations of the effects of the interaction of ultrawideband electromagnetic pulses with the partially ionized atmosphere and ionosphere: the “gigantic” coaxial line with a length of 10 m and diameter of 1.4 m that is filled by the decaying plasma of the inductive discharge. Two radiofrequency methods of wave diagnostics used in the device are described, the cutoff method and the wave interferometer, which can be used to determine the electron density of the plasma in the line in a wide range of values, $N_e = 10^7 - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. The measurement results are compared with the values obtained by the contact diagnostic, a probe with a microwave resonator. The interferometric method is implemented taking into account the nonuniform distribution of plasma density both along and across the transmission line, which, in the working range of pulsed and continuous diagnostic signals, is an oversized waveguide. The specific features of application and the limitations of the contact (probe) and contactless (wave) methods of diagnostics are discussed, taking into account the nonuniform plasma distribution in the coaxial line and the specific features of its construction.

Keywords: plasma diagnostics, interferometer, transmission lines, laboratory simulations, ionosphere

УДК 533.951

К ВОПРОСУ ОБ АНОМАЛЬНОЙ ДИССИПАЦИИ В ПЛАЗМЕ ЗАПЫЛЕННОЙ ЭКЗОСФЕРЫ МЕРКУРИЯ

© 2024 г. С. И. Попель*, Ю. Н. Извекова, А. П. Голубь

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 10.09.2023 г.

После доработки 30.11.2023 г.

Принята к публикации 01.12.2023 г.

Одной из основных особенностей, отличающих пылевую плазму от обычной (не содержащей заряженных пылевых частиц) плазмы, является аномальная диссипация, связанная с эффектом зарядки пылевых частиц, приводящая к новым физическим явлениям, эффектам и механизмам. Рассматривается процесс аномальной диссипации в контексте описания динамики пылевых частиц в пылевой плазме экзосферы Меркурия. Представлено аналитическое описание колебаний пылевой частицы над поверхностью Меркурия, затухание которых определяется частотой зарядки пылевых частиц, характеризующей аномальную диссипацию. Показано, что аномальная диссипация играет существенную роль для обоснования применения модели левитирующих пылевых частиц при описании пылевой плазмы над Меркурием. Приведены результаты численных расчетов, подтверждающие возможность применения данной модели.

Ключевые слова: пылевая плазма, Меркурий, экзосфера, аномальная диссипация, левитирующая пылевая частица

DOI: 10.31857/S0367292124020065, **EDN:** SBXXYS

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы, происходящие в пылевой плазме, в настоящее время исследуются весьма интенсивно, на что, в частности, указывает количество книг [1–6] и обзоров (см., например, работы [7–19]), опубликованных по этой теме. Основными особенностями, отличающими пылевую плазму от обычной (не содержащей заряженных пылевых частиц) плазмы, является возможность самоорганизации, приводящей к формированию макроскопических структур таких, как плазменно-пылевой кристалл, плазменно-пылевые облака, капли и т.д. [4, 6, 7, 15], и, кроме того, возникновение аномальной диссипации [20], приводящей к новым физическим явлениям, эффектам и механизмам [9, 21–23].

В природных условиях формирование плазменно-пылевых кристаллов, как правило, невозможно, и основное внимание следует уделять аномальной диссипации, связанной с процессами зарядки пылевых частиц. Именно такого рода аномальная диссипация ответственна за образование нового вида ударных волн, которые важны в физике комет, атмосфере Земли во время активных экспериментов, при описании первичной Земли и т.д. [24].

Эффекты, связанные с процессами зарядки пылевых частиц важны при описании модуляционной

неустойчивости в пылевой плазме [21], при рассмотрении слабозатухающих солитонов [25]. Хорошо известно, что в пылевой плазме электроны и ионы поглощаются на поверхности пылевой частицы, поэтому, естественно, происходит обмен энергией пылевой компоненты с плазмой.

Однако во всех перечисленных выше случаях, когда делаются утверждения об аномальной диссипации, связанной с процессами зарядки пылевых частиц, имеются проявления этого эффекта, характеризующие поведение пылевой плазмы. Схожая ситуация возникает в контексте описания динамики пылевых частиц в пылевой плазме в лунной экзосфере, когда аномальная диссипация, связанная с процессами зарядки пылевых частиц, может приводить к затуханию осцилляций при движении пылевой частицы над лунной поверхностью, о чем упоминалось в работах [26–28].

В настоящей работе аномальная диссипация рассматривается для случая пылевой плазмы экзосферы Меркурия.

Важность и своевременность данного исследования связана с тем фактом, что одной из ключевых проблем физики пылевой плазмы в настоящее время является ее исследование в Солнечной системе [29]. Причем особенный интерес представляют те объекты

Солнечной системы, которые изучаются или будут изучаться с помощью космических аппаратов.

В 2018 г. к Меркурию был отправлен космический аппарат европейской миссии *BepiColombo* [30], который должен долететь до планеты к 2025 г. Кроме того, обсуждается запуск в 2030-х гг. российского космического зонда “Меркурий-П”, который должен совершить мягкую посадку на поверхность планеты. Обе эти миссии будут исследовать запыленную экзосферу Меркурия. Исследования плазменно-пылевой среды в окрестностях Меркурия только начаты [31–33].

Хотя формально Меркурий считается безатмосферным телом, у него, как и у других безатмосферных тел, имеется экзосфера [34], возможно, содержащая заряженные пылевые частицы. Как и Луна, Меркурий — космическое тело, характеризующееся довольно большими значениями силы тяжести. Это позволяет рассматривать пылевую плазму вблизи поверхности Меркурия по аналогии с ситуацией вблизи Луны [31].

Подобно Луне, пылевая плазма над освещенной Солнцем поверхностью Меркурия состоит, в частности, из фотоэлектронов, электронов и ионов солнечного ветра, а также заряженных пылевых частиц. Однако существуют следующие качественные различия между плазменно-пылевыми системами Меркурия и Луны, связанные с тем, что Меркурий имеет магнитосферу, а его орбита характеризуется высокими значениями эксцентриситета.

1. Воздействие магнитных полей может влиять на перенос пылевых частиц и, соответственно, расширение области существования пылевой плазмы над поверхностью Меркурия за счет влияния переноса пылевых частиц, но не столь значительно, как на Луне.

2. Из-за наличия у Меркурия магнитосферы солнечный ветер важен для образования пылевой плазмы на Меркурии только в окрестностях областей магнитных полюсов. В других районах Меркурия, в отличие от ситуации на Луне, солнечный ветер не оказывает существенного влияния на свойства пылевой плазмы. Параметры пылевой плазмы над Меркурием различны в ситуациях афелия и перигелия его орбиты.

Таким образом, рассмотрим аномальную диссипацию, связанную с процессами зарядки пылевых частиц в экзосфере Меркурия, по аналогии с ситуацией в околосолнечной пылевой плазме [27], но с учетом особенностей запыленной экзосферы Меркурия.

В разд. 2 представлено аналитическое описание динамики пылевой частицы над поверхностью Меркурия, и получено уравнение затухающих колебаний пылевой частицы, включающее слагаемое, характеризующее аномальную диссипацию в пылевой плазме.

В разд. 3 приведены результаты численных расчетов, показывающих, что аномальная диссипация играет существенную роль для обоснования применения модели левитирующих пылевых частиц при описании пылевой плазмы над Меркурием.

В разд. 4 суммируются результаты, описанные в данной работе.

2. УРАВНЕНИЕ ЗАТУХАЮЩИХ КОЛЕБАНИЙ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ

Для описания поведения заряженной пыли над поверхностью Меркурия используем модель [31], являющуюся обобщением самосогласованной электростатической модели пылевой плазмы у Луны, представленной в [35] и получившей дальнейшее развитие в [26]. Однако необходимо при этом учесть важную особенность Меркурия по сравнению с Луной, которая влияет на свойства плазменно-пылевой системы, а именно существование у Меркурия магнитосферы.

Параметры солнечного ветра в окрестностях Меркурия различны в афелии и перигелии его орбиты. В табл. 1 представлены характерные параметры солнечного ветра вблизи Меркурия [36, 37], а именно $n_{e(i)S}$ концентрация электронов (ионов) солнечного ветра, температура $T_{e(i)S}$ электронов (ионов) солнечного ветра, а также скорость солнечного ветра u_s . Характерные значения магнитного поля в магнитосфере Меркурия составляют [38] $|B_M| \sim 10^{-3}$ Гс.

Эти данные позволяют провести оценку ларморовских радиусов электронов r_{LeS} и ионов r_{LiS} солнечного ветра в магнитосфере Меркурия. Находим: $r_{LeS} \sim 0.1$ км, $r_{LiS} \sim 10$ км. Это означает: если рассматривается пылевая плазма в точке, расположенной не очень близко к магнитным полюсам Меркурия, то частицы солнечного ветра не достигают его поверхности, и в этом случае не нужно учитывать солнечный ветер в расчетах при рассмотрении пылевой плазмы на небольших высотах.

Таким образом, модель, описывающая пылевую плазму над освещенными солнечным светом участками поверхности Меркурия в областях, не очень близких к его магнитным полюсам, включает в себя следующие уравнения:

$$m_d \frac{d^2 \mathbf{r}_d}{dt^2} = q_d \mathbf{E} + \frac{q_d}{c} \mathbf{v}_d \times \mathbf{B} + m_d \mathbf{g}_0, \quad (1)$$

$$\frac{dq_d}{dt} = -I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d), \quad (2)$$

где m_d — масса пылевой частицы; $\mathbf{r}_d$ — радиус-вектор пылевой частицы, q_d — заряд пылевой

частицы, E — электрическое поле, c — скорость света; v_d — скорость частицы, B — магнитное поле у поверхности Меркурия, g_0 — ускорение свободного падения вблизи поверхности Меркурия, $I_{ph}(q_d)$ — ток фотоэлектронов, эмитируемых пылевой частицей вследствие взаимодействия солнечного излучения с ее поверхностью, $I_{e,ph}(q_d)$ — микроскопический ток на пылевую частицу фоновых фотоэлектронов (окружающих пылевую частицу),

$$I_{ph} \approx -\pi a^2 e N_0 \sqrt{\frac{T_{e,ph}}{2\pi m_e}} \times \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}}\right) \exp\left(-\frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}}\right), \quad (3)$$

$$I_{e,ph} \approx -\pi a^2 e n_{e,ph} \sqrt{\frac{8T_{e,ph}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}}\right), \quad (4)$$

a — размер пылевой частицы, e — элементарный заряд, N_0 — концентрация фотоэлектронов у поверхности Меркурия в точке, соответствующей углу θ между местной нормалью и направлением на Солнце, равному нулю; m_e — масса электрона, Z_d — зарядовое число частицы, $T_{e,ph}$ — температура фотоэлектронов, $n_{e,ph}$ — концентрация фотоэлектронов в точке нахождения пылевой частицы.

Выражения (3), (4) справедливы для положительных зарядов частиц пыли. Выражение (3) получено [35] в предположении, что поверхность Меркурия и поверхности пылевых частиц имеют одинаковую работу выхода. Это позволяет провести формальную замену части выражения для тока фотоэлектронов, эмитируемых пылевой частицей вследствие взаимодействия солнечного излучения с ее поверхностью, включающей работу выхода и квантовый выход, на множитель N_0 (без добавления функции, зависящей от угла θ). При этом значения зарядового числа Z_d , входящего в формулу (3), зависят от θ , и, таким образом, значения тока фотоэлектронов в итоге зависят от значения угла между местной нормалью и направлением на Солнце.

При решении уравнений (1), (2) необходимо учитывать следующее выражение для вертикальной компоненты электрического поля E , формируемого заряженной поверхностью Меркурия, в зависимости от высоты h над ее поверхностью:

$$E(h, \theta) = \frac{2T_{e,ph}}{e} \frac{\sqrt{\cos \theta / 2}}{\lambda_D + h \sqrt{\cos \theta / 2}}, \quad (5)$$

где $\lambda_D = \sqrt{T_{e,ph} / 4\pi N_0 e^2}$ — дебаевский радиус фотоэлектронов у поверхности Меркурия.

Выражение (5) получено в результате совместного решения кинетического уравнения для фотоэлектронов и уравнения Пуассона. Зависимость электрического поля от угла θ в выражении (5) обусловлена изменением числа фотонов, которые поглощаются единицей поверхности Меркурия, в зависимости от угла θ . Распределение электрического поля, аналогичное (5), получено в работах [39, 40].

Аномальную диссипацию в пылевой плазме характеризует так называемая частота зарядки пылевых частиц, определяемая из соотношения

$$\frac{d\delta q_d}{dt} \approx \frac{\partial(-I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d))}{\partial q_d} \bigg|_{q_d=q_{d0}} \delta q_d \equiv -v_q \delta q_d, \quad (6)$$

где q_{d0} — равновесный заряд пылевой частицы, являющийся решением уравнения $-I_{ph}(q_{d0}) + I_{e,ph}(q_{d0}) = 0$, $\delta q_d = q_d - q_{d0}$. Фактически частота v_d определяет время релаксации зарядов к равновесным значениям при малых отклонениях от равновесных значений.

Используя выражения (3), (4), находим

$$v_q \approx \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \frac{av_{Te,ph}}{\lambda_D^2} \left(1 + \frac{Z_{d0} e^2}{a T_{e,ph}}\right) \exp\left(-\frac{Z_{d0} e^2}{a T_{e,ph}}\right), \quad (7)$$

где $v_{Te,ph} = \sqrt{T_{e,ph} / m_e}$.

С помощью уравнения (6) можно получить следующее соотношение:

$$q_d(a, t) = q_{d0}(a) + \delta q_{d0}(a) \exp(-v_q(a)t). \quad (8)$$

Как уже отмечалось, магнитное поле вблизи поверхности Меркурия примерно равно 3×10^{-3} Гс [38]. Для таких магнитных полей слагаемым в правой части уравнения (1), содержащим магнитное поле, можно пренебречь по сравнению с другими слагаемыми в правой части этого уравнения. Тогда, подставляя соотношение (8) в выражение (1), можно получить

$$m_d \frac{d^2 h}{dt^2} = q_{d0}(a) E(h) - m_d g_0 + \delta q_{d0}(a) E(h) \exp(-v_q(a)t). \quad (9)$$

Введем равновесное значение высоты h_0 , соответствующее уравнению $q_{d0}(a) E(h_0) - m_d g_0 = 0$, а также отклонение высоты от этого значения $\delta h = h - h_0$. Рассмотрим малые значения

δh ($|\delta h| \ll h_0$) и значения δq_{d0} , удовлетворяющие следующим неравенствам:

$$1 \gg |\delta q_{d0} / q_{d0}| \gg |\delta h \sqrt{\cos \theta} / 2 / \lambda_D|. \quad (10)$$

Тогда имеем

$$m_d \frac{d^2 h}{dt^2} \approx \delta q_{d0}(a) E(h_0) \exp(-v_q(a)t). \quad (11)$$

Следствием соотношения (11) является

$$\frac{dh}{dt} \approx -\frac{\delta q_{d0}(a) E(h_0) \exp(-v_q(a)t)}{m_d v_q(a)}. \quad (12)$$

Комбинируя (9) и (12), а также учитывая только линейные слагаемые по возмущениям δh , получаем следующее уравнение:

$$\frac{d^2 \delta h}{dt^2} + v_q(a) \frac{d \delta h}{dt} = \frac{q_{d0}(a)}{m_d} \frac{\partial E(h)}{\partial h} \bigg|_{h=h_0} \delta h. \quad (13)$$

Используя выражение (5) для электрического поля $E(h)$, находим

$$\frac{d^2 \delta h}{dt^2} + v_q(a) \frac{d \delta h}{dt} + \omega_0^2 \delta h = 0, \quad (14)$$

где

$$\omega_0^2 = \frac{Z_{d0} T_{e,ph} \cos \theta}{m_d (\lambda_D + h_0 \sqrt{\cos \theta} / 2)^2}. \quad (15)$$

Здесь $Z_{d0} = q_{d0} / e$ — равновесное зарядовое число пылевой частицы.

Уравнение (14) является уравнением затухающих колебаний пылевой частицы. Его решение, удовлетворяющее условию $h(0) = 0$, имеет вид

$$h = h_0 (1 - \exp(-v_q(a)t / 2) \cos(\omega t)), \quad (16)$$

где $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - (1/4)v_q^2}$. Из выражений (7) и (14) видно, что затухание колебаний пылевой частицы связано с процессами зарядки пылевых частиц.

Мы рассматривали случай пылевой плазмы над освещенными солнечным светом участками поверхности Меркурия в областях, не очень близких к его магнитным полюсам, когда в расчетах не следует учитывать солнечный ветер. Однако в окрестностях магнитных полюсов частицы солнечного ветра достигают поверхности Меркурия [31].

Таким образом, для описания пылевой плазмы в областях, расположенных вблизи магнитных полюсов, в дополнение к фототоку (3) и току фоновых

фотоэлектронов (4) необходимо учитывать микроскопические токи электронов и ионов солнечного ветра на пылевую частицу. Исходные уравнения, описывающие динамику пылевой частицы в этом случае, — (1) и (17):

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d), \quad (17)$$

где $I_e(q_d)$ и $I_i(q_d)$ — микроскопические токи электронов и ионов солнечного ветра на пылевую частицу. Выражения для указанных токов имеют вид (ср. [27])

$$I_e \approx -\pi a^2 n_{eS} \sqrt{\frac{8T_{eS}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{eS}} \right), \quad (18)$$

$$\begin{aligned} I_i \approx & \pi a^2 n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{2\pi m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \times \\ & \times \left\{ \frac{u_i + u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i - u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) + \right. \\ & \left. + \frac{u_i - u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i + u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) \right\} + \\ & + \pi a^2 n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{4m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{u_i + u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{u_i - u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) \right\} \times \\ & \times \left(1 + \frac{2Z_d e^2}{a T_{iS}} + \frac{u_i^2}{u_{Ti}^2} \right). \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь m_i — масса иона, $u_0 = \sqrt{2Z_d e^2 / a m_i}$, $u_{Ti} = \sqrt{T_{iS} / m_i}$ — тепловая скорость ионов солнечного ветра.

Из уравнений (1), (17), используя подход, приведенный ранее в данном разделе, удастся получить уравнения затухающих колебаний пылевой частицы (14), (15), однако со значением частоты, отличающимся от бытующего в выражении (7).

В ситуации областей, расположенных вблизи магнитных полюсов, частота v_q определяется из соотношения

$$\begin{aligned} \frac{d \delta q_d}{dt} & \approx \\ & \approx \frac{\partial (I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d))}{\partial q_d} \bigg|_{q_d=q_{d0}} \delta q_d \equiv \\ & \equiv -v_q \delta q_d. \end{aligned} \quad (20)$$

Ее значение приблизительно равно

$$v_q \approx \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \frac{av_{Te,ph}}{\lambda_D^2} \left(1 + \frac{Z_{d0}e^2}{aT_{e,ph}} \right) \times \\ \times \exp \left(-\frac{Z_{d0}e^2}{aT_{e,ph}} \right) + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{av_{TeS}}{\lambda_{DeS}^2}, \quad (21)$$

где $v_{TeS} = \sqrt{T_{eS} / m_e}$, $\lambda_{DeS} = \sqrt{T_{eS} / 4\pi n_{eS} e^2}$.

Чтобы не слишком усложнять выражение для v_q , при выводе соотношения (21) пренебрегали током ионов солнечного ветра (19), что оказывается возможным, поскольку для условий пылевой плазмы над поверхностью Меркурия данный ток, как правило, наименьший по абсолютной величине среди всех токов, учитываемых в правой части уравнения (17).

Таким образом, удастся получить уравнение затухающих колебаний пылевой частицы (14), (15) как для ситуации, когда рассматривается пылевая плазма над освещенными солнечным светом участками поверхности Меркурия в областях, не очень близких к его магнитным полюсам, так и для ситуации участков поверхности Меркурия, расположенных вблизи магнитных полюсов.

Следует учитывать, что выражения для частоты v_q в этих ситуациях различны. В обоих случаях затухание колебаний пылевой частицы связано с процессами зарядки пылевых частиц, и, следовательно, в случае Меркурия, как и в случае Луны, аномальная диссипация в пылевой плазме, связанная с процессами зарядки пылевых частиц, может приводить к затуханию осцилляций при движении пылевой частицы над поверхностью планеты.

3. ЛЕВИТИРУЮЩАЯ ПЫЛЬ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ МЕРКУРИЯ

Приведенный подход оказывается полезным для качественного описания свойств пылевой плазмы над поверхностью Меркурия. Например, в рамках такого подхода удастся ответить на вопрос о возможности использования приближения левитирующих пылевых частиц для описания пылевой плазмы, т.е. частиц, для которых можно считать, что имеет место баланс между действующими на частицу электростатической и гравитационной силами, или же обязательного учета динамических эффектов (например, осцилляций), связанных с движением пыли.

Следует отметить, что рассмотрение пылевой плазмы вблизи поверхности Меркурия [31] осуществлялось в предположении левитирующих пылевых

частиц над поверхностью Меркурия, но при этом детального обоснования возможности использования данного приближения в работе [31] приведено не было.

Приближение левитирующих пылевых частиц можно использовать, если характерное время рассматриваемой задачи много больше, чем $2 / v_q(a)$ — характерное время затухания осцилляций пылевой частицы. Поскольку обычно рассматривается формирование пылевой плазмы над освещенной частью Меркурия (как, например, в работе [31]), приведенный здесь подход позволяет получить достаточно простое условие, при котором можно рассматривать пылевые частицы над Меркурием левитирующими:

$$2 / v_q(a) \ll T_M, \quad (22)$$

где T_M составляет половину синодического дня Меркурия, т.е. около 29.323 земных суток ($\approx 3 \times 10^6$ с). Время T_M характеризует продолжительность светового дня на Меркурии. Условие (22) означает, что осцилляции частицы успевают затухнуть гораздо быстрее, чем закончится световой день на Меркурии, т.е. можно рассматривать пылевую частицу левитирующей большую часть времени существования пылевой плазмы над освещенной частью Меркурия.

Таким образом, для проверки справедливости приближения левитирующих пылевых частиц следует проверить выполнение неравенства (22) для подавляющего большинства пылевых частиц, способных подняться над поверхностью Меркурия.

На рис. 1—4 приведены результаты вычислений (на основе уравнений (1), (2) или (17) — рис. 1а—4а; (14) — рис. 1б—4б), характеризующих возможность применения приближения левитирующих пылевых частиц для различных ситуаций на Меркурии. Верхние панели рис. 1а—4а содержат зависимости зарядового числа Z_d пылевой частицы, высоты h_0 , на которой частица под действием гравитационной и электростатической сил находится в состоянии равновесия, а также характерного времени затухания осцилляций пылевой частицы $2 / v_q(a)$ от размера пылевой частицы a .

Вычисления Z_d и $2 / v_q(a)$ на рис. 1—4 производились для параметров пылевой плазмы, соответствующих высоте h_0 . Расчеты на рис. 1—4 приведены для угла между местной нормалью и направлением на Солнце, составляющим $\theta = 87^\circ$, что возможно (см. работу [31]) как для ситуации, когда рассматривается пылевая плазма над освещенными солнечным светом участками поверхности Меркурия в областях,

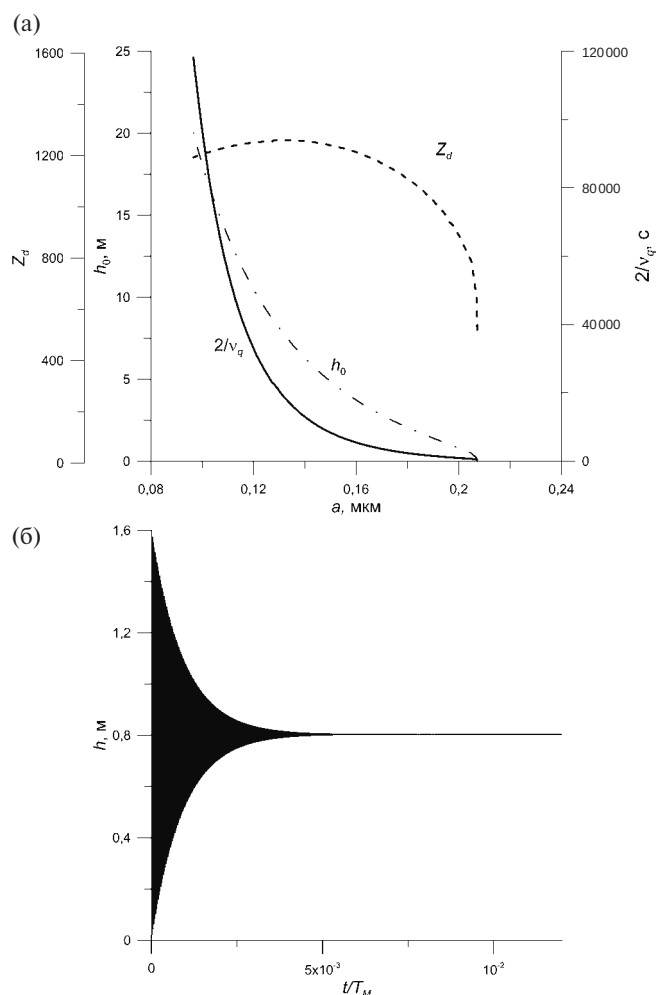


Рис. 1. Зависимости зарядового числа Z_d пылевой частицы, высоты h_0 ее равновесия над поверхностью Меркурия, времени $2/v_q$ от размера пылевой частицы a (а), а также высоты h нахождения пылевой частицы радиуса $a = 0.20$ мкм от времени (б) для условий афелия и участка поверхности Меркурия, не очень близкого к его магнитным полюсам, при $\theta = 87^\circ$.

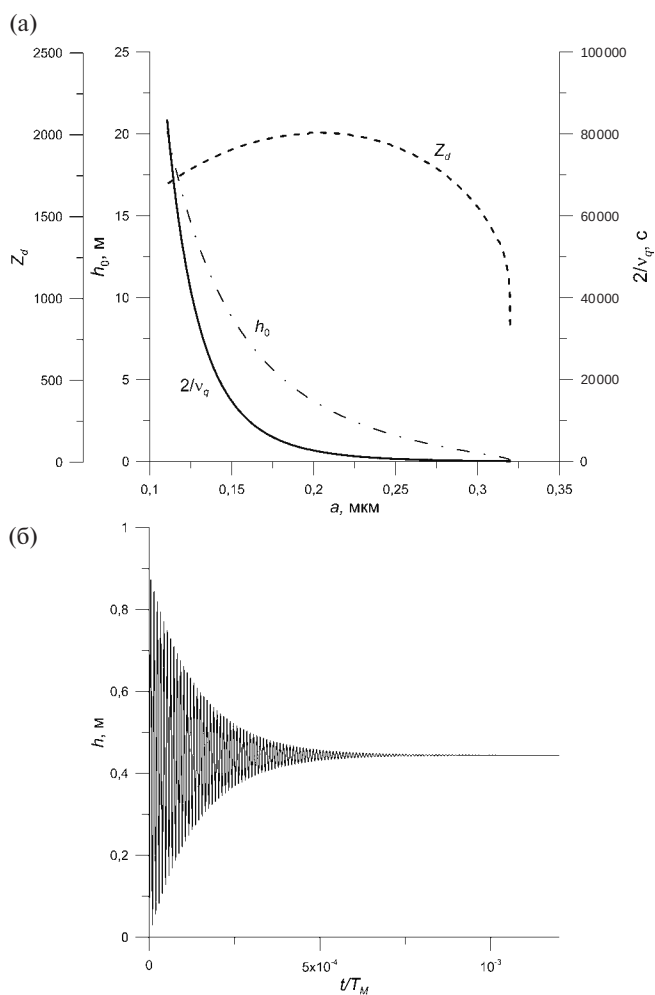


Рис. 2. Зависимости зарядового числа Z_d пылевой частицы, высоты h_0 ее равновесия над поверхностью Меркурия, времени $2/v_q$ от размера пылевой частицы a (а), а также высоты h нахождения пылевой частицы радиуса $a = 0.30$ мкм от времени (б) для условий перигелия и участка поверхности Меркурия, не очень близкого к его магнитным полюсам, при $\theta = 87^\circ$.

не очень близких к его магнитным полюсам, так и для ситуации участков поверхности Меркурия, расположенных вблизи магнитных полюсов.

Соответственно, вычисления проводились для афелия (рис. 1 и 3) и перигелия (рис. 2 и 4) орбиты Меркурия, а также для участков на его поверхности, не очень близких к его магнитным полюсам (см. рис. 1 и 2), и для областей, расположенных вблизи магнитных полюсов (рис. 3 и 4).

Кривые, представленные на рис. 1б—4б, характеризующие затухающие осцилляции пылевой частицы, построены для частиц с размерами, близкими к максимально возможным с точки зрения их подъема над поверхностью Меркурия (см. работу [31]). При вычислениях использовались параметры

солнечного ветра, представленные в табл. 1, а также фотоэлектронов из табл. 2.

Таблица 1. Характерные параметры солнечного ветра по данным космических аппаратов Helios 1 и Helios 2 [36, 37]

Параметр	Афелий	Перигелий
n_{eS} , см ⁻³	40.0	63.2
n_{iS} , см ⁻³	40.0	63.2
T_{eS} , эВ	22.8	36.8
T_{iS} , эВ	11.4	18.4
u_p , км/с	380	395

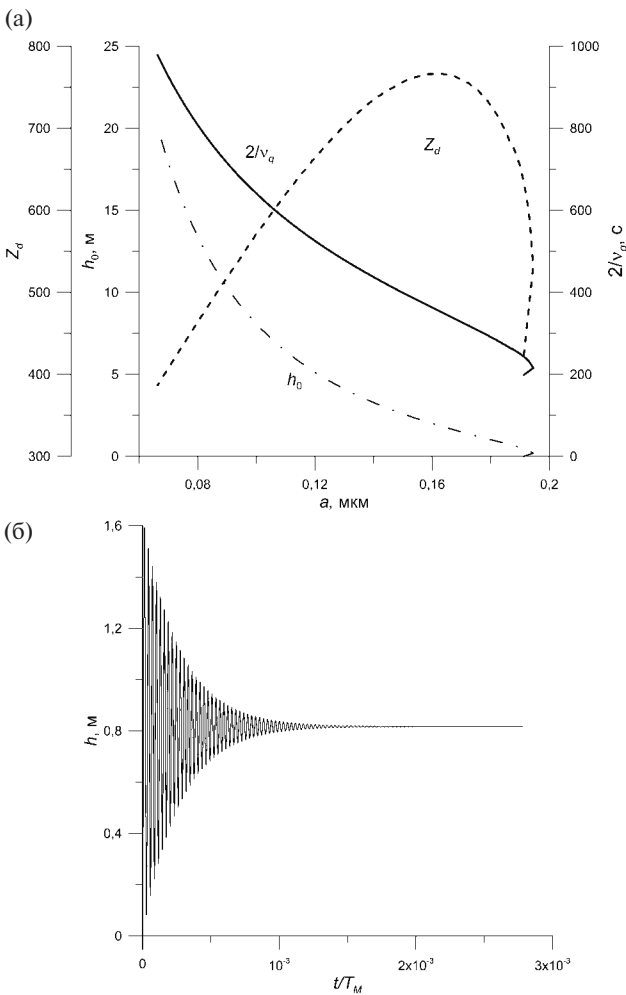


Рис. 3. Зависимости зарядового числа Z_d пылевой частицы, высоты h_0 ее равновесия над поверхностью Меркурия, времени $2/v_q$ от размера пылевой частицы a (а), а также высоты h нахождения пылевой частицы радиуса $a = 0.18 \mu\text{м}$ от времени (б) для условий афелия и участка поверхности Меркурия, расположенного вблизи магнитных полюсов, при $\theta = 87^\circ$.

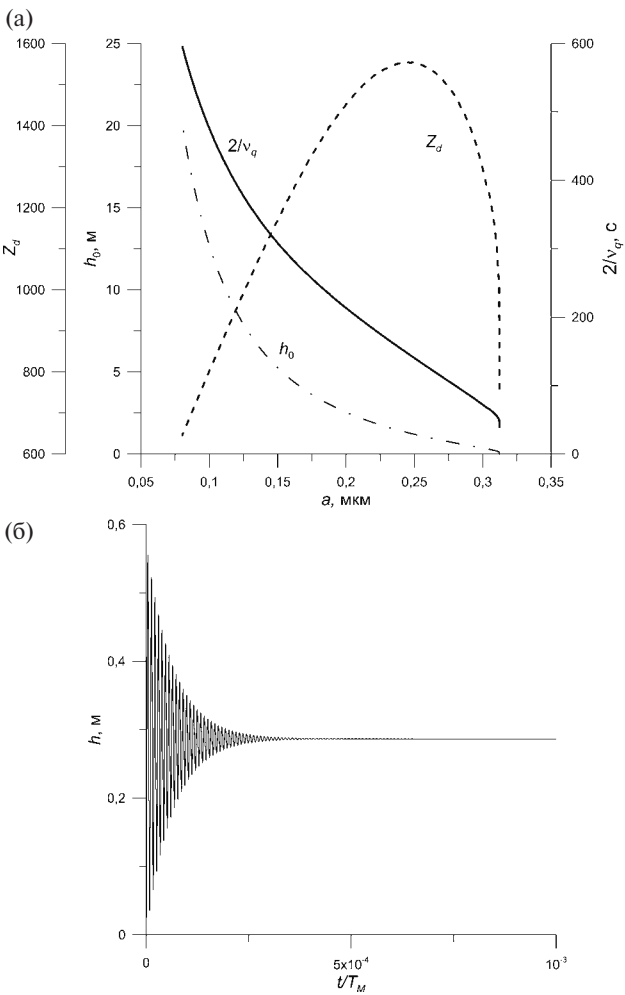


Рис. 4. Зависимости зарядового числа Z_d пылевой частицы, высоты h_0 ее равновесия над поверхностью Меркурия, времени $2/v_q$ от размера пылевой частицы a (а), а также высоты h нахождения пылевой частицы радиуса $a = 0.30 \mu\text{м}$ от времени (б) для условий перигелия и участка поверхности Меркурия, расположенного вблизи магнитных полюсов, при $\theta = 87^\circ$.

Таблица 2. Характерные параметры фотоэлектронов приповерхностного слоя освещенной части Меркурия в афелии и перигелии [31]

Параметр	Афелий	Перигелий
$N_0, \text{см}^{-3}$	$5.29 \cdot 10^3$	$2.71 \cdot 10^4$
$T_{e,ph}, \text{эВ}$	2.30	2.38

Из рис. 1а—4а видно, что для наиболее крупных $a > 100 \text{ нм}$ пылевых частиц, которые могут подняться над поверхностью Меркурия за счет электростатических процессов, характерное время затухания осцилляций пылевой частицы $2/v_q(a)$ значительно меньше времени $T_M \approx 3 \times 10^6 \text{ с}$, ха-

рактеризующего продолжительность светового дня на Меркурии.

Рисунки 1б—4б демонстрируют, что затухание осцилляций пылевой частицы происходит за время, существенно меньшее T_M , т.е. пылевые частицы в течение почти всего времени их присутствия над поверхностью Меркурия можно рассматривать как левитирующие.

Таким образом, при $\theta = 87^\circ$ можно использовать приближение левитирующих пылевых частиц для описания пылевой плазмы. При меньших значениях угла θ величины $2/v_q(a)$ — еще меньше, чем при $\theta = 87^\circ$. Например, при $\theta = 77^\circ$ значения $2/v_q(a) \leq 3 \times 10^4 \text{ с}$ (при $a > 100 \text{ нм}$) для ситуации участка поверхности Меркурия, не очень близкого

к его магнитным полюсам, и (при $a > 100$ нм) для ситуации, когда исследуемый участок поверхности находится вблизи магнитного полюса. Следовательно, и для углов θ , меньших 87° , использование приближения левитирующих пылевых частиц для описания пылевой плазмы также возможно.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, рассмотрен процесс аномальной диссипации в пылевой плазме, связанный с эффектом зарядки пылевых частиц, в контексте описания динамики пылевых частиц в экзосфере Меркурия. Получено уравнение, описывающее колебания пылевой частицы над поверхностью Меркурия, затухание которых определяется частотой зарядки пылевых частиц, характеризующей аномальную диссипацию.

Показано, что аномальная диссипация играет существенную роль для обоснования применения модели левитирующих пылевых частиц при описании пылевой плазмы над Меркурием. На основе численных расчетов продемонстрировано, что, как правило, возможно использовать приближение левитирующих пылевых частиц для описания запыленной экзосферы Меркурия над участками его поверхности, освещенными солнечным излучением. Тем самым проведено доказательство важности процессов аномальной диссипации для случая пылевой плазмы в экзосфере Меркурия.

Методика, представленная в нашей работе, полезна для анализа плазменно-пылевых систем в окрестностях безатмосферных тел Солнечной системы, таких как спутники Марса (см., например, работы [41, 42]), кометы и др.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dusty plasmas: physics, chemistry and technological impacts in plasma processing / ed. A. Bouchoule. New York: John Wiley and Sons Inc., 1999. 408 p.
2. Shukla P.K., Mamun A.A. Introduction to dusty plasmas physics. Bristol: IOP Publishing, 2002. 265 p.
3. Vladimirov S.V., Ostrikov K., Samarian A.A. Physics and applications of complex plasmas. London: Imperial College Press, 2005. 500 p.
4. Tsytovich V.N., Morfill G. E., Vladimirov S. V., Thomas H. Elementary physics of complex plasmas. Berlin: Springer-Verlag, 2008. 370 p.
5. Попель С. И. Лекции по физике пылевой плазмы. М.: МФТИ, 2012. 160 с.
6. Фортков В. Е., Батулин Ю. М., Морфилл Г. О., Петров О. Ф. Плазменный кристалл. Космические эксперименты. М.: Физматлит, 2015.
7. Цытович В. Н. // УФН. 1997. Т. 167. С. 57.
8. Цытович В. Н., Винтер Дж. // УФН. 1998. Т. 168. С. 899.
9. Tsytovich V.N. // Austral. J. Phys. 1998. V. 51. P. 763.
10. Merlino R.L., Goree J.A. // Phys. Today. 2004. No. 7. P. 32.
11. Popel S.I., Morfill G. E. // Ukr. J. Phys. 2005. V. 50. P. 161.
12. Vladimirov S.V., Ostrikov K. // Phys. Reports. 2004. V. 393. P. 175.
13. Ostrikov K. // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 489.
14. Нефедов А. П., Петров О. Ф., Фортков В. Е. // УФН. 1997. Т. 167. С. 1215.
15. Фортков В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А., Молотков В. И., Петров О. Ф. // УФН. 2004. Т. 174. С. 495.
16. Fortov V.E., Ivlev A. V., Khrapak S.A., Khrapak A. G., Morfill G. E. // Phys. Reports. 2005. V. 421. P. 1.
17. Popel S.I., Kopnin S. I., Yu M. Y., Ma J. X., Huang F. // J. Phys. D: Applied Phys. 2011. V. 44. P. 174036.
18. Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L. M., Dubinskii A. Yu. // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
19. Зеленый Л. М., Попель С. И., Захаров А. В. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 441.
20. Tsytovich V.N., Havnes O. // Comm. Plasma Phys. Contr. Fusion. 1993. V. 15. P. 267.
21. Benkadda S., Tsytovich V.N. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 2970.
22. Popel S.I., Yu M. Y., Tsytovich V.N. // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 4313.
23. Попель С. И., Голубь А. П., Лосева Т. В. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. С. 396.
24. Popel S.I., Gisko A. A. // Nonlin. Processes in Geophys. 2006. V. 13. P. 223.
25. Popel S.I., Golub' A.P., Losseva T. V., Ivlev A. V., Khrapak S.A., Morfill G. // Phys. Rev. E. 2003. V. 67. P. 056402.
26. Popel S.I., Golub' A.P., Kassem A. I., Zelenyi L. M. // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 013701.
27. Попель С. И., Голубь А. П. // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. С. 629.
28. Попель С. И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 48.
29. Попель С. И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 813.
30. Benkhoff J., Murakami G., Baumjohann W., Besse S., Bunce E., Casale M., Cremosese G., Glassmeier K.-H., Hayakawa H., Heyner D., Hiesinger H., Huovelin J., Hussian H., Iafolla H., Iess L., Kasaba Y., Kobayashi M., Milillo A., Mitrofanov I. G., Montagnon E., Novara M., Orsini S., Quemerais E., Reininghaus U., Saito Y., Santoli F., Stramaccioni D., Sutherland O., Thomas N., Yoshikawa I., Zender J. // Space Sci. Rev. 2021. V. 217. P. 90.

31. *Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L. M.* // *Phys. Plasmas*. 2023. V. 30. P. 043701.
32. *Извекова Ю.Н., Попель С.И., Голубь А.П.* // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. С. 695.
33. *Извекова Ю.Н., Попель С.И., Голубь А.П.* // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. С. 1010.
34. *Domingue D.L., Koehn P.L., Killen R. M., Sprague A. L., Sarantos M., Cheng A. F., Bradley E. T., Mc-Clintock W.E.* // *Space Sci. Rev.* 2007. V. 131. P. 161.
35. *Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н.* // *Астрон. вестн.* 2013. Т. 47. P. 455.
36. *González-Esparza A.* // *Space Sci. Rev.* 2001. V. 97. P. 197.
37. *Хабарова О.В.*, частное сообщение (2022).
38. *Hiremath K.M.* // *Planet. Space Sci.* 2012. V. 63—64. P. 8.
39. *Grard R.J.L., Tinsley J. K.E.* // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76. P. 2498.
40. *Колесников Е.К., Мануйлов А.С.* // *Астрономический журнал*. 1982. Т. 59. С. 996.
41. *Голубь А.П., Попель С.И.* // *Письма в ЖЭТФ*. 2021. Т. 113. С. 440.
42. *Голубь А.П., Попель С.И.* // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 741.

On Anomalous Dissipation in Plasma of Dusty Mercury's Exosphere

© 2024 S. I. Popel^{a,*}, Yu. N. Izvekova^a, and A. P. Golub^a

^a *Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997, Russia*

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

The anomalous dissipation related to the effect of charging of dust particles that gives rise to new physical phenomena, effects, and mechanisms represents one of the main specific features of dusty plasma that makes it different from conventional plasma containing no charged dust particles. We analyze the process of anomalous dissipation in the context of description of the dynamics of dust particles in dusty plasma of the Mercury's exosphere. An analytical description of oscillations of a dust particle above the surface of Mercury is presented. The frequency of charging of dust particles that characterizes the anomalous dissipation determines the damping of such oscillations. It is demonstrated that the anomalous dissipation is important for substantiation of the model of levitating dust particles that is used for description of dusty plasma above Mercury. The results of numerical simulations that justify the use of the discussed model are presented.

Keywords: dusty plasma, Mercury, exosphere, anomalous dissipation, levitating dust particles

УДК 533.9

АНАЛИТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ОТРАЖЕНИЯ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА ТЕРМОЯДЕРНЫХ ЭНЕРГИЙ ОТ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

© 2024 г. В. П. Афанасьев*, Л. Г. Лобанова**

Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, Россия

* e-mail: v.af@mail.ru

** e-mail: lida.lobanova.2017@mail.ru

Поступила в редакцию 15.05.2023 г.

После доработки 20.11.2023 г.

Принята к публикации 01.12.2023 г.

Представлено теоретическое описание процесса отражения изотопов водорода от твердого тела, выполненное на основе имеющихся в современной литературе данных по сечениям упругого и неупругого рассеяния ионов. Результаты аналитического расчета сравниваются с результатами компьютерного моделирования и экспериментальными данными. Рассмотрено взаимодействие изотопов водорода с энергией от 300 эВ до 25 кэВ с материалами в широком интервале атомных номеров, а именно Be, C, Ti, Ni, W, Au. Выполнен критический обзор существующих аналитических моделей многократного рассеяния легких ионов в твердых телах.

Ключевые слова: отражение легких ионов, метод инвариантного погружения, малоугловое приближение, средние потери энергии на единице длины, дифференциальные и интегральные характеристики рассеяния легких ионов

DOI: 10.31857/S0367292124020079, **EDN:** SBWFMG

1. ВВЕДЕНИЕ

Знание механизма взаимодействия потоков легких ионов (изотопы водорода и гелия) с твердыми телами необходимо для практической реализации целого ряда технологических процессов [1, 2]. Методы анализа твердого тела (Ion Scattering Spectroscopy — ISS, Low Energy Ion Spectroscopy — LEIS, Medium Energy Ion Spectroscopy — MEIS), основанные на зондировании образцов легкими ионами, широко применяются для исследования мишеней сложного состава [1–3]. Последовательное количественное описание процесса отражения и внедрения легких ионов в конструкционные материалы необходимо для решения проблем “первой стенки” установок для реализации управляемого термоядерного синтеза (УТС) [1, 4].

В настоящей работе представлено теоретическое описание процесса отражения легких ионов от твердого тела, выполненное на основе имеющихся в современной литературе данных по сечениям упругого и неупругого рассеяния ионов. Результаты аналитического расчета сравниваются с результатами компьютерного моделирования и экспериментальными данными. Рассмотрено взаимодействие легких ионов с энергией от сотен эВ до десятков кэВ с ма-

териалами в широком интервале атомных номеров. Выполнен критический обзор существующих аналитических моделей многократного рассеяния легких ионов в твердых телах [1–5].

Значительное внимание в работе уделено проблеме описания процесса потери энергии легких ионов в твердом теле. В настоящее время расчеты ведутся на основе модели Фоккера–Планка (МФП) [5]. Данная модель неприменима к описанию потерь энергии легких ионов с энергией от сотен эВ до нескольких кэВ. Методические ошибки, возникающие при использовании МФП, приводят к погрешностям в определении средних потерь энергии ионов на единице длины, достигающих сотни процентов [6], и к резкому отличию данных этой величины, полученных в задачах на отражение и прострел ионов через тонкие пленки [7].

В настоящей работе указано на проблему определения дифференциального сечения упругого рассеяния легких ионов в твердых телах.

Целью настоящей работы является построение аналитического решения задачи отражения легких ионов с энергиями от сотен эВ до десятков кэВ от твердых тел, справедливой для любой геометрии рассеяния.

2. ТЕОРИЯ ОТРАЖЕНИЯ ЛЕГКИХ ИОНОВ ОТ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Описание процесса рассеяния легких ионов в твердом теле базируется на гипотезе Ферми [5], согласно которой этот процесс представим в виде двух независимых процессов — упругого и неупругого рассеяния. Гипотеза Ферми позволяет представить дифференциальное сечение рассеяния $\omega(E, n_0, n)$ в виде суммы дифференциального сечения упругого $\omega_{el}(n_0, n)$ и неупругого $\omega_{in}(E)$ рассеяния

$$\omega(E, n_0, n) = \omega_{el}(n_0, n)\delta(E_0 - E) + \omega_{in}(E)\delta(n_0 - n), \quad (1)$$

где E — текущая энергия иона, $n_0 = (\theta_0, \varphi_0)$ — направление движения иона до элементарного акта рассеяния; $n = (\theta, \varphi)$ — направление движения иона после элементарного акта рассеяния; θ_0, θ — полярный угол влета и вылета иона из мишени соответственно (углы отсчитываются от нормали, направленной вглубь мишени); φ_0, φ — азимутальный угол влета и вылета иона из мишени соответственно; δ — дельта-функция; E_0 — начальная энергия иона при влете в мишень.

Формула (1) позволяет рассматривать движение заряженных частиц в твердом теле, происходящим по двум независимым каналам — упругому и неупругому [5]. Таким образом построение аналитической теории отражения легких ионов от твердых тел сводится к раздельному решению двух задач — задачи упругого рассеяния ионов в твердом теле и к описанию неупругих потерь энергии ионов в твердом теле. Искомые характеристики рассеяния, такие как энергетическое и угловое распределение, а также коэффициенты отражения, определяются с помощью свертки решения задачи упругого и неупругого рассеяния. Этот метод, называемый методом парциальных интенсивностей, эффективно используется для решения задач электронного рассеяния [8, 9]. В настоящей работе будет показана возможность его применения в теории ионного рассеяния.

Рассмотрим сперва решение задачи чисто упругого рассеяния. Аналитическое решение задачи упругого рассеяния легких ионов в твердом теле строится на основе решения граничных задач для уравнения переноса методом инвариантного погружения Амбарцумяна [10, 11]. Суть данного метода заключается в следующем: необходимо проанализировать процессы, приводящие к изменению функции отражения при добавлении к полубесконечному однородному материалу полоски толщиной dx , выполненной из того же материала, причем толщина dx удовлетворяет условию $dx \ll (\pi\sigma_{el})^{-1}$ (n — концентрация атомов мишени; σ_{el} — полное сечение упругого рассеяния

ионов), что означает, что в данном слое могут происходить только процессы однократного рассеяния. Запишем уравнение, удовлетворяющее этим процессам:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right) \left[\frac{\partial}{\partial s} R(s, \mu_0, \mu, \varphi_0, \varphi) + \right. \\ & \quad \left. + R(s, \mu_0, \mu, \varphi_0, \varphi) \right] = \\ & \quad = x_{el}(\mu_0, \mu, \varphi_0, \varphi) \delta(s) + \\ & \quad + \int_0^{2\pi} \int_0^1 x_{el}(\mu', \mu, \varphi', \varphi) R(s, \mu_0, \mu', \varphi_0, \varphi') \frac{d\mu'}{\mu'} d\varphi' + \\ & \quad + \int_0^{2\pi-1} \int_0^1 x_{el}(\mu_0, \mu', \varphi_0, \varphi') R(s, \mu', \mu, \varphi', \varphi) \frac{d\mu'}{\mu'} d\varphi' + \\ & \quad + \int_0^s ds' \int_0^{2\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi-1} R(s-s', \mu', \mu, \varphi', \varphi) x_{el}(\mu'', \mu', \varphi'', \varphi') \times \\ & \quad \times R(s', \mu_0, \mu'', \varphi_0, \varphi'') \frac{d\mu'}{\mu'} d\varphi' \frac{d\mu''}{\mu''} d\varphi'', \quad (2) \end{aligned}$$

где μ_0, μ — косинус полярного угла влета θ_0 и вылета θ соответственно; s — пробег иона в мишени; $R(s, \mu_0, \mu, \varphi_0, \varphi)$ — функция отражения ионов; x_{el} — нормированное на единицу сечение упругого рассеяния ионов; $\delta(s)$ — дельта-функция.

Нелинейное интегро-дифференциальное уравнение (2) является уравнением Рикатти. Существуют численные методы решения данного уравнения, например, метод формулы обратного дифференцирования (The Backward Differential Formula — BDF) [12, 13].

Аналитическое решение уравнения (2) возможно определить, используя малоугловое приближение [13], которое базируется на существовании резкого максимума дифференциального сечения упругого рассеяния при малых углах рассеяния:

$$\frac{x_{el}(0^\circ)}{x_{el}(90^\circ)} \gg 1. \quad (3)$$

Условие (3) позволяет отбросить в правой части уравнения (2) последнее нелинейное слагаемое, которое, вследствие (3), много меньше первого, второго и третьего слагаемых правой части уравнения (2). Возможность линеаризации уравнения (2) доказана на основе сравнения решений уравнения (2) с учетом нелинейного слагаемого и без учета [13]. Аналитическое решение граничной задачи для линеаризованного уравнения упругого переноса, определяющее распределение отраженных атомных частиц по длине пробега в мишени, впервые получено для описания процесса отражения электронов методом ОКГ [13, 14]. Распределение отраженных

ионов по пробегам s или Path Length Distribution Function (PLDF) в соответствии с [13], имеет вид

$$R(s, \mu_0, \mu, \varphi_0, \varphi) = \frac{\mu_0 |\mu|}{\mu_0 + |\mu|} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} \frac{1}{s l_{el}} \times \\ \times P_l \left(\mu_0 \mu + \sqrt{1 - \mu_0^2} \sqrt{1 - \mu^2} \cos(\varphi_0 - \varphi) \right) \times \\ \times \left[e^{-s(1-x^l)} - e^{-s} \right], \quad (4)$$

где $s = z / l_{el}$; z — глубина в мишени; l_{el} — средняя длина свободного пробега иона между двумя актами упругого рассеяния; x^l — коэффициенты разложения нормированного на единицу дифференциального сечения упругого рассеяния в ряд по полиномам Лежандра; P_l — полиномы Лежандра.

Формула (4) позволяет определить основные дифференциальные и интегральные характеристики рассеяния легких ионов в твердом теле (энергетическое и угловое распределение отраженных ионов; коэффициенты отражения частиц и энергии). В данной работе сосредоточим внимание на дифференциальных характеристиках рассеяния легких ионов в твердом теле. Проинтегрируем формулу (4) по пробегу s в пределах от нуля до R_0 , где R_0 — остаточный пробег иона или тормозной путь иона в мишени. В результате процедуры интегрирования получим формулу для расчета углового распределения отраженных легких ионов

$$R(\mu_0, \mu, \varphi_0, \varphi) = \int_0^{R_0} R(z / l_{el}, \mu_0, \mu, \varphi_0, \varphi) dz = \\ = \frac{\mu_0 |\mu|}{\mu_0 + |\mu|} e^{-\frac{A}{|\mu|}} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} \times \\ \times P_l \left(\mu_0 \mu + \sqrt{1 - \mu_0^2} \sqrt{1 - \mu^2} \cos(\varphi_0 - \varphi) \right) S_l, \quad (5)$$

где $S_l = Ei(-(1-x^l)\xi) - Ei(-\xi) - \ln(1-x^l)$ при $l > 0$; $S_0 = C - Ei(-\xi) + \ln \xi$; C — постоянная Эйлера; Ei — интегральная экспонента [15]; $\xi = R_0 / l_{el}$; функция $\exp(-A / |\mu|)$ учитывает перезарядку иона при отрыве от поверхности мишени; A — подгоночный параметр.

В [13] представлена методика вычисления энергетических спектров отраженных частиц, основанная на представлении парциальных интенсивностей, для реализации которого необходимо иметь данные по дифференциальному сечению неупругого рассеяния ионов ω_{in} . Однако в современной литературе имеются лишь данные по первым двум моментам сечения неупругого рассеяния ионов [6]: средним потерям энергии ионов на единице длины — $\bar{\varepsilon}$ и, значительно реже, среднему квадрату потерь энергии ионов на единице

длины — $\bar{\varepsilon}^2$. Метод вычисления энергетических спектров отраженных ионов, базирующийся на знании лишь $\bar{\varepsilon}$ и $\bar{\varepsilon}^2$, называется приближением Фоккера–Планка, которое справедливо при условии наличия резкого максимума в дифференциальном сечении неупругого рассеяния [5]. В соответствии с [16, 17] для описания энергетического распределения отраженных легких ионов получим следующую формулу:

$$R(\Delta, \mu_0, \mu, \varphi_0, \varphi) = \frac{\mu_0 |\mu|}{\mu_0 + |\mu|} \frac{(1-x^l)}{\Delta E_0} e^{-\frac{A}{\sqrt{1-\Delta}}} \times \\ \times \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} P_l \left(\frac{\mu_0 \mu + \sqrt{1 - \mu_0^2}}{\sqrt{1 - \mu^2} \cos(\varphi_0 - \varphi)} \right) \times \\ \times \left[e^{-\Delta(1-x^l)\xi/(1-\Delta)^{5/2}} - e^{-\Delta\xi/(1-\Delta)^{5/2}} \right], \quad (6)$$

где $\Delta = (E_0 - E) / E_0$ — безразмерные потери энергии иона; $\bar{\varepsilon}$ — средние потери энергии иона на единице длины; $e^{-A/\sqrt{1-\Delta}}$ — множитель, учитывающий перезарядку иона при отрыве от поверхности мишени; A — подгоночный параметр; множитель $(1 - \Delta)^{5/2}$ учитывает зависимость параметров упругого и неупругого рассеяния ионов от энергии.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В [13, 14] расчеты на основе формулы (4), выполненные для случая электронного рассеяния, апробированы на основе сравнения с результатами моделирования методом Монте-Карло (МК), а также с результатами численного решения уравнения упругого переноса (2).

В настоящей работе проведено сравнение результатов расчета PLDF по формуле (4) для случая ионного рассеяния с МК моделированием [17]. Расчеты выполнены для случая отражения протонов с начальной энергией $E_0 = 10$ кэВ от мишеней из Be, C, Ti и W при угле падения 70° и угле рассеяния 30° . Результаты, представленные на рис. 1, демонстрируют возможность использования методики, созданной для описания электронного рассеяния, в решении задач отражения легких ионов.

Проведено сравнение угловых распределений отраженных ионов, рассчитанных по формуле (5), с экспериментальными данными [18]. Расчеты выполнены для случая отражения дейтронов с начальной энергией $E_0 = 1.5$ и 20 кэВ от вольфрамовой мишени для угла падения 75° . Рисунок 2 демонстрирует удовлетворительное соответствие результатов.

Расчеты энергетических распределений отраженных ионов, выполненные по формуле (6),

сравниваются с данными компьютерного моделирования [19] и с экспериментальными данными [20, 21]. Вычисления выполнены для случая отражения дейтонов с начальной энергией $E_0 = 300$ эВ от никелевой мишени при различных углах падения — 0, 45, 60, 75°. Стоит отметить, что на рис. 3 представлены энергетические спектры отраженных дейтонов, суммарные по углу детектирования. Рисунок 3 демонстрирует абсолютно верное качественное описание динамики энергетических спектров отраженных дейтонов с из-

менением угла детектирования, а именно смещение максимума распределения в сторону меньших потерь энергии, уменьшение полуширины спектра и увеличение высоты распределения при энергиях, близких к E_0 , при увеличении угла падения относительно нормали к поверхности. Обсуждение количественного совпадения результатов сравнения проблемно, поскольку в энергетических спектрах, полученных по формуле (6), все параметры изменяются монотонно, чего не наблюдается в МК-результатах.

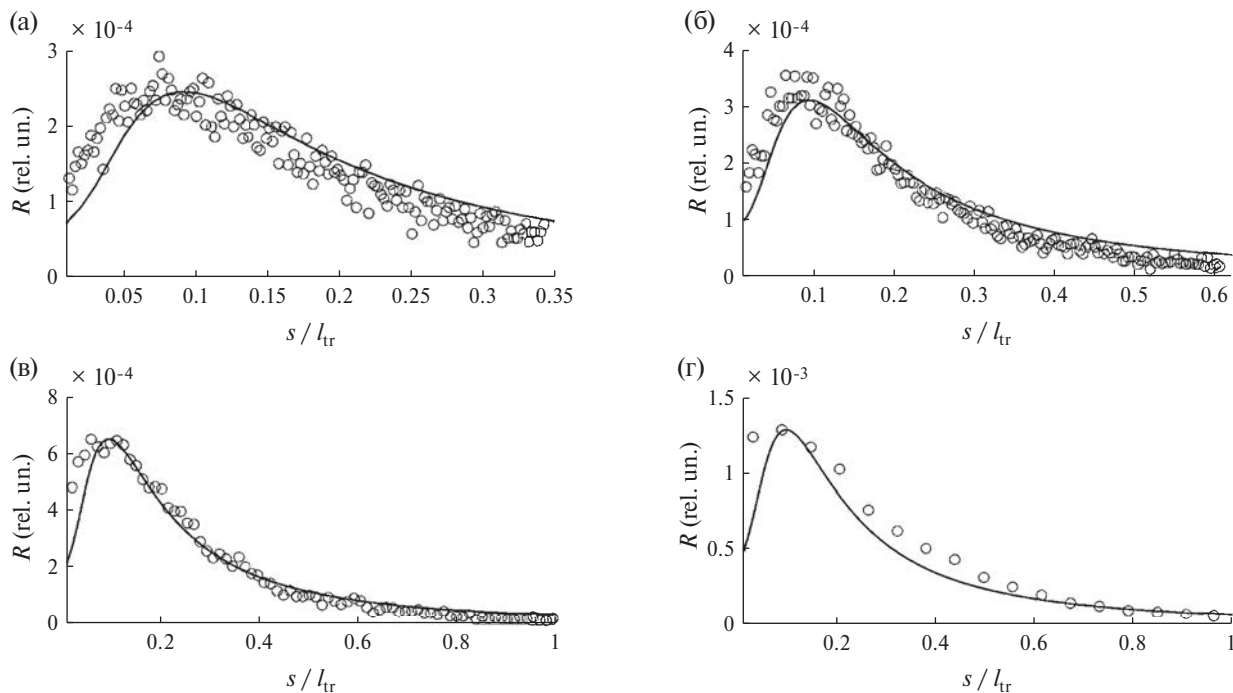


Рис. 1. Распределение отраженных протонов по длине пробега в мишени (Path Length Distribution Function) для Be (а); С (б); Ti (в); W (г). Пробег в мишени выражен в длинах транспортного пробега. Начальная энергия $E_0 = 10$ кэВ. Угол падения $\theta_0 = 80^\circ$. Угол рассеяния 30° . Линии — расчет по формуле (4); кружки — данные компьютерного моделирования.

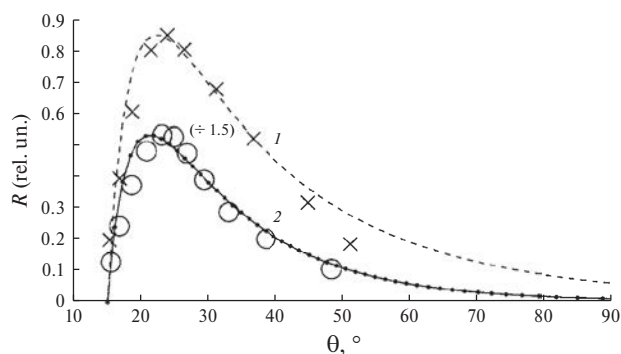


Рис. 2. Дифференциальные по углу отражения спектры дейтонов, отраженных от W. Начальная энергия: 1 — $E_0 = 1.5$ кэВ; 2 — 20 кэВ. Угол падения $\theta_0 = 75^\circ$. Линии — расчет по формуле (5); значки — эксперимент [18].

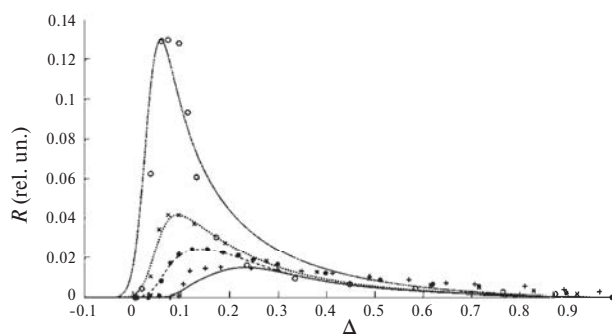


Рис. 3. Дифференциальные по энергии спектры дейтонов, отраженных от Ni. Начальная энергия $E_0 = 300$ эВ. Угол падения $\theta_0 = 0^\circ$ (сплошная линия; плюсики), 45° (штриховая линия; звездочки), 60° (пунктирная линия; крестики), 75° (штрихпунктирная линия; кружки). Линии — расчет по формуле (6); значки — данные компьютерного моделирования [19].

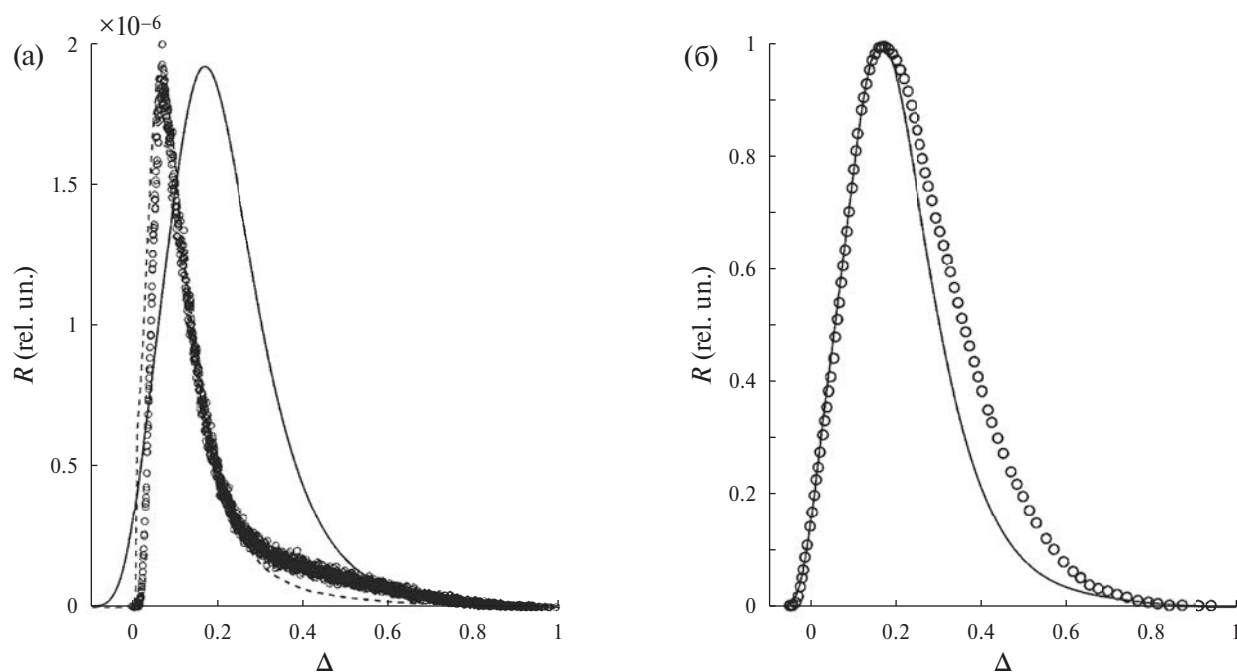


Рис. 4. Дифференциальные по энергии спектры протонов, отраженных от Au (а) и W (б). Начальная энергия $E_0 = 25$ кэВ. Угол падения $\theta_0 = 70^\circ$. Угол отражения $\theta = 110^\circ$: сплошная линия — расчет по формуле (6) на основе данных NIST [22]; штриховая линия — фитинг по формуле (6); кружки — эксперимент [20] (а); сплошная линия — расчет по формуле (6), параметры торможения определены на основе данных NIST; кружки — эксперимент [21] (б).

На рис. 4 представлены расчеты энергетических спектров протонов с начальной энергией $E_0 = 25$ кэВ, отраженных от золотой и вольфрамовой мишени при угле падения 70° и угле отражения 110° . Рисунок 4 демонстрирует удовлетворительное соответствие расчетов, выполненных по формуле (6), с экспериментальными данными для вольфрама. При выполнении расчетов использовались данные по средним потерям энергии протонов на единицу длины, взятые из данных NIST (National Institute of Standard and Technology) [22]. Для золота подобное соответствие не наблюдается, однако, удовлетворительное согласие данных получается, если величину $\bar{\epsilon}$ для золота уменьшить в 3.5 раза по сравнению с тем, что представлено в NIST.

Подобные результаты получены и в работе [23] при осуществлении МК моделирования энергетических спектров золота и вольфрама: близость величин зарядов Z_W и Z_{Au} приводит к слабой различимости энергетических спектров вольфрама и золота, однако экспериментально измеренные спектры различаются значительно [23]. Расходимость расчетных и экспериментальных данных по золоту связана с тем, что приближение Фоккера–Планка не справедливо для количественного описания спектров ионов с энергией ниже нескольких сотен кэВ на нуклон [5], здесь необходимо использовать метод парциальных интенсивностей.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Для решения задач отражения ионов в данной работе использован метод ОКГ [13, 14], применяемый для количественной расшифровки сигналов электронной спектроскопии.

Решение (4) подробно апробировано и выверено для задач электронного рассеяния [8, 9]. В настоящей работе апробация решения упругой задачи (формула (4)) для случая ионного рассеяния выполнена на основе сравнения с данными моделирования методом Монте-Карло. Вычисления с использованием формулы (4) обладают рядом особенностей, связанных с ограниченными литературными данными по дифференциальному сечению упругого рассеяния ионов — $\omega_e(\mu)$.

Для аналитического описания процессов электронного рассеяния имеются таблицы экспериментально выверенных сечений $\omega_e(\mu)$ [24, 25]. Приводятся данные по первым моментам упругого сечения: полному сечению σ_e и транспортному сечению упругого рассеяния σ_r [24, 25]. Верификация сечений $\omega_e(\mu)$ выполнена на основе измерения угловых распределений упруго отраженных от твердых тел электронов [26, 27].

Для экспериментальной проверки сечений упругого рассеяния ионов используются данные, полученные в экспериментах по рассеянию ионов на газовых мишенях [28], но не на твердотельных

образцах, несмотря на существование отработанной методики [26, 27]. В классической литературе по ионному рассеянию имеется множество данных по потенциалам взаимодействия ионов с атомами [1–3]. Наиболее популярным является потенциал Кг–С.

Для углов $\psi > \psi_{\min}$ (в первом борновском приближении $\psi_{\min} \approx \lambda_{DB} / a$; λ_{DB} — длина волны де Бройля налетающего иона; $a = 0.8853a_0(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$ — радиус экранирования; a_0 — первый борковский радиус, Z_1 — заряд налетающего иона; Z_2 — заряд атома-мишени) процесс упругого рассеяния ионов допускает классическое описание [29, 30]. Для углов $0 < \psi < \psi_{\min}$ требуется последовательное квантово-механическое описание процесса упругого рассеяния.

В формуле (4) фигурируют два параметра, определяющие процесс упругого рассеяния ионов: средняя длина свободного пробега ионов между двумя актами упругого взаимодействия $l_{el} = (n\sigma_{el})^{-1}$, определяемая интегральным сечением упругого рассеяния $\sigma_{el} = 2\pi \int_{-1}^1 \omega_{el}(\mu) d\mu = \sigma_{tr} / (1 - x^1)$, и коэффициенты $(1 - x^1) = \frac{2\pi}{\sigma_{el}} \int_{-1}^1 \omega_{el}(\mu) (1 - P_l(\mu)) d\mu$, где μ — косинус угла рассеяния.

Данные о величинах σ_{el} и σ_{tr} при представлении дифференциальных сечений $\omega_{el}(\mu)$, как правило, не приводятся [31]. Численные данные по величине σ_{el} позволяют определить нормированное на единицу дифференциальное сечение упругого рассеяния $x_{el}(\mu) = \omega_{el}(\mu) / \sigma_{el}$, которое имеет физический смысл вероятности рассеяния иона на угол, косинус которого равен μ . Переход в уравнениях переноса к нормированному сечению $x_{el}(\mu)$ позволяет записать их через безразмерные переменные. Но для определения σ_{el} необходимо знать значения $\omega_{el}(\mu)$ на всем интервале углов рассеяния — от 0 до 180°.

Транспортное сечение $\sigma_{tr} = 2\pi \int_{-1}^1 \omega_{el}(\mu) (1 - P_l(\mu)) d\mu = \sigma_{el} (1 - x^1)$ определяет важный параметр — транспортную длину $l_{tr} = (n\sigma_{tr})^{-1}$ или расстояние, пройдя которое, моно направленный поток становится практически изотропным (средний квадрат угла рассеяния равен единице). Величина l_{tr} в свою очередь определяет величину $l_{el} = l_{tr} (1 - x^1)$. Величину σ_{tr} в данной работе определяли в соответствии с классической работой [30].

Коэффициенты $(1 - x^1)$ как в случае кулоновского потенциала, так и в случае обратно квадратичного потенциала, определяются параметром $\psi_{\min} \approx \lambda_{DB} / a$. Следуя работе Бете [32], в настоящей работе значение $\psi_{\min} \approx \lambda_{DB} / a$ выбрано в качестве первого приближе-

ния, уточнения выполняются, опираясь на формулу (21) работы [32].

Для описания неупругих потерь энергии ионов в твердом теле с энергией от сотни эВ до нескольких кэВ традиционно используется приближение Фоккера–Планка. В такой модели неупругие потери энергии ионов описываются распределением Гаусса

$$N(s, \Delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{\varepsilon}^2 s}} e^{-\frac{(\Delta - \bar{\varepsilon}s)}{2\bar{\varepsilon}^2 s}}, \quad (7)$$

где $N(s, \Delta)$ — функция, описывающая неупругие потери энергии ионов; $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sigma_{in}} \int_0^{E_0} \omega_{in}(\Delta) \Delta d\Delta$ — среднее значение потери энергии ионов на единицу длины; $\bar{\varepsilon}^2 = \frac{1}{\sigma_{in}} \int_0^{E_0} \omega_{in}(\Delta) \Delta^2 d\Delta$ — средний квадрат потерь энергии ионов на единицу длины; σ_{in} — интегральное сечение неупругого рассеяния ионов в твердом теле; $s = z / l_{in}$; l_{in} — средняя длина свободного пробега ионов между двумя актами неупругого взаимодействия.

Значения величины $\bar{\varepsilon}$ для начальной энергии ионов, больших 1 кэВ, даны в таблицах [6]. Для энергий, находящихся в интервале от 1 кэВ до 10 кэВ, данные приведены с погрешностью, достигающей нескольких сотен процентов. Сведения по величине $\bar{\varepsilon}$ очень ограничены. В экспериментально наблюдаемом спектре фиксируется не $\bar{\varepsilon}^2$, а уширение $\bar{\varepsilon}^2 = \bar{\varepsilon}^2 s + \bar{\varepsilon}^{Dop} + \bar{\varepsilon}^{Beam} + \bar{\varepsilon}^{App}$, где $\bar{\varepsilon}^{Dop}$ — уширение энергетического спектра в результате эффекта Доплера; $\bar{\varepsilon}^{Beam}$ — уширение зондирующего пучка частиц; $\bar{\varepsilon}^{App}$ — уширение, определяемое аппаратной функцией энергоанализатора. Выделить вклад величины $\bar{\varepsilon}^2$, которая усредняется по пробегаем иона в мишени, невозможно.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе построена последовательная количественная теория, с единой точки зрения описывающая дифференциальные и интегральные характеристики отражения легких ионов от твердых тел. Представленная аналитическая теория основана на решении граничных задач для уравнения переноса методом инвариантного погружения в малоугловом приближении. Полученные аналитические решения (4)–(6) представлены в виде ряда по полиномам Лежандра и определяются двумя безразмерными параметрами — $\xi = R_0 / l_{el}$ и $\psi_{\min}$.

Полученные решения апробированы на основе сравнения с данными моделирования методом Монте-Карло и экспериментальными данными. Указано на основные параметры, в рамках данной

теории определяющие процессы упругого и неупругого рассеяния. Продемонстрировано существование проблемы в определении дифференциального сечения упругого и неупругого рассеяния ионов в твердом теле и связанные с этим ошибки в вычислении дифференциальных характеристик рассеяния легких ионов в твердом теле.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование проведено в Национальном исследовательском университете МЭИ при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FSWF-2023-0016.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курнаев В.А., Машкова Е.С., Молчанов В.А. Отражение легких ионов от поверхности твердого тела. М.: Энергоатомиздат, 1985.
2. Mashkova E.S., Molchanov V.A. Medium energy ion reflection from solids. Amsterdam: North-Holland, 1985.
3. Машкова Е.С., Молчанов В.А. Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твердых тел. М.: Атомиздат, 1980.
4. Готт Ю. В. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М.: Атомиздат, 1978.
5. Калашиников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов М.И. Столкновение быстрых заряженных частиц в твердых телах. М.: Атомиздат, 1980.
6. Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U. The stopping and range of ions in solids. New York: Pergamon Press, 1985.
7. Goebel D., Roth D., Bauer P. // Phys. Rev. A: Atomic Mol. Opt. Phys. 2013. V. 87. P. 062903. Doi: 10.1103/PhysRevA.87.062903.
8. Werner W.S.M. // Surface Interface Anal. 1995. V. 23. P. 737. DOI: 10.1002/sia.740231103.
9. Afanas'ev V.P., Fedorovich S.D., Lubenchenko A.V., Ryjov A.A., Esimov M.S. // Z. Phys. B. 1994. V. 96. P. 253. DOI: 10.1007/BF01313291.
10. Амбарцумян В.А., Мустель Э.Р., Северный А.Б., Соболев В.В. Теоретическая астрофизика. М.: Гос. изд-во техн.-теорет. лит., 1952.
11. Chandrasekhar S. Radiative transfer. New York: Dover Publications, 1960.
12. Petzold L. R. Computer Methods for Ordinary Differential Equations and Differential-Algebraic Equations. Philadelphia: SIAM, 1998.
13. Afanas'ev V.P., Efremenko D.S., Kaplya P.S. // J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom. 2016. V. 210. P. 16. DOI: 10.1016/j.elspec.2016.04.006.
14. Salvat-Pujol F., Werner W.S.M. // Phys. Rev. B: Condensed Matter. 2011. V. 83. P. 195416. DOI: 10.1103/PhysRevB.83.195416.
15. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1964.
16. Afanas'ev V.P., Lobanova L. G. // Russian Microelectronics. 2022. V. 51. P. 210. DOI: 10.1134/S1063739722040035.
17. Afanas'ev V.P., Lobanova L. G., Shulga V. I. // J. Surface Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2023. V. 17. P. 78. DOI: 10.1134/S1027451023010032.
18. Курнаев В.А., Тельковский В.Г. Экспериментальные данные по обратному рассеянию заряженных частиц: Тексты лекций. М.: МИФИ, 1982.
19. Langley R. A., Bohdansky J., Eckstein W., Mioduszewski P., Roth J., Taglauer E., Thomas E. W., Verbeek H., Wilson K. L. // Nuclear Fusion. 1984. V. 24. P. 9. DOI: 10.1088/0029-5515/24/S1/001.
20. Bulgadaryan D., Sinelnikov D., Kurnaev V., Efimov N., Borisyuk P., Lebedinskii Y. // Nuclear Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 2019. V. 438. P. 54. DOI: 10.1016/j.nimb.2018.10.043.
21. Bulgadaryan D.G., Sinelnikov D. N., Efimov N. E., Kurnaev V. A. // Bull. Russian Academy Sci.: Phys. 2020. V. 84. P. 742. DOI: 10.3103/S1062873820060064.
22. Berger M.J., Coursey J.S., Zucker M.A., Chang J. NIST Standard Reference Database 124. Last Update to Data Content: July 2017. NISTIR4999. DOI: 10.18434/T4NC7P.
23. Bulgadaryan D., Kurnaev V., Sinelnikov D., Efimov N. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 941. P. 012022. DOI: 10.1088/1742-6596/941/1/012022.
24. Jablonski A., Salvat F., Powell C.J. Nist Electron Elastic-Scattering Cross-Section Database e Version 3.2, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2010.
25. Salvat F., Jablonski A., Powell C.J. // Comput. Phys. Commun. 2005. V. 165. P. 157. DOI: 10.1016/j.cpc.2004.09.006.
26. Бронштейн И.М., Пронин В.П., Стожаров В.М. // Физика твердого тела. 1974. Т. 16. С. 2107.
27. Бронштейн И.М., Пронин В.П. // Физика твердого тела. 1975. Т. 17. С. 2086.
28. Gartker K., Hehl K. // Phys. Stat. Sol. B. 1979. V. 94. P. 231. DOI: 10.1002/pssb.2220940126.
29. Мотт Н., Мессе Г. Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969.
30. Firsov O.B. // Sov. Phys. JETP. 1958. V. 34. P. 308.
31. Zinoviev A.N., Babenko P. Yu., Nordlund K. // Nuclear Instr. Meth. B. 2021. V. 508. P. 10. DOI: 10.1016/j.nimb.2021.10.001.
32. Bethe H.A. // Phys. Rev. 1953. V. 89. P. 1256. DOI: 10.1103/PhysRev.89.1256.

Analytical Theory of Reflection of Hydrogen Isotopes of Thermonuclear Energies from Construction Materials

© 2024 V. P. Afanas'ev^{a,*} and L. G. Lobanova^{a,**}

^a *Moscow Power Engineering Institute (National Research University), Moscow, 111250, Russia*

^{*} *e-mail: v.af@mail.ru*

^{**} *e-mail: lida.lobanova.2017@mail.ru*

A theoretical description of reflection of hydrogen isotopes from a solid body based on data available in modern literature on the cross sections for elastic and inelastic scattering of ions is presented. The results of the analytical calculation are compared with the results of computer simulation and experimental data. The interaction of hydrogen isotopes with energies from 300 eV to 25 keV with materials in a wide range of atomic numbers, namely Be, C, Ti, Ni, W, Au, is considered. A critical review of existing analytical models of multiple scattering of light ions in solids is performed.

Keywords: reflection of light ions, invariant imbedding method, small-angle approximation, stopping power, differential and integral characteristics of light ion scattering

УДК 553.9

ФОРМИРОВАНИЕ ПРОТЯЖЕННОЙ ТРУБЧАТОЙ ПЛАЗМЫ В АРГОНЕ ПРИ НИЗКОМ ДАВЛЕНИИ И В СЛАБОМ ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2024 г. Ю. С. Акишев^{a,b,*}, В. П. Бахтин^a, А. Б. Булейко^a, О. Т. Лоза^a,
А. В. Петряков^a, А. А. Раваев^a, Е. А. Фефелова^a

^a Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Москва, Россия

^b Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

* e-mail: akishev@triniti.ru

Поступила в редакцию 31.10.2023 г.

После доработки 24.11.2023 г.

Принята к публикации 01.12.2023 г.

Изложены результаты экспериментальных исследований формирования и последующей эволюции протяженной ($l = 300$ мм) и тонкостенной ($\Delta r \approx 10$ мм) трубчатой ($2r \approx 110$ мм) плазмы в слабом продольном магнитном поле ($B = 175$ Гс) без использования термоэмиссионного катода. Цилиндрическая камера, в которой формировалась трубчатая плазма, прокачивалась аргоном высокой чистоты (99.998%) со скоростью около 1 м/с при давлении $P = 10^{-3} - 10^{-2}$ Торр. Установлено различие в динамике пробоя, завершающегося формированием трубчатого разряда, при двух способах создания затравочных электронов, инициирующих развитие ионизационных лавин. В первом из них импульсный разряд, предшествующий подаче высокого напряжения основного разряда, создавал предыонизацию в небольшой области вокруг секционированных катодов. Во втором способе затравочные электроны создавались во всей рабочей зоне разрядной камеры ВЧ-разрядом с частотой 85 кГц и длительностью около одной секунды. Высокоскоростная съемка 4-кадровой ICCD-камерой позволила установить динамику формирования разряда на всех его стадиях. Проведены измерения продольного и радиального тока разряда. Полученные результаты показали возможность пространственной изоляции протяженной трубчатой плазмы от металлической стенки разрядной камеры путем использования слабого магнитного поля.

Ключевые слова: газ низкого давления, трубчатая плазма, предыонизация, затравочные электроны, плазменный шнур, продольное магнитное поле

DOI: 10.31857/S0367292124020084, EDN: QVCWZL

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время проявляется интерес к источникам СВЧ-излучения на основе плазменного мазера. Плазменный мазер — это устройство, в котором СВЧ-излучение возникает в результате черенковского взаимодействия сильноточного релятивистского электронного пучка с протяженной плазмой, создаваемой в разреженном инертном газе при давлении $P = 10^{-2} - 10^{-3}$ Торр [1].

Наиболее распространены плазменные мазеры коаксиального типа, в которых как электронный пучок, так и плазма имеют трубчатую форму [2–5]. Для формирования трубчатой плазмы применяется термоэмиссионный катод [2–4]. В качестве материала термокатада обычно используется торированный вольфрам. При подаче на нагретый катод отрицательного импульса напряжения термоэмиссионные электроны ускоряются электрическим полем и ионизируют рабочий газ в разрядной камере.

Этот процесс проходит в сильном продольном магнитном поле, которое удерживает плазму от контакта с близкорасположенной металлической стенкой. Толщина и радиус сформированного плазменного цилиндра определяются размерами термокатада и величиной магнитного поля. При этом термокатод работает не только как эмиттер затравочных электронов, инициирующих в газе волну ионизации, распространяющуюся от катода к аноду, но также и как катод, на который собирается большой ток ионов из созданной разрядом плазмы. В таком случае у поверхности термокатада формируется катодный слой, в котором положительные ионы, поступающие из плазмы, начинают играть главенствующую роль.

Во-первых, они нейтрализуют объемный заряд электронов вблизи эмиссионного катода и тем самым устраняют его токовый режим с вольт-амперной характеристикой, соответствующей закону Чайлда–Ленгмюра (закон “3/2”).

Во-вторых, ионы, ускоренные в катодном слое, оказывают сильное энергетическое воздействие на катод, которое модифицирует его поверхность. Результатом ионной модификации может быть изменение микроструктуры тонкого поверхностного слоя катода, приводящее к увеличению работы выхода катода и уменьшению его эмиссионной способности, что и наблюдается в экспериментах.

Кроме того, при разрядных токах на катод более нескольких ампер на его поверхности могут образоваться пред-дуговые [6] или дуговые [7] катодные пятна с очень высокой плотностью тока (10^6 А/см² и более). Высокий уровень локального энерговыделения в катодных пятнах создает высокие локальные температуры на поверхности катода, которые приводят к модификации термокатада уже на всю его толщину.

В результате термической реструктуризации материала катода происходит его охрупчивание, особенно губительное для тонких проволочных или фольговых термокатодов. Охрупчивание сильно уменьшает механическую прочность термокатада и приводит к полному его разрушению даже от слабых внешних толчков.

В силу указанных причин разработка методов создания трубчатой плазмы без применения термокатада является актуальной, но и сложной задачей. Ее сложность обусловлена требованием создать протяженную плазму вблизи металлической стенки с использованием слабого магнитного поля, которое в несколько десятков раз меньше обычно используемого в плазменных мазерах.

К настоящему времени разработаны различные плазменные устройства, стабильность пробоя и формирование плазмы в которых основаны на применении предыонизации газа вспомогательным поверхностным или объемным разрядом. Как правило, вспомогательные разряды создают затравочные электроны вблизи катода [8].

В данной статье изложены результаты экспериментальных исследований по динамике формирования и последующей эволюции протяженной ($l = 30$ см) и тонкостенной ($\Delta r \approx 1$ см) трубчатой плазмы вблизи металлической стенки в слабом продольном магнитном поле ($B = 175$ Гс) без использования термоэмиссионного катода, но с использованием локальной (вблизи катодов) и глобальной (во всем объеме газоразрядной камеры) предыонизацией.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование особенностей формирования трубчатой плазмы без использования термоэмиссионного катода проводилось на стенде, включающем в себя газоразрядную камеру (ГРК), а также необходимое оборудование, обеспечивающее формирование вспомогательного и основного разряда и диагностику созданной трубчатой плазмы. Эскиз ГРК представлен на рис. 1.

В качестве рабочего газа использовался аргон высокой чистоты. Перед каждым экспериментом ГРК откачивалась до давления $P = 10^{-5}$ Торр. Газоразрядная камера помещена внутрь шести катушек Гельмгольца, создающих слабое продольное магнитное поле. Ток, пропускаемый через катушки, определяет величину магнитной индукции. Эксперименты

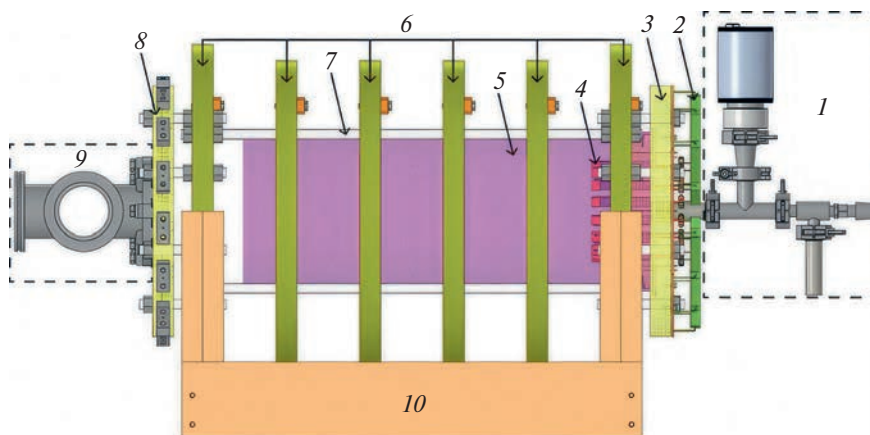


Рис. 1. Эскиз ГРК с катушками Гельмгольца (вид сбоку). 1 – система напуска газа; 2 – катодные балластные сопротивления R ; 3 – катодный торцевой фланец, на котором смонтирован секционированный катод из 16 отдельных катодов; 4 – катод и вспомогательный анод; 5 – тонкая металлическая сетка внутри кварцевой трубы, вплотную прижатая к ее внутренней стенке; 6 – катушки Гельмгольца, создающие продольное магнитное поле с индукцией 175 Гс; 7 – кварцевая труба диаметром 200 мм, внутри которой смонтирована система электродов для создания трубчатой плазмы; 8 – анодный торцевой фланец; 9 – крест ISO63 для соединения с вакуумной системой; 10 – ложемент для крепления ГРК и катушек Гельмгольца.

проводились при величине магнитной индукции, равной 175 Гс. Измерения магнитной индукции показали, что магнитное поле достаточно однородно как вдоль, так и поперек разряда. Индукция измерялась датчиком Холла Honeywell SS494B с чувствительностью 5 мВ/Гс и с размерами $3 \times 4 \times 1$ мм³.

Основой ГРК является длинная кварцевая труба ($L = 600$ мм) с толщиной стенки 4 мм и с внутренним диаметром 192 мм, внутри которой смонтирована система электродов для создания трубчатой плазмы. Катод источника плазмы секционирован и состоит из нескольких катодных элементов, равномерно размещенных по окружности диаметром 110 мм. Число катодных элементов определяется необходимой степенью однородности плазмы в азимутальном направлении.

Конструкция ГРК позволяла изменять число катодных элементов и увеличивать их количество вплоть до 16. Каждый катодный элемент подключался к источнику высокого напряжения (конденсатор емкостью $C = 5$ мкФ) через индивидуальное балластное сопротивление R , от величины которого зависел ток основного разряда. Длительность тока определялась величиной RC . Схема подключения катодов обеспечивала также зажигание вспомогательного разряда по поверхности диэлектрика вокруг каждого катодного элемента.

Анод (коллектор тока) состоит также из набора анодных элементов, равномерно размещенных по окружности диаметром 110 мм и расположенных строго напротив катодных элементов. Анодные элементы закорочены друг с другом и соединены с землей через токовый шунт. Расстояние между секционированным катодом и коллектором тока было выбрано равным 30 см, но конструкция системы позволяла изменять эту величину.

Вплотную к внутренней стенке кварцевой трубы помещена тонкая и прозрачная металлическая сетка, имитирующая сплошную металлическую стенку разрядной камеры. Мотивация к использованию сетки состояла в том, что до настоящего времени в литературе отсутствует информация о структуре трубчатой плазмы внутри плазменного мазера как в процессе ее формирования, так и в процессе дальнейшего поддержания плазмы разрядным током.

Причина такой ситуации в том, что для генерации интенсивного СВЧ-излучения металлический корпус плазменного мазера не должен иметь каких-либо отверстий, сквозь которые можно было бы наблюдать за созданной плазмой, поскольку наличие отверстий может привести к существенному изменению условий генерации и модовой структуры выходного излучения.

В нашем случае ячейки тонкой сетки были размером 0.8×0.8 мм², так что сетка имела геометрическую

прозрачность не менее 70%. Такая прозрачность вполне достаточна, чтобы регистрировать с помощью быстрой оптической камеры трехмерную динамику формирования трубчатой плазмы при наложении высоковольтного импульса напряжения на катодные элементы и дальнейшей эволюции ее структуры при разных параметрах эксперимента.

Неоднородность электрического поля, обусловленная ячейистой структурой сетки, распространяется от сетки не далее размера ее ячейки. В условиях эксперимента характерное расстояние от сетки до трубчатой плазмы намного превышало размер ячейки. В таком случае можно утверждать, что мелкоячейчатая сетка достаточно хорошо имитировала сплошную металлическую стенку мазера. Кроме того, сетка могла быть либо накоротко соединена с анодным блоком, либо отдельно от него соединена с землей через токовый шунт. Такая схема давала возможность независимо измерять токи, собираемые сеткой и коллектором, и делать заключение о степени магнитной изоляции трубчатой плазмы от металлической стенки мазера.

Эксперименты по формированию трубчатой плазмы выполнены с использованием двух способов предыонизации, создающих затравочные электроны непосредственно перед подачей импульса высокого напряжения основного разряда. Первый способ является локальным, так как он создавал вспомогательным импульсным разрядом предыонизирующую плазму, локализованную только вокруг каждого катода на площади не более 1 см². Длительность вспомогательного разряда не превышала 0.1 мкс. Второй способ является нелокальным, так как он создавал вспомогательным ВЧ-разрядом предыонизирующую плазму во всей рабочей зоне ГРК. Использовался ВЧ-разряд с частотой 85 кГц, амплитудой напряжения не более 2 кВ. Высоковольтный импульс основного разряда подавался примерно через 1 с после включения ВЧ-генератора.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

3.1. Формирование трубчатой плазмы при создании затравочных электронов вспомогательным импульсным разрядом вдоль поверхности диэлектрика

Вначале было проведено исследование формирования разряда с одним элементом многосекционного катода. Установлено, что зажигание отдельного плазменного шнура вдоль магнитного поля происходит достаточно быстро — через 5—6 мкс после возникновения вспомогательного разряда вокруг выделенного элемента. Однако сам вспомогательный разряд возникает не сразу, но с задержкой после наложения на катодный элемент высокого напряжения, причем существует заметный разброс по длительности задержки при фиксированных параметрах эксперимента.

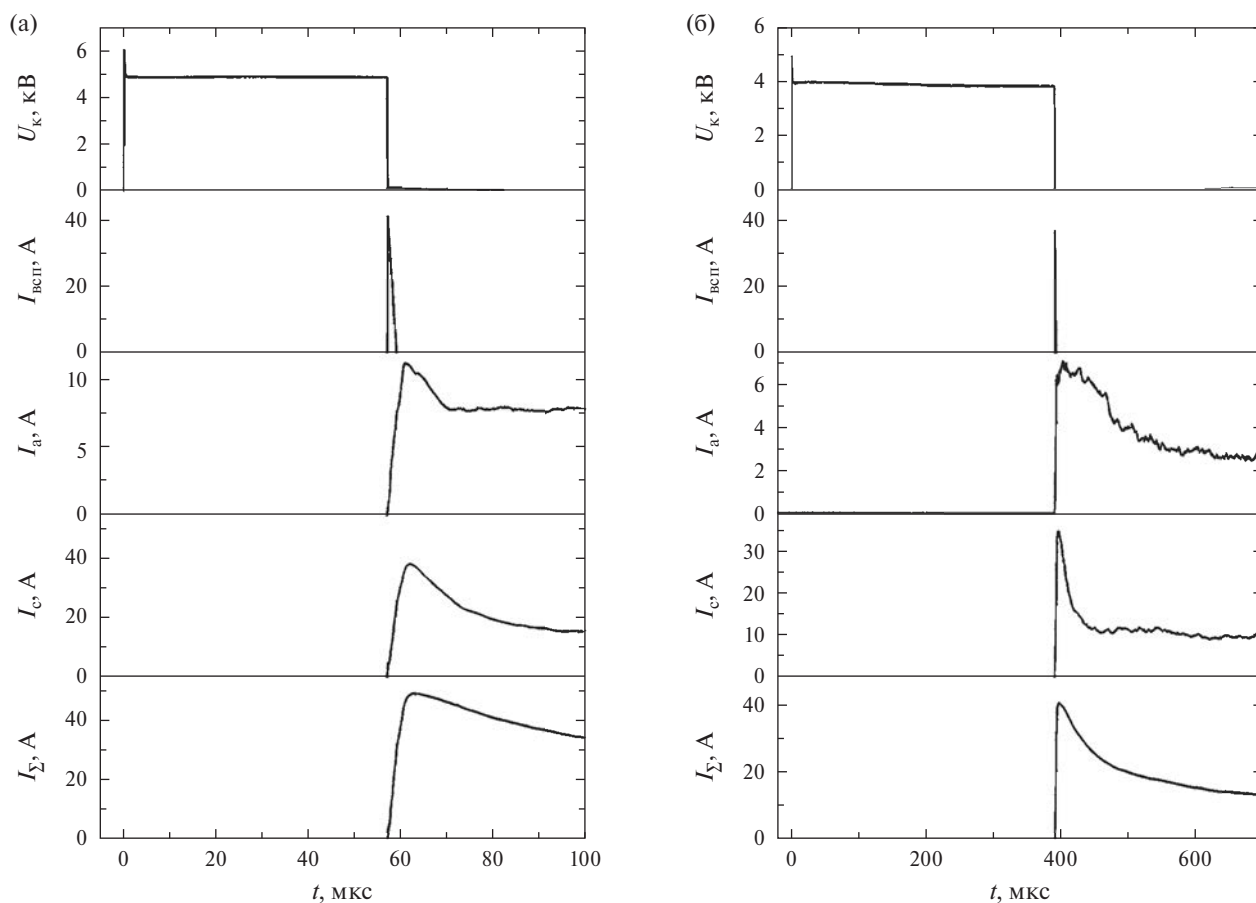


Рис. 2. Характерные осциллограммы напряжения на катоде U_k и тока вспомогательного разряда $I_{\text{всп}}$, тока анода I_a , тока на сетку I_c и суммарного тока $I_\Sigma = I_a + I_c$ при развитии одиночного токового шнура; а) конденсатор C заряжен до 5 кВ; б) конденсатор C заряжен до 4 кВ. Давление аргона $P = 3 \cdot 10^{-3}$ Торр.

Набор типичных осциллограмм напряжения на катоде U_k , тока вспомогательного поверхностного разряда $I_{\text{всп}}$ и токов на сетку I_c (радиальный ток, перпендикулярный магнитному полю) и коллектор (анод) I_a (продольный ток, параллельный магнитному полю) приведен на рис. 2.

Амплитуда прикладываемого напряжения и давление аргона в ГРК были равны $U = 5$ кВ и $P = 3 \cdot 10^{-3}$ Торр соответственно. Из приведенных данных видно, что при одних и тех же условиях эксперимента существует разброс по временам задержки в появлении вспомогательного разряда.

Анализ всего массива экспериментальных данных показал, что задержка и ее разброс по длительности в среднем увеличиваются с уменьшением давления газа и амплитуды прикладываемого напряжения. При этом в некоторых случаях задержки были очень значительные. Так, при давлении $P = 3 \cdot 10^{-3}$ Торр и $U = 5$ кВ задержка в появлении вспомогательного разряда иногда могла достигать нескольких миллисекунд, а при этом же давлении и меньшем напряжении $U = 3.5$ кВ зафиксирована задержка в несколько десятков миллисекунд.

На осциллограмме рис. 2а видно, что ток I_a , собираемый коллектором, начинает резко нарастать сразу же после появления вспомогательного поверхностного разряда вокруг катода. Последующий спад коллекторного тока обусловлен спадом напряжения на разряжающемся конденсаторе $C = 5$ мкФ. При необходимости, увеличением емкости этого конденсатора спад тока можно замедлить.

При подключении к источнику напряжения большего количества катодов статистика, характеризующая возникновение вспомогательного разряда на катодах, существенно меняется. То, что вспомогательные разряды не возникают одновременно на всех подключенных катодах, было вполне ожидаемо.

Неожиданным оказалось другое обстоятельство: среднее время задержки спонтанного возникновения самого первого вспомогательного разряда на одном из коллективно подключенных катодов заметно уменьшается по сравнению с задержкой возникновения разряда на том же самом катоде, если он был подключен только один. При коллективном подключении катодов заметно уменьшается

и разброс по длительности задержки возникновения разряда на каждом из катодов. При одновременном подключении всех катодов среднее время задержки на каждом катоде находилось в диапазоне 55 ± 35 мкс, что резко контрастирует с задержками в несколько миллисекунд или даже десятков миллисекунд, характерных для одиночно подключаемых катодов.

Следующая особенность состояла в том, что после спонтанного возникновения самого первого вспомогательного поверхностного разряда вокруг одного из катодов происходило быстрое возникновение поверхностных разрядов вокруг соседних катодов.

Таким образом, спонтанный поверхностный пробой на одном из катодов дистанционно инициировал поверхностный пробой вокруг соседних катодов. В свою очередь другие электроды инициировали пробой у своих соседей и далее, этот процесс приводил к быстрому возникновению вспомогательных разрядов на всех катодах.

Характерное время распространения волны такого индуцированного поверхностного пробоя составляло всего несколько микросекунд. При этом вполне ожидаемо оказалось, что для возникновения этого эффекта большое значение имеет расстояние между катодами, подключенными к высокому напряжению.

Если катоды подключались через один или два, т.е. подключенные катоды дальше располагались друг

от друга, то время возникновения индуцированного пробоя увеличивалось, и при больших расстояниях между подключенными катодами эффект инициирования пробоя исчезал. Этот эффект также сильно ослабевал при уменьшении тока, проходящего на катодный элемент.

Иллюстрацией к сказанному является рис. 3, на котором представлены осциллограммы токов и напряжений с четырех катодов для двух комбинаций их подключения. Рисунок 3а — подключены четыре соседних друг с другом катода (расстояние между их центрами 21 мм), рис. 3б — подключены также четыре катода, но через два не подключенных к высокому напряжению (в этом случае расстояние между центрами подключенных катодов 63 мм).

Как видно на рис. 3а, задержка спонтанного возникновения поверхностного разряда на первом сработавшем катоде составляет 21 мкс после подачи на катоды высоковольтного импульса. В течение последующих 4 мкс происходит инициированный поверхностный пробой вокруг остальных катодов. Те же самые величины для второго варианта подключения четырех катодов (рис. 3б) равны 87 мкс и 8 мкс соответственно.

Высокоскоростная съемка процесса подтвердила эти измерения: время, необходимое для формирования плазменного цилиндра при подключении даже максимального для данной конструкции числа катодных

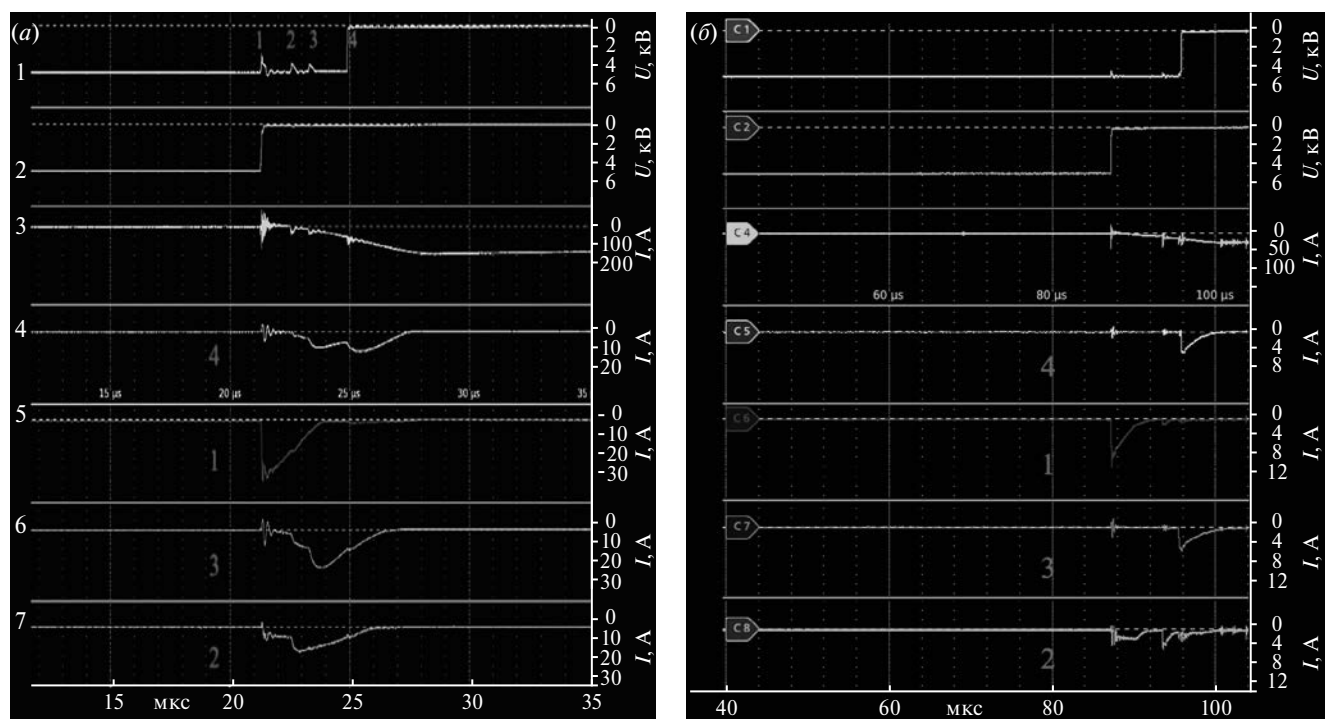


Рис. 3. Осциллограммы токов и напряжений при подключении четырех соседних катодов. 1-й и 2-й лучи — осциллограммы напряжений на четвертом и первом катодах (нумерация катодов — по времени их пробоя), 3-й луч — ток коллектора, 4-й — 7-й лучи — токи вспомогательных разрядов 4-го, 1-го, 3-го и 2-го катодов.

элементов доходило до 90 мкс. После формирования протяженной трубчатой плазмы падение напряжения вдоль всего плазменного цилиндра оказывается небольшим ($U \approx 100 \pm 20$ В). В качестве заключения к данному разделу отметим, что первый способ создания предыонизации обеспечивал формирование трубчатой плазмы при давлениях аргона в диапазоне $3 \cdot 10^{-2} - 3 \cdot 10^{-3}$ Торр и амплитудах приложенного напряжения от 3 до 5 кВ, но с задержкой от 20 до 90 мкс.

3.2. Формирование трубчатой плазмы при создании затравочных электронов вспомогательным высокочастотным разрядом во всем объеме ГРК

Во втором (нелокальном) способе создания затравочных электронов ВЧ-напряжение подавалось либо на отдельно выбранный катод, либо на все катоды одновременно. Амплитуда ВЧ-напряжения выбиралась из условия, чтобы, с одной стороны, это напряжение обеспечивало создание затравочной плазмы низкой

концентрации, а с другой стороны, амплитуда не должна быть высокой, чтобы не создавать преждевременного пробоя между катодом и анодом.

3.2.1 Динамика азимутальной структуры одиночного плазменного шнура. Исследования формирования трубчатой плазмы при ВЧ-предыонизации также начинались с изучения формирования одиночного плазменного шнура. Помимо регистрации напряжения на катode и разрядных токов, в каждом эксперименте осуществлялась высокоскоростная фоторегистрация процесса с фиксацией событий во всем объеме ГРК. Эта регистрация велась в направлении, перпендикулярном оси газоразрядной системы. Для исследования динамики азимутальной структуры плазменного шнура выбирался катод, лежащий в горизонтальной плоскости с осью разрядной камеры.

На рис. 4а даны пять последовательных кадров с изображениями плазменного шнура в процессе его развития за время $\Delta t \approx 0.1$ мкс, за которое суммарный ток разряда нарастает от нуля до максимальной величины

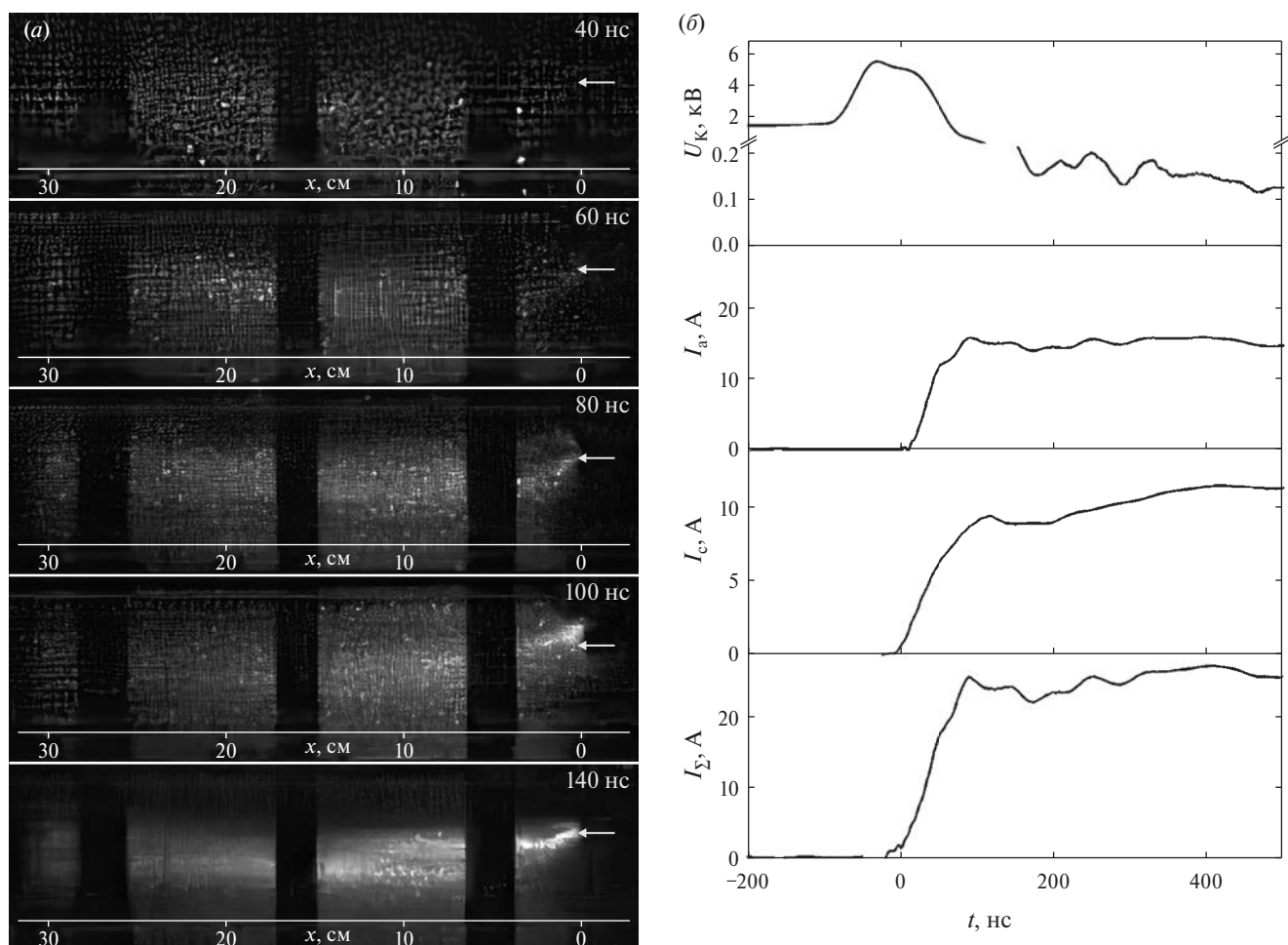


Рис. 4. а) Пять последовательных изображений плазменного шнура в процессе его развития за промежутки $\Delta t \approx 100$ нс. Темные вертикальные полосы на кадрах — катушки Гельмгольца; желтые стрелки показывают положение катода; б) осциллограммы напряжения на катode U_k , токов на сетку I_c , анод I_a , и суммарного тока $I_\Sigma = I_c + I_a$.

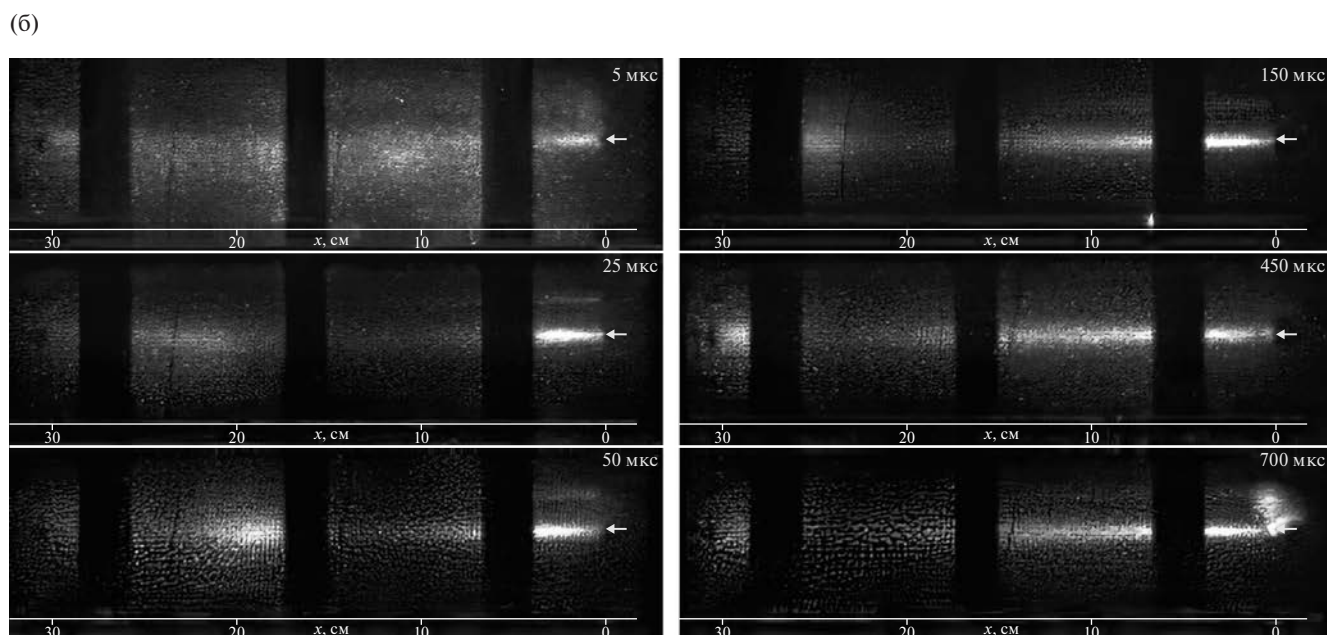
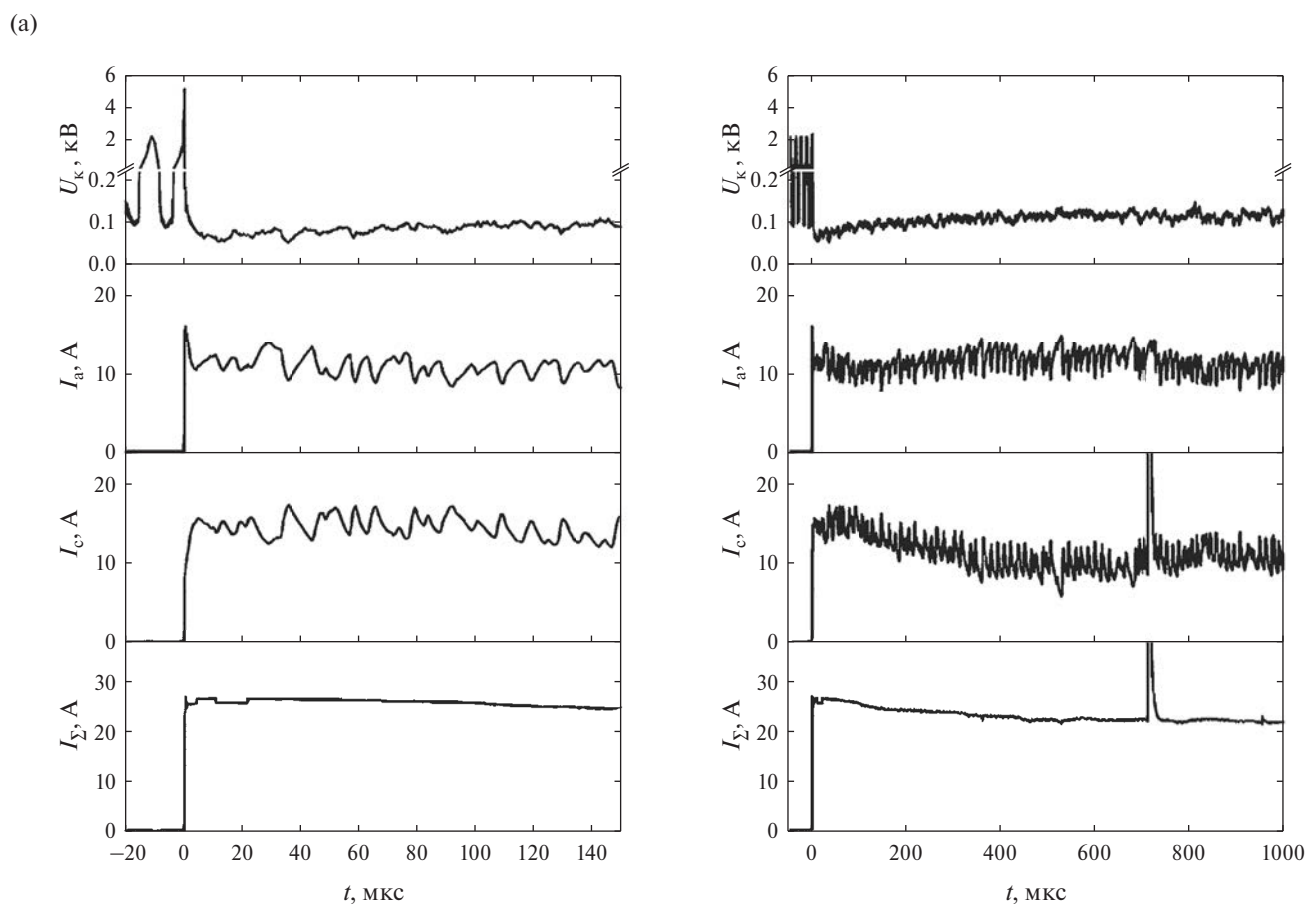


Рис. 5. а) Осциллограммы напряжения на катоде U_k и токов I_c и I_a на коротких и длинных временах при формировании одиночного плазменного шнура; б) изображения плазменного шнура на послепробойной стадии для шести моментов. Желтая стрелка показывает положение катода.

($I_{\max} \approx 25$ А). Как видно, плазменный шнур, “привязанный” к выбранному катодному элементу, смещается относительно горизонтальной линии “катод–анод”, что обусловлено совместным действием электрического ВЧ-поля и продольного магнитного поля, несмотря на их относительно небольшие величины. Заметим, что ярко выраженного фронта ионизационной волны, направленной к аноду и формирующей высокую проводимость в плазменном шнуре, на кадре нет. Фронт (если его можно так назвать) сильно растянут и размыт в продольном направлении, так что фактически проводимость шнура формируется практически сразу по всей его длине, но с разной интенсивностью. При этом в азимутальном направлении токовый шнур при достижении максимума тока все еще не полностью контрагирован и выглядит диффузным и широким, что, возможно, обусловлено большим размером области, в которой была создана начальная ВЧ-предыонизация.

На рисунке 46 представлены осциллограммы напряжения U_k на выбранном катоде, токов на сетку I_c и на коллектор (анод) I_a и суммарного тока $I_{\Sigma} = I_c + I_a$ в процессе формирования одиночного плазменного шнура. Высоковольтный импульс напряжения подавался на катод в момент максимума предыонизирующего ВЧ-напряжения, равного примерно 1.5 кВ. Поэтому напряжение на осциллограмме $U_k(t)$, существующее до начала пробоя, является напряжением ВЧ-генератора. Ноль времени ($t = 0$) на осциллограмме соответствует началу роста напряжения на катоде, связанному с возникновением пробоя.

Как видно на рис. 46, развитие шнура сопровождается ростом тока не только на анод, но и на сетку. После пробоя средние токи на анод и сетку устанавливаются примерно на уровне 10 и 15 А, соответственно, причем их суммарный ток остается практически постоянным во времени (см. рис. 5а).

Медленный спад суммарного тока с 25 до 20 А за время порядка 1 мс обусловлен разрядом питающего конденсатора C . Запись осциллограмм токов на анод I_a и сетку I_c с разрешением во времени не хуже 1 мкс показала, что эти токи испытывают резкие и почти регулярные противофазные колебания, особенно заметные на больших временах после пробоя. Эти колебания характеризуются небольшой амплитудой около $3 \div 5$ А и квазипериодом около 10 мкс (см. рис. 5а).

Противофазность токов I_a и I_c свидетельствует, что разряд, сформировавший высокопроводящий плазменный шнур, функционирует в режиме заданного тока, определяемого балластным сопротивлением внешней цепи, поскольку сопротивление плазменного шнура мало.

Медленная эволюция плазменного шнура на больших временах показана на рис. 5б. Как видно, после завершения пробоя у катода формируется

контрагированный плазменный шнур. Этот шнур уже выпрямился по сравнению с его исходной конфигурацией (см. рис. 4а при $t = 140$ нс) и сориентировался точно вдоль горизонтальной линии катод–анод. К моменту $t = 5$ мкс вокруг плазменного шнура у катода и во всей остальной области все еще сохраняется диффузная плазма, созданная предыонизацией.

Далее происходит исчезновение диффузной плазмы, сопровождаемое быстрым удлинением плазменного шнура от катода, и медленным встречным движением более широкой плазмы от анода. После того, как передний фронт плазменного шнура от катода встретится с плазмой от анода, катодный шнур начинает выталкивать ее обратно к аноду.

Процесс завершается примерно через 600 мкс с начала развития разряда, когда передний фронт катодного шнура приблизится к аноду, но небольшая область у анода с широкой и ярко светящейся плазмой сохранится. После этого структура и динамика плазменного шнура практически не изменяются во времени. При этом практически на всей длине плазменного шнура его поперечный размер оказывается больше расстояния между соседними катодами. Это дает уверенность, что при подключении всего набора катодных элементов аксиальная неоднородность плазменного цилиндра будет минимальной.

3.2.2 Динамика радиальной структуры одиночного плазменного шнура. Для исследования этого процесса выбирался катод, лежащий в вертикальной плоскости с осью разрядной камеры. Как видно на рис. 6а, после 100 нс формируется четко выраженный длинный плазменный шнур, параллельный металлической сетке и находящийся от нее на расстоянии всего около 3 см. Как отмечалось выше, близость плазменного шнура к металлической сетке и малая величина магнитной индукции обусловили заметный ток на сетку (рис. 6б).

3.2.3 Формирование трубчатой плазмы при подключении всех катодных элементов. Изображение предыонизирующей плазмы, созданной вспомогательным ВЧ-разрядом внутри ГРК при подключении всех катодных элементов, представлено на рис. 7.

Фоторегистрация проводилась спустя 1 с после включения ВЧ-разряда. С учетом слабого свечения плазмы регистрация проводилась с экспозицией кадра 100 мкс и полностью открытой диафрагмой объектива камеры.

На рисунке видно, что в отличие от случая с одним подключенным катодом (см. рис. 4), при подключении всех катодов вспомогательный ВЧ-разряд создает достаточно однородную предыонизацию газа как по длине межэлектродного промежутка, так по азимуту и радиусу разрядной камеры почти вплоть до металлической сетки. Причина в том, что сдвиг магнитным полем предыонизованной плазмы от какого-либо катода компенсируется ее приходом от соседнего катода и т.д.

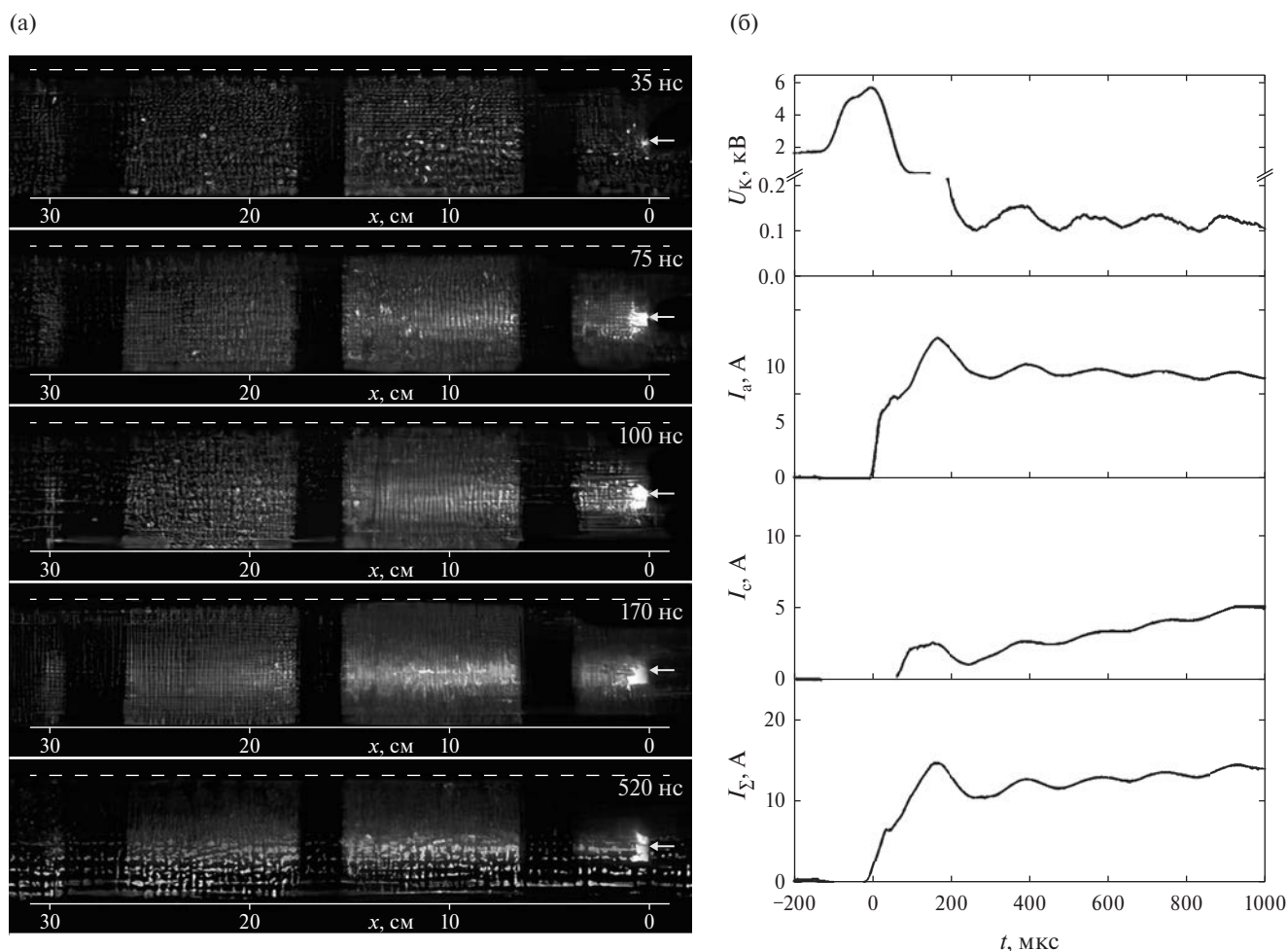


Рис. 6. а) Пять последовательных изображений плазменного шнура в процессе формирования его радиальной структуры. Экспозиция всех кадров 60 нс; желтая стрелка показывает положение катода; пунктирная линия — граница металлической сетки, б) осциллограммы напряжения на катоде U_k , токов на сетку I_g , анод I_a , и суммарного тока $I_\Sigma = I_g + I_a$. Вертикальная ось напряжения на графике $U_k(t)$ имеет разрыв при напряжении $U = 0.22 \text{ кВ}$, $U = -5 \text{ кВ}$, аргон, $P = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Торр}$, $R = 200 \text{ Ом}$.

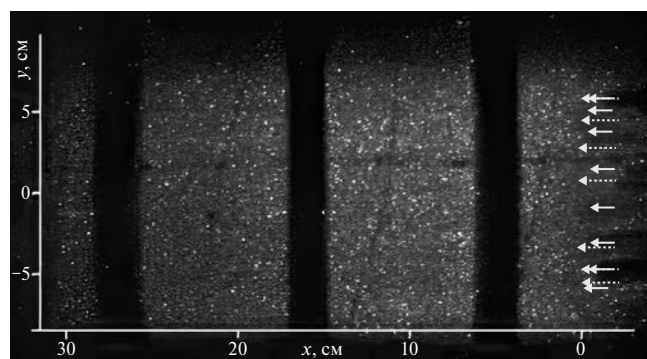
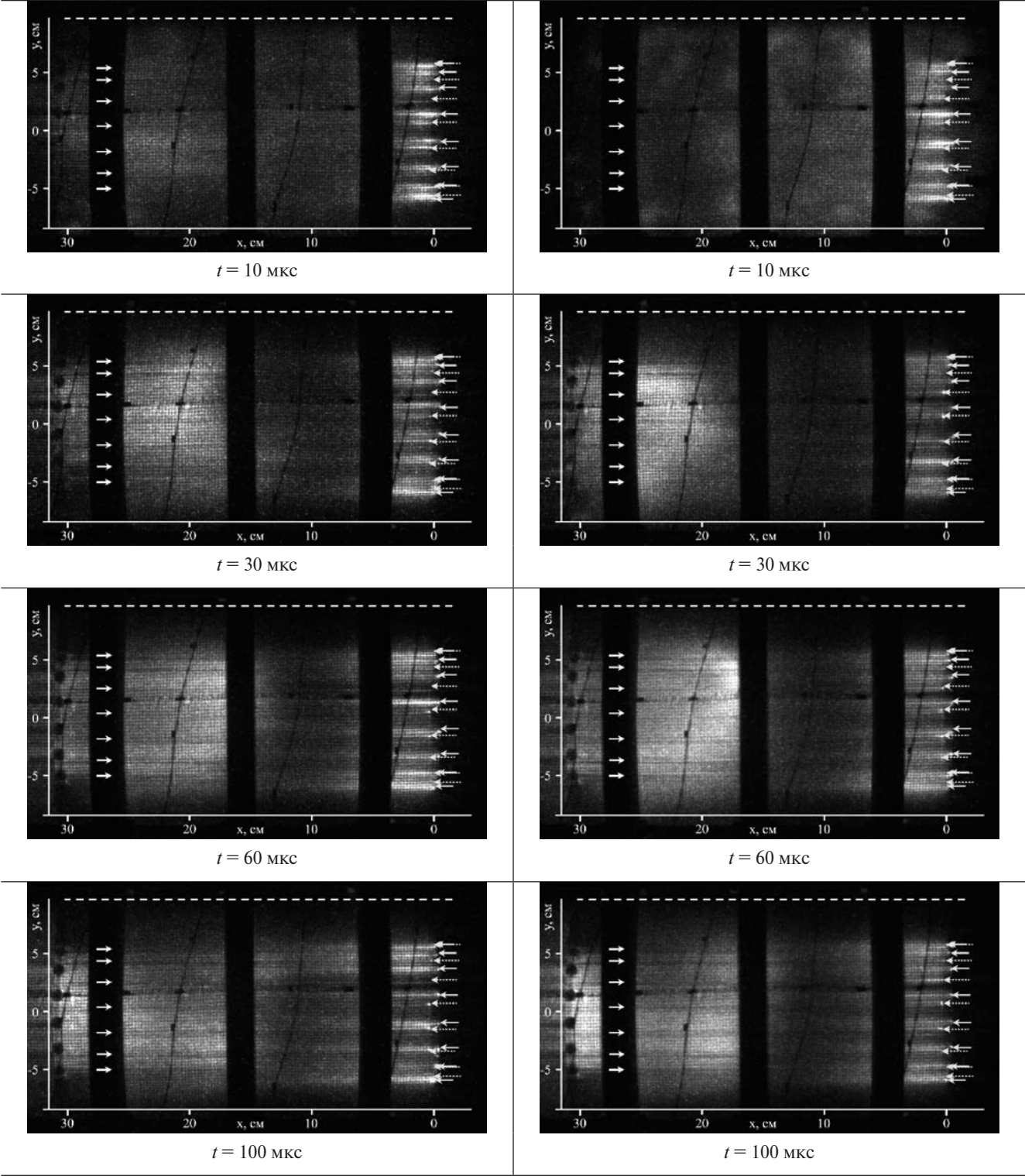


Рис. 7. Изображение диффузной плазмы слаботочного ВЧ-разряда при включении всех катодных элементов. Экспозиция кадра 100 мкс, вертикальные темные полосы — катушки Гельмгольца, винтовая темная тонкая линия — проволока на внешней поверхности металлической сетки, обеспечивающая механическую жесткость сетки, тонкая продольная темная линия — место спайки сетки. Желтые стрелки показывают положение катодов на окружности, сплошные стрелки — ближние к наблюдателю катоды, пунктирные стрелки — дальние от наблюдателя катоды. Давление аргона $P = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Торр}$.

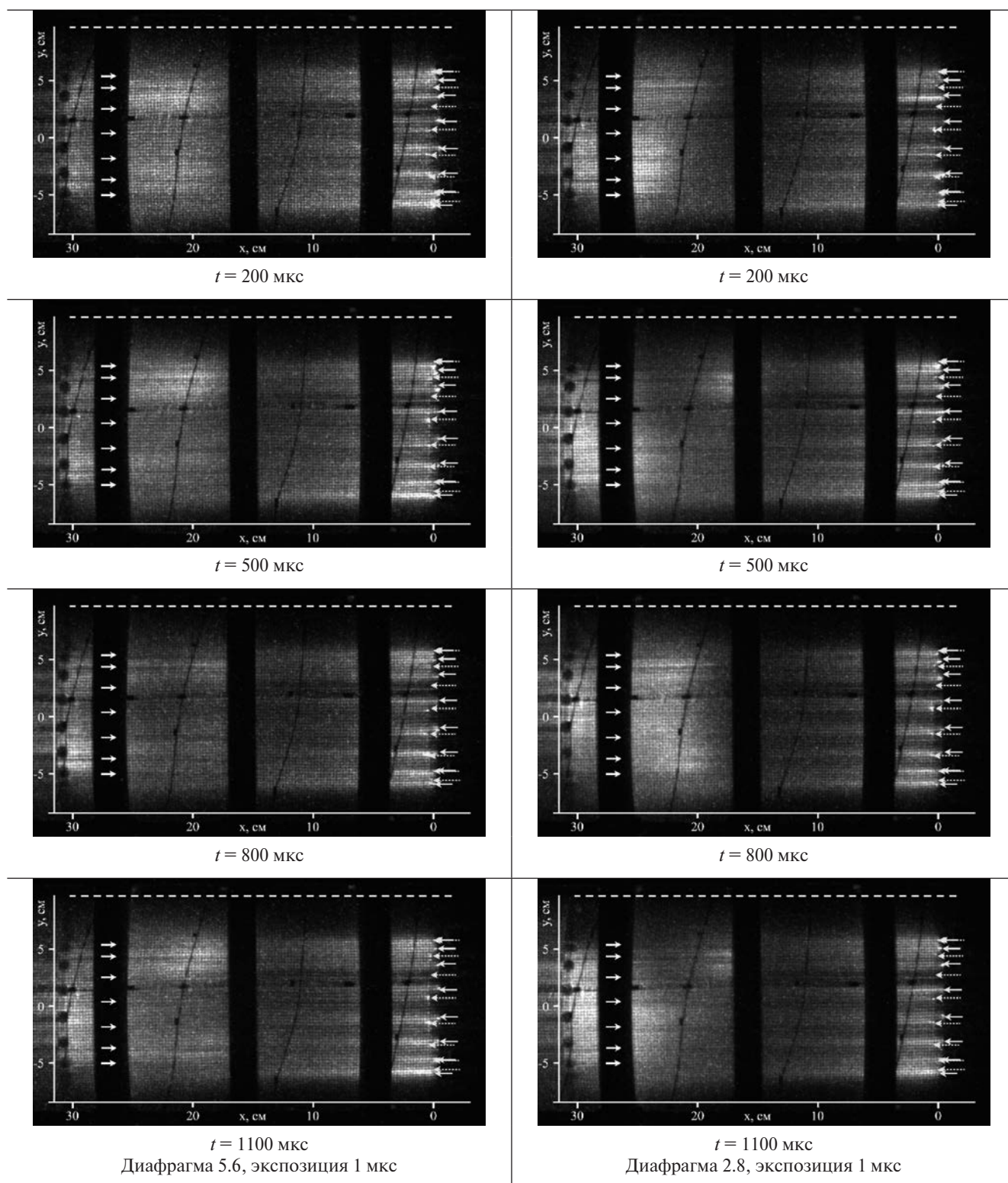
Визуальное представление об эволюции продольной и поперечной структуры трубчатого разряда, сформированного 16-ю токовыми шнурами, дано в виде набора фотокадров в табл. 1 и 2. Желтые стрелки на фото ука-

зывают положения катодов. Пунктирная линия сверху каждого снимка указывает границу сетки. Время съемки кадра, отсчитываемое от момента подачи высокого напряжения на катод, указано под каждым кадром.

Таблица 1. Фотографии трубчатого разряда в разные моменты при импульсном напряжении $U = 5\text{кВ}$ (левый столбец) и $U = 3\text{кВ}$ (правый столбец). $R = 300\text{ Ом}$



Окончание таблицы 1.



Фотографии, представленные в табл. 1, получены при амплитуде импульса напряжения $U = 5 \text{ кВ}$ (левый столбец) и $U = 3 \text{ кВ}$ (правый столбец). В этом случае балластные сопротивления $R = 300 \text{ Ом}$ для

каждого катодного элемента. В табл. 2 представлен набор снимков трубчатого разряда для $U = 5 \text{ кВ}$ и для балластного сопротивления R с величиной 200 Ом . Условия регистрации (диафрагма объектива

камеры и длительность экспозиции) указаны на последнем кадре. Напомним, что чем ярче источник света, тем большее диафрагменное число выбирается, чтобы уменьшить входное отверстие диафрагмы и ограничить световой поток, входящий в камеру, и тем самым не ослепить ее приемную матрицу.

На фотографиях, представленных в табл. 1 и 2, видно, что эволюция продольной и поперечной структуры трубчатого разряда, состоящего из многих плазменных шнуров, в целом подобна эволюции одного шнура, и представлена на рис. 5. Белые стрелки соответствуют положениям тонких диэлектрических трубок, вставленных вне зоны разряда с целью придания механической жесткости конструкции ГРК.

Можно лишь отметить, что при меньшем напряжении и меньшем токе все процессы, определяющие динамику установления разряда, происходят более

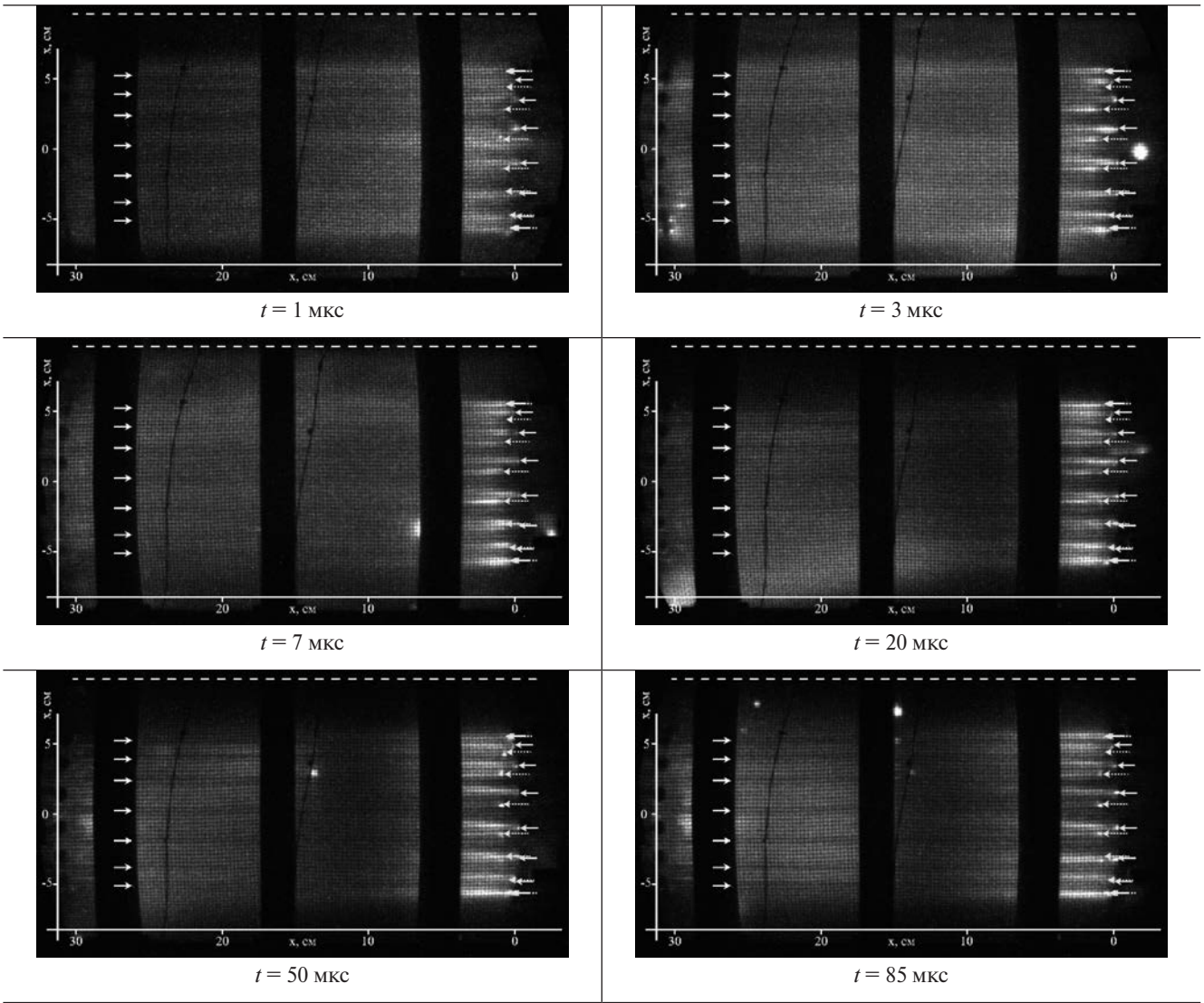
медленно. По мере роста суммарного тока, определяемого амплитудой приложенного напряжения U и величиной балластного сопротивления R отдельного катода, трубчатая плазма становится все более яркой и однородной как по длине, так и в азимутальном и радиальном направлениях. Зарегистрировано также, что с ростом разрядного тока чаще возникают локальные пробои не только с катодов на сетку, но и с поверхности трубчатой плазмы на сетку. Указанное явление хорошо видно на фотографиях табл. 2, которые соответствуют разряду с максимальным током.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

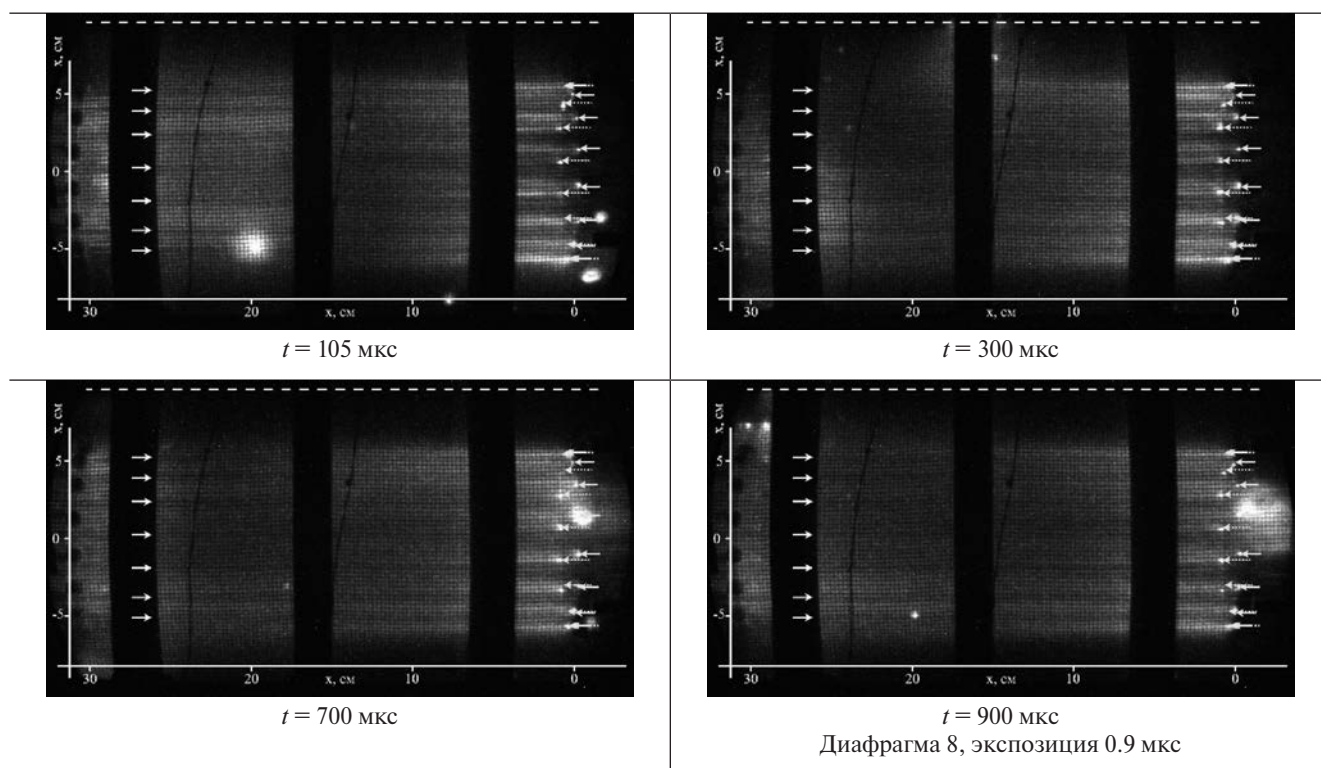
4.1. Первый способ создания предыонизации

Как показали эксперименты, первый (локальный) способ создания предыонизации за счет

Таблица 2. Фотографии трубчатой плазмы в разные моменты при $U = 5\text{ кВ}$ и $R = 200\text{ Ом}$. Токи разряда соответствуют рис. 6



Окончание таблицы 2.



вспомогательных разрядов по поверхности диэлектрика вокруг катодов не обеспечивает необходимой воспроизводимости по времени формирования трубчатой плазмы. Возможная причина связана с влиянием продольного магнитного поля на пробой вспомогательного разряда, поскольку ток этого разряда направлен перпендикулярно магнитному полю. В этом случае траектории электронов закручиваются, и затрудняется их приход на вспомогательный анод, расположенный вокруг катода.

Сокращение времени задержки пробоя вспомогательного разряда вокруг одного из катодов, подключенного одновременно с другими к источнику напряжения, объясняется следующим образом. Время задержки определяется вероятностью появления затравочного электрона в области сильного поля вокруг отдельного катода, находящегося под напряжением.

При одновременном включении большого числа катодов увеличивается общий размер области с сильным электрическим полем и, тем самым, вероятность появления в ней затравочного электрона увеличивается. В результате в каком-либо месте этой большой области достаточно быстро возникает пробой, сопровождающийся яркой вспышкой образовавшейся плазмы. Затем этот пробой инициирует пробой вспомогательного разряда на соседних катодах, предположительно, за счет фотоэмиссии электронов

с поверхности диэлектриков вокруг катодов. Фотоэмиссия возникает также за счет излучения плазмы, сформированной при пробое первого вспомогательного разряда.

4.2. Второй способ создания предыонизации

Во втором (нелокальном) способе предыонизация создается ВЧ-разрядом во всем объеме разрядной зоны вплоть до поверхности сетки. Как оказалось, ВЧ-предыонизация обеспечивает: а) меньший разброс по времени задержки возникновения основного разряда и б) более быстрое его развитие.

При наличии нелокальной предыонизации основной разряд возникает практически одновременно на всех катодных элементах и развивается за время около одной микросекунды после подачи высоковольтного импульса. Это время заметно меньше времени развития разряда, формируемого первым способом. Отсюда можно сделать вывод, что во втором способе создания трубчатой плазмы волна ионизации движется к аноду быстрее. Причина в том, что ионизационная волна движется по газу, хорошо предыонизованному ВЧ-разрядом на всем протяжении от катода до анода. Такое же влияние нелокальной предыонизации наблюдалось ранее при распространении ионизационной волны в капиллярной трубке [8, 9].

4.3. Влияние радиального электрического поля на плазменный шнур

При исследовании динамики одиночного плазменного шнура в продольном магнитном поле было установлено, что в процессе своего формирования изначально широкий шнур немного отходит от стенки кварцевой трубы. В то же время между плазменным шнуром, сформированным вблизи металлической стенки, и стенкой возникают радиальные электрические поля, которые, казалось бы, должны были сдвинуть шнур на стенку. Однако этого не происходит, поскольку продольное магнитное поле существенно уменьшает коэффициенты переноса плазмы в радиальном направлении, а также “сжимает” функцию распределения электронов по энергии, что сказывается на частоте ионизации вдоль радиуса [10–18].

Последний эффект зависит также от напряженности радиального электрического поля E_r , поэтому представляет интерес оценить хотя бы качественно структуру электрического поля в разрядной зоне ГРК после формирования в ней проводящего плазменного

цилиндра. С этой целью были проделаны расчеты двумерного распределения электрического поля в предположении, что потенциал на поверхности плазменного цилиндра меняется линейно вдоль его длины, в то время как внутренняя поверхность металлического корпуса ГРК является эквипотенциальной и заземлена. Результаты 2D-расчетов представлены на рис. 8.

Как видно на этом рисунке, вокруг плазменного цилиндра существует достаточно большая напряженность радиального поля E_r , которая уменьшается по мере удаления от катода. Однако даже на 3/4 длины трубчатой плазмы, отсчитываемой от катода, величина E_r все еще не нулевая. Радиальное поле переносит часть тока из трубчатой плазмы на сетку, т.е. на корпус ГРК, причем чем ближе к катоду, тем больше величина этого тока.

Наличие радиального тока и продольного магнитного поля может приводить к вращению плазменного цилиндра. При этом угловая скорость вращения, пропорциональная E_r , может быть неодинаковой вдоль плазменного цилиндра. В этой

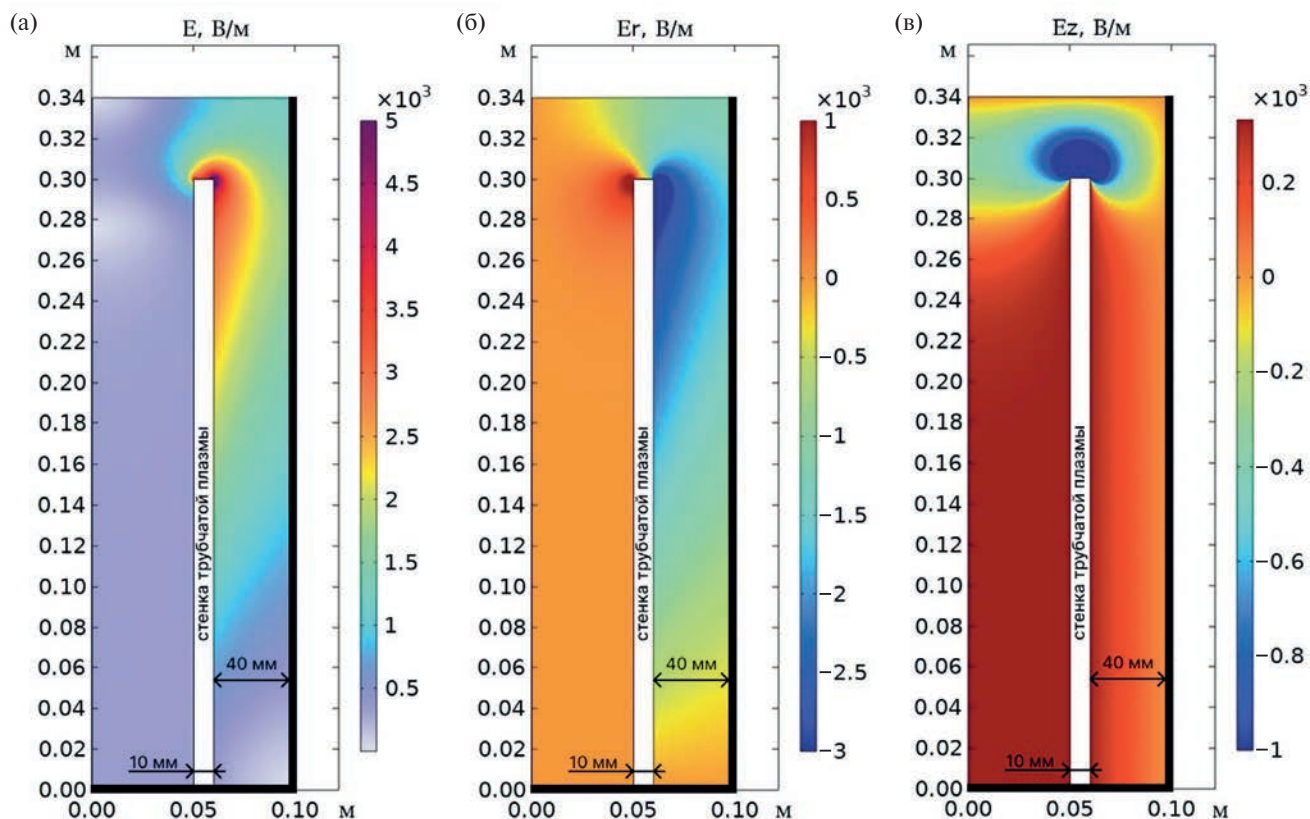


Рис. 8. Двумерная структура аксиально-симметричного электрического поля между трубчатой плазмой и металлической стенкой ГРК (продольный разрез). Падение напряжения вдоль плазмы равно 100 В. Катод вверх, анод (коллектор тока) вниз; а) модуль напряженности электрического поля; б) радиальная компонента электрического поля; в) продольная (вдоль магнитного поля) компонента электрического поля. Черная линия показывает заземленную границу, на которой потенциал равен нулю.

связи уместно заметить, что наблюдаемая в эксперименте квазипериодичность слаботочных локальных пробоев с катода на сетку, возможно, связана с выносом образовавшейся высокопроводящей плазмы из зоны пробоя силой Ампера F , пропорциональной току $j_{\perp}$ и магнитной индукции B : $F \sim [j_{\perp} \times B]$, поскольку вынос этой плазмы создает условия для нового локального пробоя.

Важно отметить, что показанная на рис. 8 качественная двумерная структура электрического поля в ГРК, при наличии трубчатой плазмы с током не зависит от способа ее создания. В таком случае, вероятно, что перечисленные выше эффекты, обусловленные 2D-структурой электрического поля (ток на металлическую стенку ГРК и вращение трубчатой плазмы), могут приводить к изменению параметров трубчатой плазмы в продольном направлении. Это следует учитывать при практическом использовании рассматриваемого источника плазмы.

Измеренные значения анодного тока и напряжения на плазменном цилиндре позволяют оценить величину вложенной энергии. На первый взгляд, абсолютная величина энерговклада кажется не большой. Однако, поскольку давление газа в камере низкое, то, по оценкам, на каждую частицу к моменту времени $t = 1$ мс приходится энергии около 1 эВ. Это уже большая величина, которая свидетельствует о том, что плазма может быть полностью ионизованной и находиться в локальном термодинамическом равновесии.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируя изложенные результаты, можно сказать, что первый способ создания трубчатой плазмы в слабом продольном магнитном поле с использованием локальной предьонизации обеспечивал формирование требуемой плазмы при давлениях аргона в диапазоне 10^{-2} — 10^{-3} Торр и амплитудах приложенного напряжения от 3 до 5 кВ, но с неконтролируемой задержкой, варьирующейся от 90 до 20 мкс. Данный способ формирования трубчатой плазмы достаточно сложен с точки зрения технического воплощения, требующего использования большого количества высоковольтных и сильноточных импульсных схем, индивидуальных для каждого элемента секционированного катода.

Второй способ создания трубчатой плазмы с использованием вспомогательного ВЧ-разряда (нелокальная предьонизация) оказался более простым в исполнении и более стабильным с точки зрения повторяемости результатов. Эксперимент показал, что протяженная ($L = 30$ см) и достаточно

однородная по длине и азимуту трубчатая плазма, формирующаяся из отдельных и перекрывающихся плазменных шнуров, изолируется слабым магнитным полем от металлической стенки мазера и удерживается на расстоянии около 35 мм от стенки. Приемлемая плазма получается при амплитуде импульсного напряжения $U = 5$ кВ, давления аргона $P = 10^{-2}$ — 10^{-3} Торр и балластном сопротивлении на каждом катоде $R = 200$ Ом. В этом режиме падение напряжения вдоль трубчатой плазмы составляет около 110 В при средней величине напряженности электрического поля в плазме около 4 В/см (падения напряжений на катодном и анодном слоях при оценке средней напряженности поля не учитывались).

Суммарный ток разряда, проходящий через трубчатую плазму на коллектор и частично уходящий на стенку мазера, составляет величину около 260 А. При перечисленных выше параметрах разряд достаточно устойчив по отношению к слаботочным пробоям на близко расположенную металлическую стенку камеры. При этом в трубчатой плазме сохраняется продольная и азимутальная однородность в течение одной миллисекунды. По оценкам, средняя плотность тока в трубчатой плазме около 2 А/см² при плотности электронов 10^{13} см⁻³ и их температуре около 1 эВ. Для уточнения этих величин необходимы прямые измерения, которые планируется провести в будущем.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках реализации комплексной программы “Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года” по государственному контракту от 10.04.2023 № Н.4к.241.09.23.1050.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богданкевич Л. С., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. // УФН. 1981. Т. 133. Вып. 1. С. 3.
2. Стрелков П. С. // УФН. 2019. Т. 189. Вып. 5. С. 494.
3. Buleyko A. B., Ponomarev A. V., Loza O. T., Ulyanov D. K., Andreev S. E. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 023303.
4. Buleyko A. B., Ponomarev A. V., Loza O. T., Ulyanov D. K., Sharypov K. A., Shunailov S. A., Yalandin M. I. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 023304.
5. Карташов И. Н., Кузелев М. В. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 6. С. 531.
6. Akishev Yu., Karalnik V., Kochetov I., Napartovich A., Trushkin N. // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. P. 054013.

7. Mesyats G.A., Korolev Y. D. // *Usp. Fiz. Nauk.* 1986. № 148. P. 101.
8. Akishev Yu., Alekseeva T., Karalnik V., Petryakov A. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2022. V. 55 145202. DOI: 10.1088/1361-6463/ac45af
9. Akishev Yu.S., Karal'nik V.B., Petryakov A. V., Ionikn Yu.Z. // *Plasma Physics Reports.* 2021. V. 47. № 1. P. 60.
10. Hagelaar G.J.M., Pitchford L. C. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2005. V. 14. P. 722. DOI: 10.1088/0963-0252/14/4/011
11. Starikovskiy A.Y., Aleksandrov N. L., Shneider M. N. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2023. V. 32. I. 035005
12. Storozhev D.A., Surzhikov S. T. // *Journal of Basic and Applied Physics.* 2013. V. 2. Iss. 3. P. 141.
13. Surzhikov S.T., Shang J. S. // *AIAA 2014-2236*, 16—20 June 2014, Atlanta, GA. Proc. 45th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conf.
14. Surzhikov S.T. // *Plasma Physics Reports.* 2017. V. 43. № 3. P. 363.
15. Shen Gao, Shixiu Chen, Zengchao Ji, Wei Tian, Jun Chen. DC // *Advances in Mathematical Physics.* V. 2017. Article ID9193149. <https://doi.org/10.1155/2017/9193149>
16. Ryakhovskiy A. I., Schmidt A. A., Antonov V. I. // *Proc. ISP RAS.* 2017. V. 29. Iss. 6. P. 299. DOI: 10.15514/ISPRAS-2017-29(6)-17
17. Ulanov I.M., Pinaev V.A. // *High Temperature.* 2014. V. 52. № 1. P. 26.
18. Shen Gao, Jianyuan Feng, Wenqi Li, Jihe Cai // *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 2019. V. 88. P. 30801.

Formation of Extended Tubular Plasma in Argon at Low Pressure and in a Weak Longitudinal Magnetic Field

© 2024 Yu. S. Akishev^{a,b,*}, V. P. Bakhtin^a, A. B. Buleyko^a, O. T. Loza^a,
A. V. Petryakov^a, A. A. Ravaev^a, and E. A. Fefelova^a

^a Troitsk Institute for Innovative and Thermonuclear Research, Moscow, 108840, Russia

^b National Research Nuclear University “Moscow Engineering Physics Institute”, Moscow, 115409, Russia

* e-mail: akishev@triniti.ru

The results of experimental studies on the formation and subsequent evolution of extended ($l = 300$ mm) and thin-walled ($\Delta r \approx 10$ mm) tubular ($2r \approx 110$ mm) plasma in a weak longitudinal magnetic field ($B = 175$ G) without the use of a thermionic cathode are presented. The cylindrical chamber in which the tubular plasma was formed was pumped with high purity argon (99.998%) at an average velocity of about 1 m/s at a pressure of $P = 10^{-3} - 10^{-2}$ Torr. Two methods of creating seed electrons initiating the development of ionization avalanches were used. The difference inherent to these methods has been established in the dynamics of breakdown, completing in the formation of a tubular discharge. In the first of them, a pulsed discharge preceding the high voltage supply of the main discharge created gas preionization in a small area around the sectioned cathodes. In the second method, seed electrons were created in the entire working area of the discharge chamber by an RF discharge with a frequency of 85 kHz and duration of about 1 s. Highspeed shooting with a 4-frame ICCD camera allowed us to establish the dynamics of tubular discharge formation at all its stages. Measurements of the longitudinal and radial discharge current were carried out. The results we obtained showed the possibility of spatial isolation of an extended tubular plasma from the close located metal wall of the discharge chamber by using a weak longitudinal magnetic field.

Keywords: low pressure gas, tubular plasma, preionization, seed electrons, plasma filament, axial magnetic field

УДК 537.523.9, 537.523.2

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ФИЛАМЕНТАЦИИ НАНОСЕКУНДНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА. ЧАСТЬ 2. ПРИБЛИЖЕНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ

© 2024 г. В. Р. Соловьев*, Д. А. Лисицын, Н. И. Караваева

Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

* e-mail: vic_sol@mail.ru

Поступила в редакцию 21.10.2023 г.

После доработки 20.11.2023 г.

Принята к публикации 20.11.2023 г.

Выполнено численное моделирование развития наносекундного поверхностного барьерного разряда, возбуждаемого ступенчатым импульсом напряжения отрицательной полярности $V = -8$ кВ в воздухе атмосферного давления и $V = -15$ кВ в азоте при давлении 6 атм. Расчеты для $V = -8$ кВ сделаны с использованием приближений локального электрического поля и локальной энергии электронов. Показано, что оба приближения дают близкие результаты по динамике развития разряда в целом, структуре катодного слоя и распределению поля на фронте разряда. Существенное различие наблюдается в параметрах слоя разряда, примыкающего к поверхности диэлектрика, что позволило в приближении локальной энергии промоделировать похожий на филаментацию разряда эффект для азота при давлении 6 атм и $V = -15$ кВ.

Ключевые слова: поверхностный барьерный разряд, наносекундный импульс, стример, филамент, приближение локальной энергии

DOI: 10.31857/S0367292124020092, **EDN:** QOMZYS

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдаемый в азоте и азот-кислородных смесях [1–5] эффект филаментации поверхностного барьерного разряда (ПБР), возбуждаемого импульсом напряжения длительностью 20–50 нс до сих пор остается не объясненным. Суть эффекта заключается в том, что при достаточно высоких плотностях газа и амплитудах импульса напряжения изначально квазиоднородный стримерный режим развития разряда за наносекунды переходит в режим филаментарный, когда набор близко расположенных стримеров сменяется более яркими каналами-филаментами с резко отличающимися от стримеров свойствами.

Для азота в работе [6] на базе 2D-приближения развития ПБР был предложен механизм, позволяющий смоделировать развитие начальной фазы похожего на описанное явления в случае импульса напряжения положительной полярности, а в работе [7] было проверено, может ли этот механизм объяснить явление филаментации в азоте и воздухе при отрицательной полярности импульса напряжения. Начальный этап численного моделирования в [7] был успешным: вблизи электрода аналогично случаю с положительной полярностью напряжения было получено формирование узкого слоя плазмы с концентрацией, нарастающей

до $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Однако дальнейшее развитие этого слоя и разряда в целом не имело ничего общего с наблюдаемым в эксперименте [5], для условий которого был выполнен расчет. Причиной, по-видимому, было использование приближения локального поля (Local Field Approximation — LFA) для описания процессов ионизации и возбуждения электронных термов молекулы азота. В областях с небольшими градиентами концентрации электронов это приближение хорошо себя зарекомендовало и широко используется при моделировании развития стримерных разрядов практически всеми группами авторов. Но в области резких градиентов концентрации электронов и поля, характерных для зоны филаментации при отрицательной полярности электрода, это приближение может быть слишком грубым. Чтобы устранить этот недостаток необходимо перейти к модели локальной энергии (Local Energy Approximation — LEA), учитывающей пространственный перенос энергии электронов, и вычислять константы скоростей ионизации и возбуждения электронных термов молекулы азота не как функции приведенного электрического поля E/N (E — напряженность электрического поля, а N — плотность газа), а как функции локальной энергии электронов.

Чтобы проверить, насколько сильно изменяет результат использование приближения локальной

энергии LEA вместо приближения локального поля LFA в данной работе обоими методами выполнены тестовые расчеты по развитию ПБР, возбуждаемого ступенчатым импульсом отрицательной полярности $V = -8$ кВ в воздухе атмосферного давления, когда согласно эксперименту [8] никакой филаментации не наблюдалось. А для проверки принципиальной возможности моделирования “филаментации” выполнены тестовые расчеты уже только в приближении локальной энергии LEA для ступенчатого импульса $V = -15$ кВ в азоте при давлении 6 атм для условий эксперимента [1, 5], где филаментация наблюдалась при напряжениях выше 32–35 кВ. Поскольку основной целью данной работы является тестирование приближения локальной энергии при моделировании ПБР для сокращения времени вычислений была выбрана ступенчатая, а не реализованная в экспериментах форма импульса напряжения.

2. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Схема расчетной области для моделирования развития ПБР представлена на рис. 1. На верхний электрод подается потенциал V , нижний электрод заземлен. Задача решается в 2D-приближении в предположении постоянства параметров вдоль оси Z . Динамика развития разряда моделируется во внутренней области, внешняя область используется для корректного задания граничных условий на бесконечности для уравнения Пуассона. Более подробное описание расчетной области приведено в работе [8].

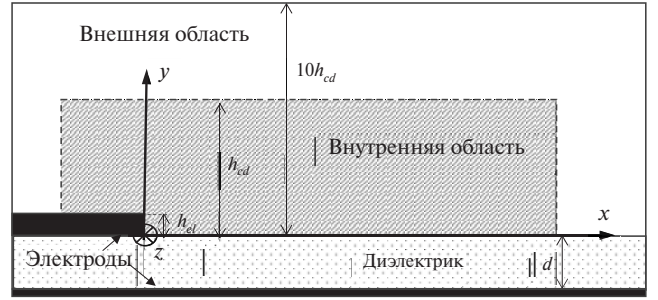


Рис. 1. Схема расположения электродов и вид расчетной области.

$$J_e = -n_e K_e E - \nabla(D_e n_e), \quad (3)$$

$$J_i = n_i K_i E, \quad J_{ni} = n_{ni} K_{ni} E, \quad (4)$$

где K и D — подвижность и коэффициент диффузии.

Для концентраций N_k молекул N_2 в возбужденных состояниях решаются уравнения баланса без учета пространственного переноса

$$\frac{\partial N_k}{\partial t} = S_k - R_k, \quad k = A, B, C, a', H. \quad (5)$$

Источники S_k в уравнениях (1), (5), температура электронов T_e , подвижность K_e и коэффициент диффузии электронов D_e имеют вид

$$S_m = n_e N k_m (E / N), \quad (6)$$

$$T_e [\text{эВ}] = \begin{cases} T_a + 0.39 \gamma^{0.725} = T_a + 0.073 (E / N)^{0.725}, & E / N \geq 150 \text{ Тд}, \\ T_a + 0.15 \gamma^{1.08} = T_a + 0.012 (E / N)^{1.08}, & E / N < 150 \text{ Тд}, \end{cases} \quad (7)$$

В приближении локального поля LFA используемая модель представляет собой решение уравнений переноса электронов и ионов в 2D дрейфо-диффузионном приближении

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla J_k = S_k - R_k, \quad k = i, e, ni \quad (1)$$

и уравнения Пуассона для потенциала ϕ самосогласованного электрического поля E

$$\nabla(\epsilon \nabla \phi) = -4\pi e (n_i - n_{ni} - n_e), \quad E = -\nabla \phi, \quad (2)$$

где n_i и n_{ni} есть концентрации положительных и отрицательных ионов, а n_e — концентрация электронов. Потоки J_k заряженных частиц есть

$$K_e [\text{см}^2/\text{В/с}] = 772 \frac{N_0}{N \gamma^{0.225}} = 1296 \frac{N_0}{N (E / N)^{0.225}}, \quad (8)$$

$$D_e = K_e T_e / e, \quad (9)$$

где $k_m(E / N)$ — константы скорости возбуждения и ионизации молекул N_2 . Все эти величины вычислены, как функции E/N , на основе численного решения уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям [9], а затем аппроксимированы аналитическими зависимостями; $\gamma = E/N/(10^{-16} \text{ Всм}^2)$ — безразмерная величина

приведенного электрического поля E/N , N_0 — плотность газа при нормальных условиях. Подробное описание всех учитываемых процессов и констант их реакций дано в первой части этой работы [7].

В приближении локальной энергии к уравнениям (1)–(5) добавляется уравнение энергии для единицы объема электронного газа [10]

$$\frac{\partial n_e \bar{\varepsilon}}{\partial t} + \nabla \left(\frac{5}{3} \bar{\varepsilon} J_e - \lambda_e \nabla \bar{\varepsilon} \right) = e J_e E - n_e N \sum_k I_k^* k_k(\bar{\varepsilon}) - n_e W_{el}, \quad (10)$$

$$\lambda_e = \frac{5}{3} D_e n_e, \quad \bar{\varepsilon} = \frac{3}{2} T_e, \quad (11)$$

где $\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия электрона, а λ_e — коэффициент электронной теплопроводности. Величины k_m , K_e и D_e по-прежнему вычисляются на основе решения уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям [9], но уже как функции средней энергии электрона $\bar{\varepsilon}$. Для этого вводится величина эффективного безразмерного приведенного поля γ_{eff} , вычисляемая по формулам, обратным формулам (7), и являющаяся функцией T_e , или $\bar{\varepsilon}$, получающегося в результате решения уравнения (10). С введением γ_{eff} вычисление величин k_m , K_e и D_e в численном коде сводится к замене γ на γ_{eff} :

$$\gamma_{eff} = \begin{cases} \left(\frac{T_e - T_a}{0.39} \right)^{1.379}, & \gamma_{eff} \geq 15, \\ \left(\frac{T_e - T_a}{0.15} \right)^{0.926}, & \gamma_{eff} < 15. \end{cases} \quad (12)$$

В правой части уравнения (10) первый член описывает набор энергии электроном в электрическом поле, второй и третий — потери на неупругие и упругие столкновения, соответственно; I_k^* — энергетический порог процесса k , а $k_k(\bar{\varepsilon})$ — константа скорости этого процесса. В условиях, характерных для ПБР приведенных полей, $E/N > 100$ Тд ($1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2$) упругие потери $n_e W_{el}$ и потери на возбуждение колебательных состояний пренебрежимо малы, и основными потерями являются потери на ионизацию и возбуждение электронных состояний молекул газа [9].

3. УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ

В данной работе мы ориентированы прежде всего на исследование развития ПБР при отрицательной полярности импульса приложенного напряже-

ния. В этом случае у поверхности диэлектрика возникает тонкий слой с очень резкими градиентами электрического поля и концентрации электронов, и толщина этого слоя порядка длины ионизации λ_i в приповерхностном поле E_s [11]

$$\lambda_i \approx K_e E_s / v_i, \quad v_i = N k_i(E_s), \quad (13)$$

где v_i — частота ионизации в приповерхностном слое в поле E_s .

Оценим порядки величин слагаемых уравнения (10) для приповерхностного слоя разряда. Потери в правой части порядка $n_e I_i v_i$. Поскольку толщина приповерхностного слоя порядка λ_i , то

$$\frac{\partial n_e \bar{\varepsilon}}{\partial t} \sim n_e \bar{\varepsilon} \frac{K_e E_s}{\lambda_i} \sim n_e \bar{\varepsilon} v_i \quad (14)$$

и пространственный перенос

$$\nabla \left(\frac{5}{3} \bar{\varepsilon} J_e \right) \sim \frac{5}{3} \bar{\varepsilon} \frac{n_e K_e E_s}{\lambda_i} \sim \bar{\varepsilon} n_e v_i \quad (15)$$

имеет тот же порядок величины.

В характерных для приповерхностного слоя $E/N > 1000$ Тд средняя энергия электрона $\bar{\varepsilon} \approx 15$ эВ [9, 11, 12], приблизительно равна порогу неупругих потерь, в частности ионизации $I_i = 15.6$ эВ. Таким образом, нестационарная и конвективная части уравнения энергии имеют тот же порядок величины, что и потери на неупругие столкновения, т.е. их необходимо учитывать при определении средней энергии электронов.

Обозначим правую часть уравнения (10) как S_ε :

$$S_\varepsilon = e J_e E - n_e N \sum_k I_k^* k_k(\bar{\varepsilon}) - n_e W_{el}. \quad (16)$$

После подстановки в уравнение (10) выражения (3) для потока J_e и (11) для λ_e получим уравнение, в точности совпадающее с уравнением переноса электронов (1), если заменить переменную n_e на $n_e \bar{\varepsilon}$ и ввести множитель $5/3$ в коэффициенты переноса:

$$\frac{\partial n_e \bar{\varepsilon}}{\partial t} + \nabla J_\varepsilon = S_\varepsilon, \quad (17)$$

$$J_\varepsilon = -\frac{5}{3} n_e \bar{\varepsilon} K_e E - \nabla \left(\frac{5}{3} D_e n_e \bar{\varepsilon} \right). \quad (18)$$

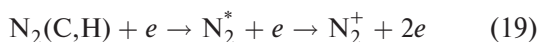
Сделанное преобразование позволяет использовать для решения уравнения энергии ту же, уже отлаженную, численную процедуру, что и для уравнения переноса электронов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Сравнение результатов расчета по LFA и LEA

В качестве тестового варианта рассмотрим развитие ПБР, возбуждаемого ступенчатым импульсом напряжения $V = -8$ кВ в воздухе атмосферного давления. Толщину и диэлектрическую проницаемость диэлектрика примем, как в эксперименте [8] $d = 0.2$ мм, $\epsilon = 5$. Решение задачи получено на переменной сетке с минимальным шагом 3.3×10^{-4} мм вблизи поверхности диэлектрика и 0.01 мм в дальней от электрода и поверхности расчетной области.

В работах [6, 7] было показано, что и при положительной, и при отрицательной полярности импульса напряжения основной вклад в процесс резкого увеличения n_e в приповерхностном слое плазмы ПБР-разряда вносит процесс ступенчатой ионизации из возбужденных состояний молекулы N_2 . Этот процесс идет через С и Н состояния для триплетных и синглетных термов, соответственно

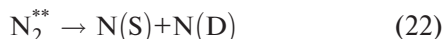


с константами скорости [7, 13]

$$k_{st_C} = 0.4 \times 10^{-8} \left(\frac{13.6}{T_e(\text{эВ})} \right)^3 \exp(-4.55 / T_e(\text{эВ})), \quad (20)$$

$$k_{st_H} = 0.9 \times 10^{-8} \left(\frac{13.6}{T_e(\text{эВ})} \right)^3 \exp(-2.58 / T_e(\text{эВ})). \quad (21)$$

Основную конкуренцию этому процессу оказывает процесс преддиссоциации высоковозбужденных (с энергией больше 12.25 эВ) молекул N_2



с частотой порядка $\nu_{dis} \approx 1 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ [14, 15].

Приведенные значения констант скорости ступенчатой ионизации (20) и (21) являются верхним пределом их возможных значений, соответствующим водородоподобным высоковозбужденным состояниям. Экспериментальные данные показывают [13], что в зависимости от величины T_e и сорта атома снижение этой величины может достигать порядка величины. Для молекул таких данных нет, но разумно ожидать, что неопределенность этой константы будет еще выше из-за более сложной структуры термов и переходов между ними.

Как и в работах [6, 7], здесь мы принимаем эти максимальные значения констант, чтобы выявить максимально возможный эффект от влияния сту-

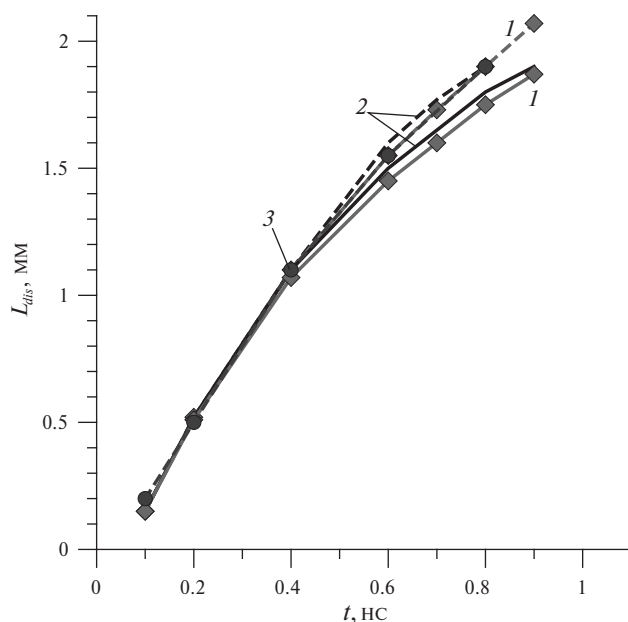


Рис. 2. Длина зоны разряда в зависимости от времени в LFA (1) и LEA (2) приближениях, $\nu_{dis} = 0.5 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$; сплошные кривые — без учета ступенчатой ионизации, штриховая — со ступенчатой ионизацией; 3 — LEA с $\nu_{dis} = 1 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$; воздух, $V = -8$ кВ, $N/N_0 = 1$.

пенчатой ионизации. Но ввиду большой неопределенности константы скорости этого процесса в качестве противоположного предела рассматривается также вариант без учета ступенчатой ионизации, т.е. с $k_{st_C} = k_{st_H} = 0$, при этом относительно достоверно описанные процессы прямой ионизации С и Н состояний по-прежнему учитываются [7].

С целью усиления роли ступенчатой ионизации все расчеты, если это не оговорено отдельно, выполнены с заниженным значением частоты пре-диссоциации (22) $\nu_{dis} = 0.5 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$, константы всех остальных процессов приняты такими же, как в первой части этой работы [7].

4.1.1. Результаты расчета без учета ступенчатой ионизации. Первая серия расчетов выполнена без учета ступенчатой ионизации, с $k_{st_C} = k_{st_H} = 0$. Полученные результаты по зависимости длины зоны разряда от времени представлены на рис. 2 сплошными кривыми для LFA — 1 и LEA — 2 и демонстрируют практически полное совпадение; кривые LFA помечены еще и символами-ромбами.

На рис. 3 показан общий вид пространственного распределения концентрации электронов n_e в момент $t = 0.6$ нс. Вид распределения идентичный, максимальное значение n_e одинаково, но в LEA приближении выше концентрация электронов над электродом.

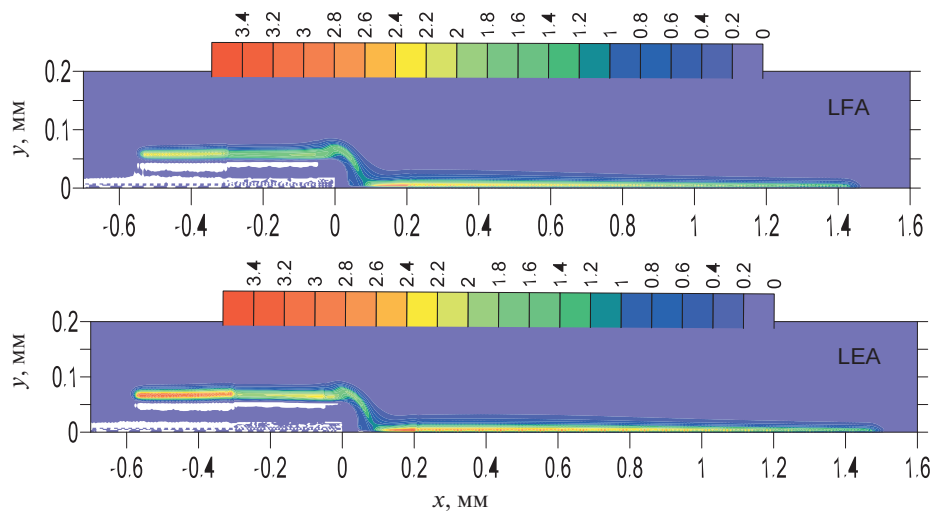


Рис. 3. Распределение концентрации электронов в ед. 10^{15} см^{-3} в момент $t = 0.6 \text{ нс}$ в LFA и LEA приближениях; воздух, $V = -8 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 1$.

Пространственные распределения приведенного электрического поля E/N и концентрации электронов вблизи катода представлены на рис. 4 и 5 соответственно, а пространственное распределение поля в фронтальной части разряда на рис. 6. В них также нет существенных изменений при переходе от LFA к LEA приближению.

Для фронта разряда с относительно невысокими градиентами n_e , это не удивительно. Различие проявляется только в небольшом смещении распределения по x из-за чуть большей скорости разряда в LEA-приближении. Максимальное E/N на фронте около 800 Тд, присутствующие в палитре значения в 2 000 Тд относятся к тонкому припо-

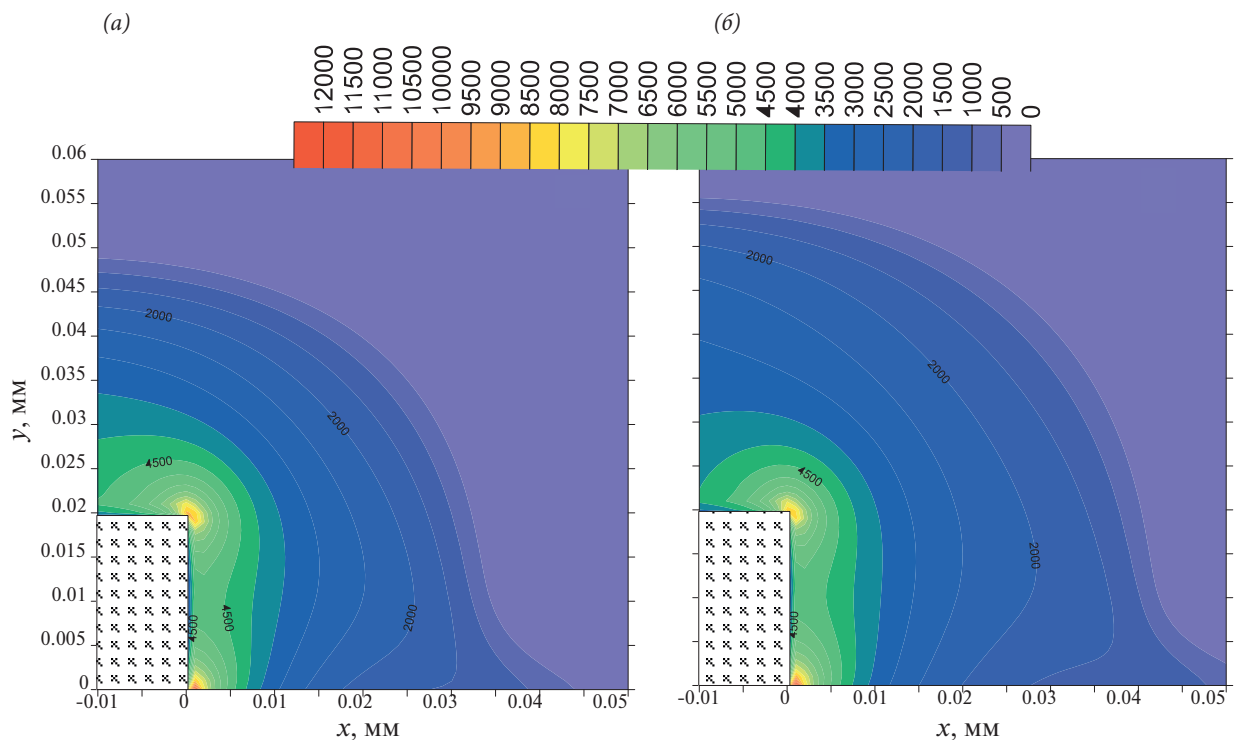


Рис. 4. Распределение приведенного электрического поля E/N (Тд) вблизи катода в момент $t = 0.6 \text{ нс}$ в LFA (а) и LEA (б) приближениях; воздух, $V = -8 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 1$.

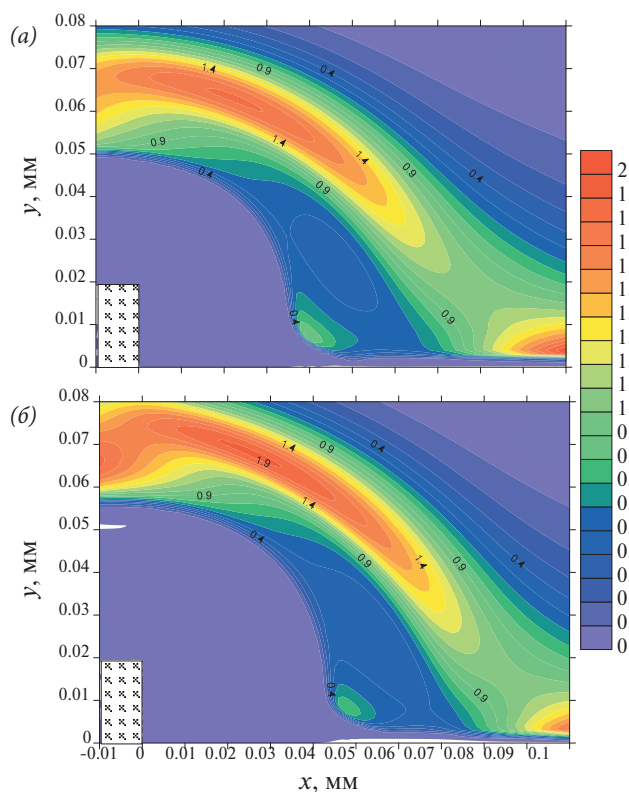


Рис. 5. Распределение концентрации электронов вблизи катода в момент $t = 0.6$ нс в LFA (a) и LEA (б) приближениях; воздух, $V = -8$ кВ, $N/N_0 = 1$.

верхностному слою, не разрешенному в приведенном масштабе.

При описании катодного слоя, казалось бы, LEA должно было бы дать существенно отличный результат, но на общей картине катодного слоя на рис. 4 и 5 это различие заметно слабо: происходит небольшое размытие, утолщение катодного слоя при сохранении неизменной величины максимального поля и характера пространственного распределения.

Существенное изменение параметров разряда происходит, как и ожидалось, в приповерхностном слое. На рис. 7 представлены профили приведенного электрического поля E/N и концентрации электронов в сечении разряда $x = 0.135$ мм в момент $t = 0.6$ нс в LFA (1) и LEA (2) приближениях. Учет пространственного переноса энергии электронов приводит к снижению толщины приповерхностного слоя, приблизительно, в 1.5 раза, и заметному изменению n_e и E/N вблизи поверхности.

Результаты расчета с учетом ступенчатой ионизации. В тестовом варианте $V = -8$ кВ и $N/N_0 = 1$ (давление 1 атм) учет ступенчатой ионизации с константой скорости, соответствующей ее верхнему пределу (20), (21) слабо влияет на результаты расчета длины разряда. На рис. 2 штриховыми кривыми представлены зависимости длины разряда от времени в LFA 1 и LEA 2 приближениях, эти кривые лежат чуть выше

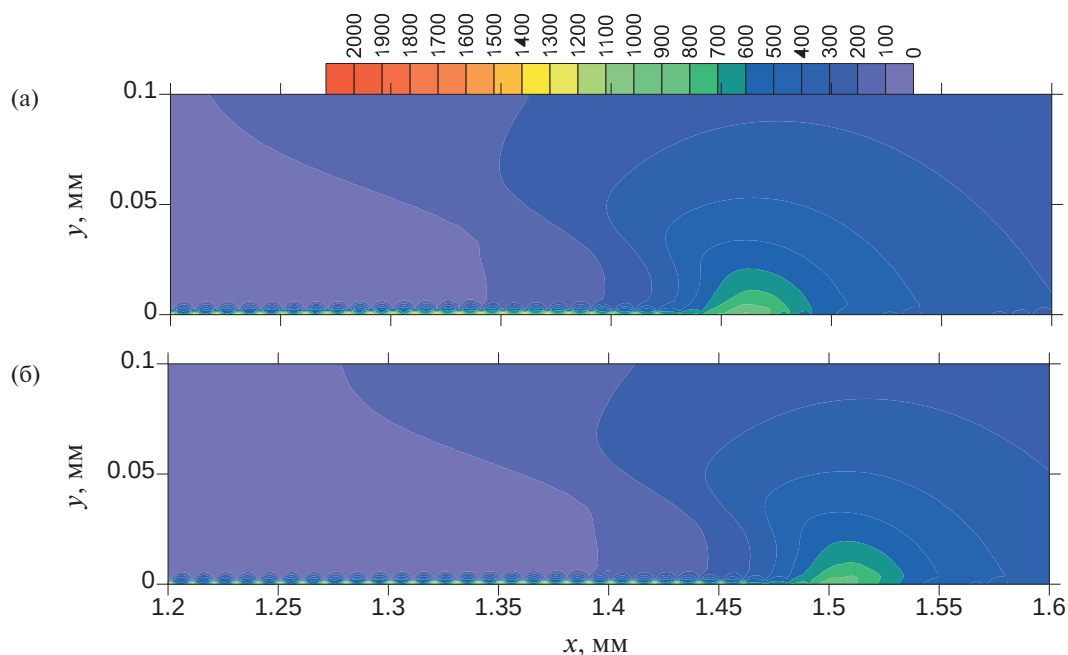


Рис. 6. Распределение приведенного электрического поля E/N (Тд) в области фронта разряда в момент $t = 0.6$ нс в LFA (a) и LEA (б) приближениях; воздух, $V = -8$ кВ, $N/N_0 = 1$.

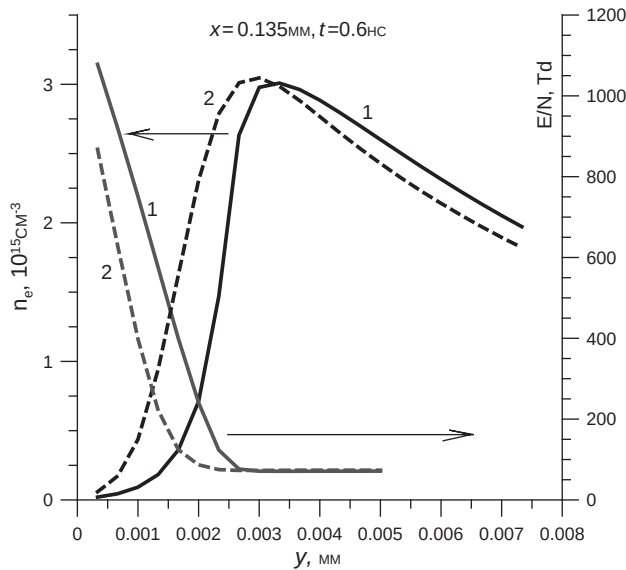


Рис. 7. Профили приведенного электрического поля E/N и концентрации электронов в сечении разряда $x = 0.135$ мм в момент $t = 0.6$ нс в LFA (1) и LEA (2) приближениях; воздух, $V = -8$ кВ, $N/N_0 = 1$.

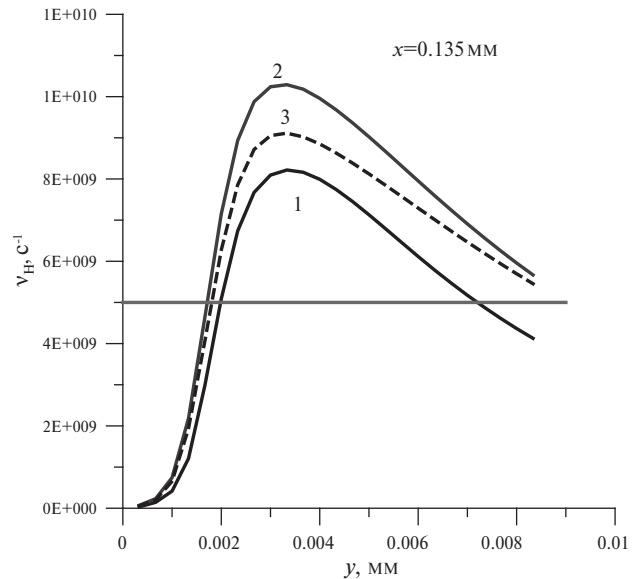


Рис. 9. Профили частоты ионизации Н-состояния молекулы N_2 в сечении разряда $x = 0.135$ мм в моменты 0.2 (1), 0.4 (2) и 0.6 нс (3); воздух, $V = -8$ кВ, $N/N_0 = 1$.

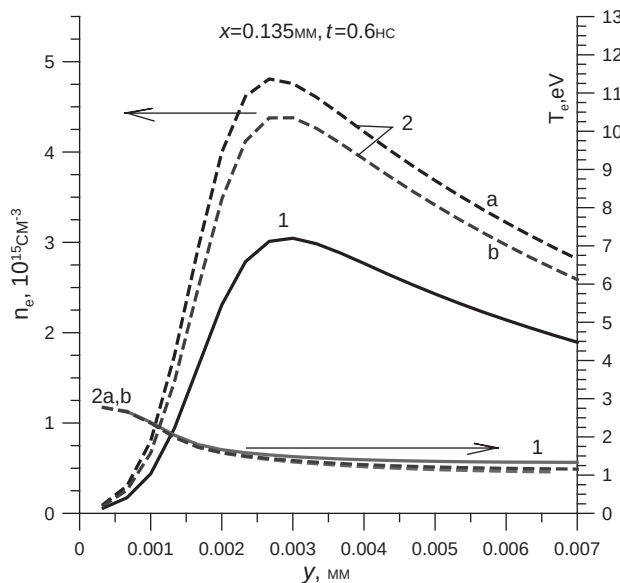


Рис. 8. Профили n_e и T_e в сечении разряда $x = 0.135$ мм в момент $t = 0.6$ нс без учета (1) и с учетом (2) ступенчатой ионизации; $\nu_{dis} = 0.5 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (а), $\nu_{dis} = 1 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (б); воздух, $V = -8$ кВ, $N/N_0 = 1$.

кривых, полученных без учета ступенчатой ионизации, несмотря на то что концентрация электронов в канале увеличилась.

На рис. 8 представлены профили n_e и T_e в сечении разряда $x = 0.135$ мм в момент $t = 0.6$ нс в случае пренебрежения ступенчатой ионизацией 1 и ее учета 2. С учетом ступенчатой ионизации концентрация

электронов увеличилась по всему сечению разряда, приблизительно в 1.5 раза, а температура электронов осталась практически неизменной.

Причину такого влияния ступенчатой ионизации поясняет рис. 9, на котором представлены профили частоты ионизации $\nu_H = k_{st-H} n_e$ Н-состояния молекулы N_2 в сечении разряда $x = 0.135$ мм в различные моменты, а горизонтальная прямая отмечает значение частоты преддиссоциации (22) высоковозбужденных состояний ν_{dis} .

Поскольку $\nu_H > \nu_{dis}$, ступенчатая ионизация дает заметный дополнительный вклад в рост n_e . Однако при $V = -8$ кВ и $N/N_0 = 1$ этот вклад еще не столь велик, чтобы изменить общий характер развития разряда, что проявляется в близости кривых зависимости длины разряда от времени на рис. 2. Рост величины ν_{dis} в 2 раза с 0.5×10^{10} до $1 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ведет к небольшому снижению n_e (кривые 2а и 2б на рис. 8) и практически не сказывается на зависимости длины разряда от времени (кривая 3 на рис. 2).

“Устойчивость” длины разряда к описанным изменениям параметров канала разряда связана с тем, что она определяется, прежде всего, величиной поля в LFA и величиной T_e в LEA в области фронта разряда, где процессы ионизации возбужденных состояний не существенны. Но это справедливо, как будет показано ниже, только при относительно невысоких напряжениях импульса и умеренных давлениях газа.

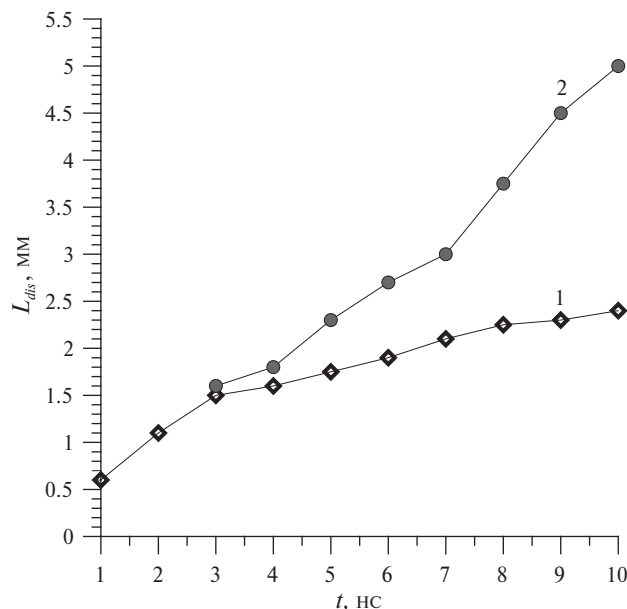


Рис. 10. Зависимость длины разряда от времени в эксперименте [5]; 1 – стримерный режим, 2 – стримерный режим с переходом в филаментарный при $t = 3$ нс; N_2 , импульс с передним фронтом 2.5 нс, $V = -25$ кВ, $N/N_0 = 6$.

4.2. Результаты расчета для N_2 при повышенных напряжениях и давлении

Следующая серия расчетов уже только в LEA приближении была выполнена для условий экспериментов [1, 5], в которых был обнаружен и исследовался процесс филаментации разряда, в частности в азоте. Рассматривались амплитуды ступенчатого импульса напряжения отрицательной полярности $-15, -25$ и -40 кВ, давление N_2 равнялось 6 атм ($N/N_0 = 6$), толщина диэлектрика $d = 0.3$ мм, а его диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 3$. Набор констант скоростей реакций тот же, что и для выше рассмотренного случая $V = -8$ кВ, $N/N_0 = 1$: $v_{dis} = 0.5 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, ступенчатая ионизация учитывается с константами (20), (21).

На рисунке 10 воспроизведена полученная в эксперименте [5] зависимость длины разряда в N_2 от времени при $N/N_0 = 6$ в случае, когда возникал эффект филаментации за счет дополнительного обострения поля на кромке электрода острым выступом. Передний фронт импульса напряжения составлял 2.5 нс, амплитуда импульса $V = -25$ кВ. Без обострения поля аналогичный эффект получался при $V = -32$ кВ.

В “нормальной” стримерной фазе скорость развития разряда непрерывно падает со временем (кривая 1), а в случае перехода в филаментарный режим

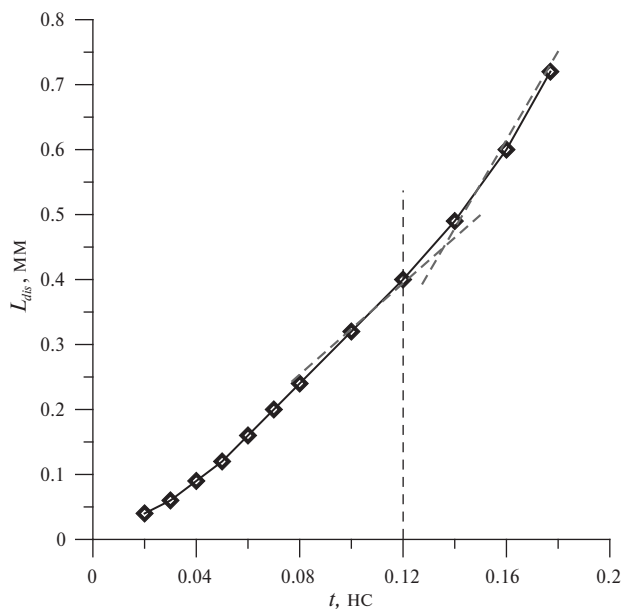


Рис. 11. Зависимость длины разряда от времени; N_2 , ступенчатый импульс $V = -15$ кВ, $N/N_0 = 6$.

первоначальное снижение скорости на стримерной фазе сменяется ее ростом после стример-филаментарного перехода (кривая 2).

На рис. 11 представлены результаты модельного расчета развития разряда в N_2 при $N/N_0 = 6$ в случае ступенчатого импульса напряжения $V = -15$ кВ. Характер зависимости длины разряда от времени подобен наблюдаемому в эксперименте [5] в случае филаментации (кривая 2 на рис. 10) и отличается от ранее полученного при $V = -8$ кВ, $N/N_0 = 1$ (рис. 2) возникновением участка роста скорости развития разряда ($t > 0.12$ нс на рис. 11) после ее стабилизации.

Изменение структуры разряда вблизи электрода в ходе смены режима развития разряда иллюстрируется рис. 12 на примере пространственного распределения n_e . В момент $t = 0.1$ нс (рис. 12а) разряд еще имеет привычный катодный слой, в котором вблизи электрода концентрация электронов близка к нулю, как на рис. 4, 5 для $V = -15$ кВ, $N/N_0 = 1$. Далее, при $t = 0.12$ нс, приповерхностный слой плазмы с выросшей плотностью продвигается к электроду, и при $t = 0.14$ нс в итоге образуется приповерхностный слой плазмы высокой проводимости контактирующий с электродом.

Пространственные распределения приведенного поля E/N вблизи электрода, соответствующие этим фазам трансформации разряда, показаны на рис. 13, а общий вид разряда в моменты 0.06 и 0.12 нс — на рис. 14. На рис. 15 представлены расчетные профили

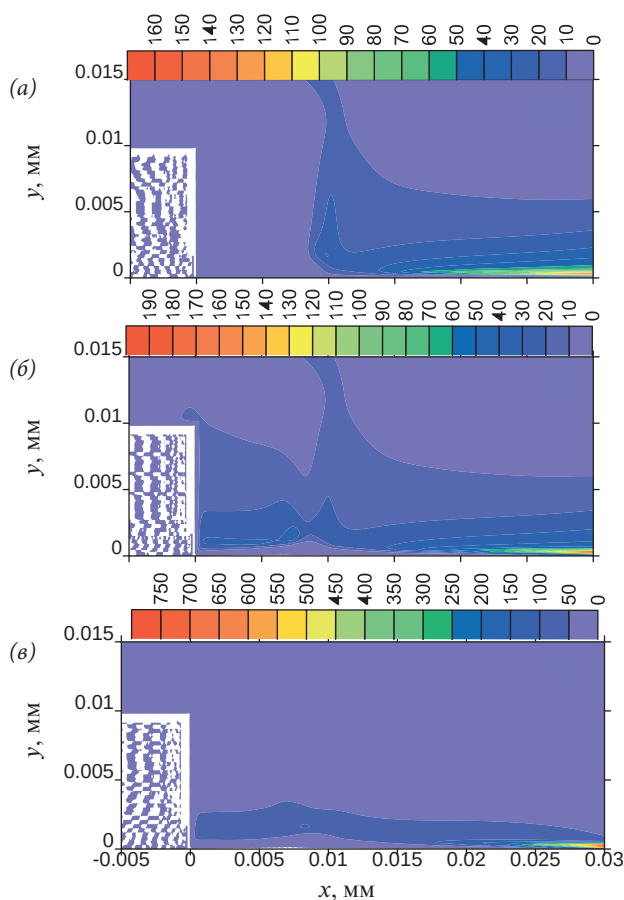


Рис. 12. Пространственные распределения n_e в ед. 10^{15} см^{-3} вблизи электрода в моменты времени 0.1 (а), 0.12 (б) 0.14 нс (в); N_2 , ступенчатый импульс $V = -5 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 6$.

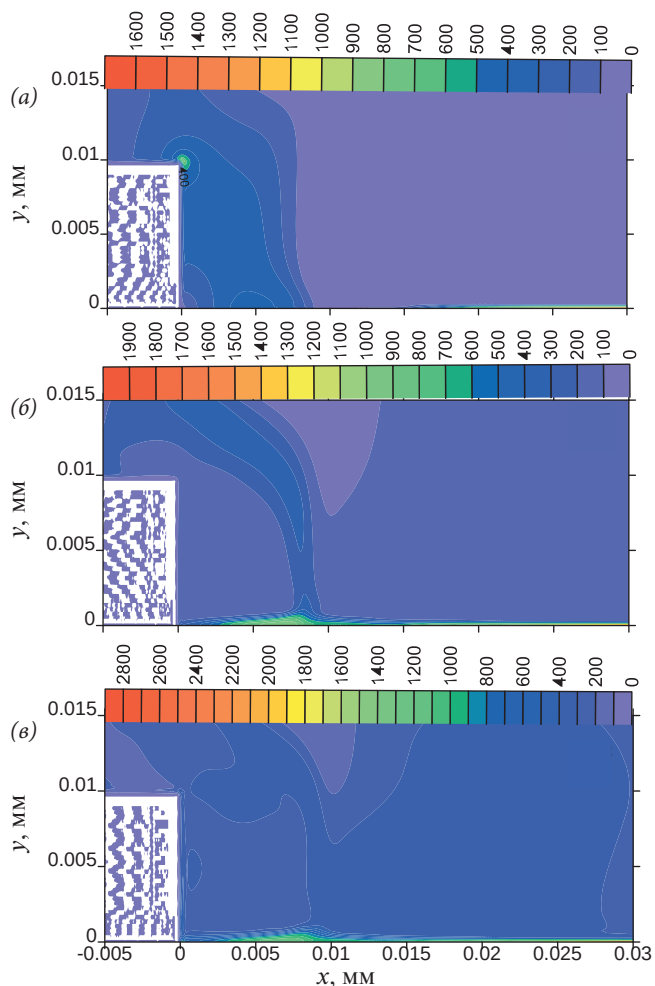


Рис. 13. Пространственные распределения E/N (Тд) вблизи электрода в моменты 0.1 (а), 0.12 (б) 0.14 нс (в); N_2 , ступенчатый импульс $V = -15 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 6$.

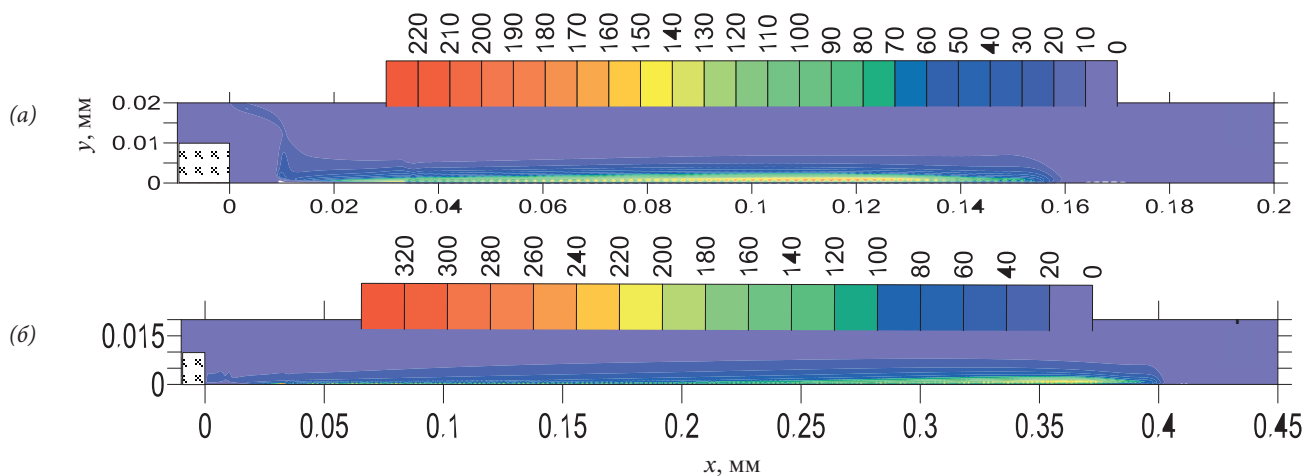


Рис. 14. Пространственные распределения n_e в ед. 10^{15} см^{-3} в моменты 0.06 (а) и 0.12 нс (б); N_2 , ступенчатый импульс $V = -15 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 6$.

n_e и E/N в сечении разряда $x = 0.05$ мм в различные моменты времени, демонстрирующие рост n_e и E/N в приповерхностном слое.

Полученные результаты похожи на те, что были получены в приближении локального поля LFA в первой части этой работы [7], но теперь развитие приповерхностного слоя не останавливает продвижение разряда, а ускоряет его, как наблюдается в эксперименте. То есть использование LEA вместо LFA из-за учета пространственного переноса энергии электронов делает расчет более точным и устраняет численную неустойчивость в развитии приповерхностного слоя, приводящую к неадекватному физическому результату.

В нашем модельном расчете эффект, подобный наблюдаемому в эксперименте эффекту филаментации, получился при напряжении -15 кВ, заметно меньшем, чем в эксперименте. Причина этого скорее всего в том, что использовалось завышенное значение константы скорости ступенчатой ионизации. Чем больше амплитуда напряжения импульса и давление газа, тем выше n_e в канале разряда и тем выше отношение v_H/v_{dis} , открывающее канал ступенчатой ионизации и путь к формированию приповерхностного слоя с нарастающей во времени n_e . Снижение величин k_{st-H} и k_{st-C} , что, как отмечалось ранее, вполне оправдано, должно понизить величину v_H/v_{dis} и увеличить величину амплитуды напряжения, при которой начнет развиваться исследуемый процесс.

На рис. 11–15 показаны результаты расчета для $V = -15$ кВ. Аналогичные расчеты были поставле-

ны для $V = -25$ и -40 кВ. Оказалось, что с ростом напряжения и с соответствующим ему ростом n_e расчетный шаг по времени в LEA приближении резко, на 2–3 порядка, сокращается, в итоге, за разумное время удалось получить только результаты для $V = -15$ кВ. Проблема ускорения счета, решенная в LFA приближении [7] даже для высоких напряжений за счет применения переменной сетки в LEA возникла вновь и потребует отдельного рассмотрения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Путем численного моделирования развития приповерхностного барьерного разряда, возбуждаемого ступенчатым импульсом напряжения отрицательной полярности $V = -8$ кВ в атмосферном воздухе, проанализировано влияние учета пространственного переноса энергии электронов на результаты моделирования. Для этой цели в 2D дрейфово-диффузионную модель развития разряда было включено решение уравнения для энергии электронов, и константы всех неупругих процессов вычислялись не как функции локального электрического поля, а как функции локальной энергии электронов.

Показано, что при атмосферном давлении и напряжении $V = -8$ кВ по динамике развития разряда в целом приближение локальной энергии дает результаты, близкие результатам приближения локального поля. Это относится и к структуре катодного слоя, и к распределению поля на фронте разряда, и к скорости развития разряда.

Существенное отличие от результатов приближения локального поля наблюдается в параметрах приповерхностного слоя разряда. Учет пространственного переноса энергии электронов приводит к сужению толщины этого слоя и повышению плотности электронов у поверхности. Эта поправка становится более значимой при более высоких напряжениях и плотностях газа и в расчете для азота при $V = -15$ кВ, $N/N_0 = 6$ позволила смоделировать похожий на наблюдаемый в эксперименте эффект филаментации разряда отрицательной полярности.

Переход от приближения локального поля к приближению локальной энергии из-за учета пространственного переноса энергии электронов сделал расчет более точным и устранил численную неустойчивость в развитии приповерхностного слоя, приводившую в приближении локального поля к неадекватному физическому результату.

Полученные результаты пока следует рассматривать как предварительное подтверждение механизма

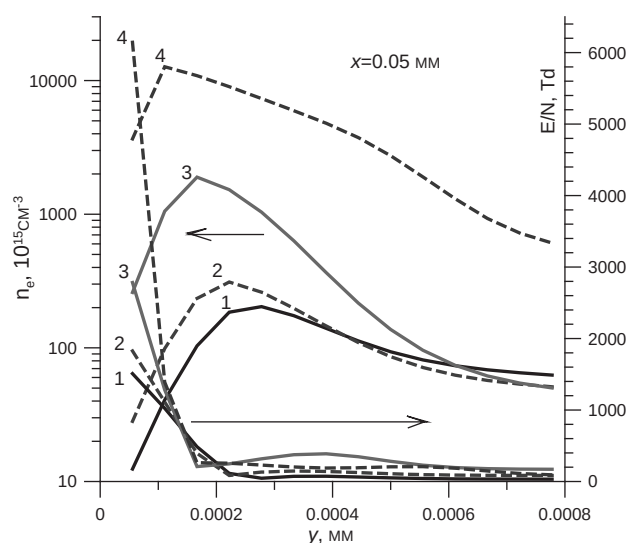


Рис. 15. Профили n_e и E/N в сечении разряда $x = 0.05$ мм в моменты $t = 0.1$ (1), 0.12 (2), 0.14 (3), и 0.16 нс (4); N_2 , ступенчатый импульс $V = -15$ кВ, $N/N_0 = 6$.

развития похожего на филаментацию процесса через дополнительную ступенчатую ионизацию высоко-возбужденных молекул азота. Более определенные выводы можно будет сделать только после того, как будет подобрана такая величина константы скорости ступенчатой ионизации, при которой удастся промоделировать наблюдаемые в эксперименте кривые стример-филаментарного перехода в плоскости напряжение-давление газа для обеих полярностей импульса напряжения как для азота, так и для воздуха. Подборка величины константы скорости ступенчатой ионизации необходима, поскольку нет результатов расчета или измерения этой величины для молекулярных газов вообще и для азота, в частности.

Параметрические расчеты потребуют дополнительной модификации используемого численного алгоритма с целью дальнейшего сокращения времени счета, поскольку в приближении локальной энергии шаг по времени резко сократился, и уже сделанный переход на переменную сетку оказался не достаточным для моделирования развития разряда на временах, реализуемых в экспериментах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ И БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана грантом Российским научным фондом № 22—29—00084. Авторы выражают благодарность И. В. Кочетову за предоставленные данные о константах скоростей реакций и распределении по процессам потерь энергии электрона, полученные решением уравнения Больцмана.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stepanyan S.A., Starikovskiy A. Yu., Popov N.A., Starikovskaia S. M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. P. 045003.
2. *Shcherbanev S.A., Ding Ch., Starikovskaia S. M., Popov N.A.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 065013
3. *Ding Ch., Khomenko A. Yu., Shcherbanev S.A., Starikovskaia S. M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 085005
4. *Shcherbanev S.A., Popov N.A., Starikovskaia S. M.* // Combustion and Flame. 2017. V. 176. P. 272.
5. *Ding Ch., Jean A., Popov N.A., Starikovskaia S. M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. P. 045013.
6. *Соловьев В.Р.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 552.
7. *Соловьев В.Р., Лисицын Д.А., Караваева Н.И.* // Физика плазмы. 2023. Т. 50. С. 122.
8. *Soloviev V.R., Anokhin E. M., Aleksandrov N. L.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 035006.
9. *Дятко Н.А., Кочетов И. В., Напартович А. П.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 888.
10. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1966. С. 394.
11. *Soloviev V.R.* // J. Phys.: Confer. Ser. 2020. V. 1698. P. 012026.
12. *Soloviev V. R., Krivtsov V.M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 114001.
13. *Смирнов Б. М.* Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974. С. 264, 271.
14. *Полак Л.С., Словецкий Д. И., Соколов А. С.* // Химия высоких энергий. 1972. Т. 6. № 5. С. 396.
15. *Попов Н.А.* Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 483.

Filament Formation Mechanism for a Nanosecond Surface Barrier Discharge. Part 2. The Local-Energy Approximation

© 2024 V. R. Soloviev^{a,*}, D. A. Lisitsyn^a, and N. I. Karavaeva^a

^a*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),
Dolgoprudny, Moscow oblast, 141700 Russia*

** e-mail: vic__sol@mail.ru*

The development of a surface barrier discharge driven by a negative steplike voltage pulse with an amplitude of $V = -8$ kV in air at the atmospheric pressure and a pulse with an amplitude of $V = -15$ kV in nitrogen at a pressure of 6 atm is simulated numerically. Calculations for $V = -8$ kV were carried out using the local-electric-field and the local-electron-energy approximations. It is demonstrated that both approximations yield similar results on the dynamics of discharge development as a whole, the cathode-layer structure, and the field distribution at the front of the discharge. Substantial differences are observed in parameters of the discharge layer adjacent to the dielectric surface, which allowed to simulate an effect similar to filamentation of the discharge in nitrogen at a pressure of 6 atm and voltage of $V = -15$ kV in the local-energy approximation.