

Том 50, Номер 7

ISSN 0367-2921

Июль 2024



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 7, 2024

ТОКАМАКИ

Влияние тороидального вращения плазмы на спектр тороидальных альфвеновских мод в сферическом токамаке Глобус-М2

И. М. Балаченков, Ю. В. Петров, В. К. Гусев, Н. Н. Бахарев, Н. С. Жильцов, Г. С. Курские, В. Б. Минаев, И. В. Мирошников, А. М. Пономаренко, Н. В. Сахаров, А. Ю. Тельнова, Е. Е. Ткаченко, П. Б. Щеголев, А. Ю. Яшин

711

Влияние запертых МГД-мод на эффективность нагрева плазмы методом нейтральной инжекции в сферическом токамаке Глобус-М2

Ю. В. Петров, И. М. Балаченков, Н. Н. Бахарев, В. И. Варфоломеев, А. В. Воронин, В. К. Гусев, Н. С. Жильцов, А. А. Кавин, Е. О. Киселев, Г. С. Курские, В. Б. Минаев, И. В. Мирошников, А. Н. Новохацкий, Н. В. Сахаров, О. М. Скрекель, В. В. Солоха, А. Ю. Тельнова, Е. Е. Ткаченко, В. А. Токарев, С. Ю. Толстяков, Е. А. Тюхменева, Н. А. Хромов, П. Б. Щёголев, К. Д. Шулятьев

721

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Изучение пространственной асимметрии потока плазмы на установке ГОЛ-NB при помощи зонда Маха

Е. Н. Сидоров, В. И. Баткин, И. А. Иванов, К. Н. Куклин, Н. А. Мельников, С. В. Полосаткин, В. В. Поступаев, А. Ф. Ровенских

731

НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ

Развитие неустойчивостей в тонких алюминиевых фольгах, взрываемых на генераторе с током до 10 кА

С. А. Пикуз, И. Н. Тиликин, В. М. Романова, А. Р. Мингалева, Т. А. Шелковенко

744

ИОННЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ

Формирование направленных плазменных струй в процессе горения сильноточного вакуумного дугового разряда

А. Г. Русских, А. С. Жигалин, В. И. Орешкин, Н. А. Лабеецкая, А. М. Кузьминых

753

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

Численное моделирование асимметричных сценариев сверхновых при наличии экваториального диска

Е. М. Урвачев

766

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

Модуляционная неустойчивость электромагнитных волн на Марсе, связанная с пылевой звуковой модой

Т. И. Морозова, С. И. Попель

780

Ионно-звуковые волны при взаимодействии хвостов метеороидов с ионосферой Земли <i>Т. И. Морозова, С. И. Попель</i>	788
---	-----

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Инициирование коронного разряда с модельных гидрометеоров во внешнем электрическом поле <i>И. М. Куцык, Е. И. Бочков</i>	794
Моделирование процессов, иницируемых газовым разрядом постоянного тока атмосферного давления в водном растворе нитрата никеля <i>Д. А. Шутов, А. Н. Иванов, П. А. Игнатьева, В. В. Рыбкин</i>	805

CONTENTS

Volume 50, No. 7, 2024

TOKAMAKS

Effect of Plasma Toroidal Rotation on Toroidal Alfen Eigenmode Spectrum in Globus-M2 Spherical Tokamak

I. M. Balachenkov, Yu. V. Petrov, V. K. Gusev, N. N. Bakharev, N. S. Zhiltsov, G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, I. V. Miroshnikova, A. M. Ponomarenko, N. V. Sakharov, A. Yu. Telnova, E. E. Tkachenko, P. B. Shchegolev, A. Yu. Yashin

711

Effect of Locked MHD Modes on the Efficiency of Plasma Heating by the Neutral Beam Injection Method at the Globus-M2 Spherical Tokamak

Yu. V. Petrov, I. M. Balachenkov, N. N. Bakharev, V. I. Varfolomeev, A. V. Voronin, V. K. Gusev, N. S. Zhiltsov, A. A. Kavin, E. O. Kiselev, G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, I. V. Miroshnikov, A. N. Novokhatskii, N. V. Sakharov, O. M. Skrekel, V. V. Solokha, A. Yu. Telnova, E. E. Tkachenko, V. A. Tokarev, S. Yu. Tolstyakov, E. A. Tukhmeneva, N. A. Khromov, P. B. Shchegolev, K. D. Shulyatyev

721

PLASMA DIAGNOSTICS

Studies of Plasma Flow Spatial Asymmetry Using Mach Probe in GOL-NB Device

E. N. Sidorov, V. I. Batkin, I. A. Ivanov, K. N. Kuklin, N. A. Melnikov, S. V. Polosatkin, V. V. Postupaev, A. F. Rovenskikh

731

PLASMA INSTABILITIES

Development of Instabilities in Thin Aluminum Foils Exploded Using Generator with Current of up to 10 A

S. A. Pikuz, I. N. Tilikin, V. M. Romanova, A. R. Mingaleev, T. A. Shelkovenko

744

ION AND PLASMA SOURCES

Formation of Directed Plasma Jets During the Combustion of a High-Current Vacuum-Arc Discharge

A. G. Roussikh, A. S. Zhigalin, V. I. Oreshkin, N. A. Labetskaya, A. M. Kuzminykh

753

SPACE PLASMA

Numerical Simulation of the Asymmetrical Supernova Scenarios in the Presence of an Equatorial Disk

E. M. Urvachev

766

DUSTY PLASMA

Modulational Instability of Electromagnetic Waves on Mars Associated with Dust Acoustic Mode

T. I. Morozova, S. I. Popel

780

Ion-Sound Waves during the Interaction of Meteoroid Tails with the Earth's Ionosphere

T. I. Morozova, S. I. Popel

788

LOW TEMPERATURE PLASMA

Initiation of a Corona Discharge from Model Hydrometeors in an External Electric Field

I. M. Kutsyk, E. I. Bochkov

794

Simulation of Processes Initiated in Nickel Nitrate Aqueous Solution by
an Atmospheric Pressure DC Gas Discharge

D. A. Shutov, A. N. Ivanov, P. A. Ignat'eva, V. V. Rybkin

805

УДК 533.9

ВЛИЯНИЕ ТОРОИДАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ ПЛАЗМЫ НА СПЕКТР ТОРОИДАЛЬНЫХ АЛЬФВЕНОВСКИХ МОД В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2

© 2024 г. И. М. Балаченков^{a,*}, Ю. В. Петров^a, В. К. Гусев^a, Н. Н. Бахарев^a,
Н. С. Жильцов^a, Г. С. Курскиеv^a, В. Б. Минаев^a, И. В. Мирошников^a,
А. М. Пономаренко^b, Н. В. Сахаров^a, А. Ю. Тельнова^a, Е. Е. Ткаченко^a,
П. Б. Щеголев^a, А. Ю. Яшин^b

^aФизико-технический институт им. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

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

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

Поступила в редакцию 19.04.2024 г.

После доработки 17.05.2024 г.

Принята к публикации 20.05.2024 г.

В экспериментах с инжекцией атомного пучка на сферическом токамаке Глобус-М2 были обнаружены наборы продолжительных гармоник тороидальных альфвеновских мод, равноудаленных друг от друга по частоте и сдвинутых от нуля на постоянную величину. При помощи микроволновой диагностики доплеровского обратного рассеяния определена центральная локализация тороидальных мод. В данной работе проверялась возможность «расщепления» тороидальных гармоник за счет доплеровского сдвига, вызванного тороидальным вращением плазмы. Установлено, что несдвинутая частота тороидальной альфвеновской моды, полученная из спектра сигнала магнитного зонда, находится в хорошем соответствии с частотой моды, рассчитанной на радиусе локализации, а частота вращения, также определенная из спектра сигнала магнитного зонда, коррелирует с частотой вращения, измеренной при помощи диагностики спектроскопии перезарядки, но отличается на постоянную величину. Обсуждаются возможные причины расхождений.

Ключевые слова: тороидальные альфвеновские моды, тороидальное вращение плазмы, сферический токамак

DOI: 10.31857/S0367292124070016, **EDN:** OJPMWX

1. ВВЕДЕНИЕ

Тороидальные альфвеновские моды (*Toroidal Alfvén Eigenmodes* – ТАЕ) являются одним из наиболее опасных типов альфвеновских собственных мод в токамаках, так как они могут приводить к потерям быстрых частиц, образующихся как в процессе протекания ядерных реакций, так и в результате работы систем дополнительного нагрева [1]. Проблема удержания быстрых частиц является одной из приоритетных задач УТС. В связи с этим ТАЕ одновременно являются одними из наиболее изученных типов альфвеновских мод: они наблюдались на множестве токамаков, как классических, таких как TFTR [2],

JET [3] и DIII-D [4], так и сферических, таких как MAST [3] и NSTX [5]. Наблюдениям ТАЕ посвящен ряд обзорных статей, например [6–8]. Частота ТАЕ дается выражением

$$f_{\text{form}}^{\text{ТАЕ}} = \frac{c_A}{4\pi q(R_{\text{ТАЕ}})R_0}, \quad (1)$$

где $c_A = B / \sqrt{\mu_0 \rho_i}$ – альфвеновская скорость, $q(R_{\text{ТАЕ}})$ – коэффициент запаса устойчивости на радиусе локализации ТАЕ,

$$q(R_{\text{ТАЕ}}) = \frac{m + 1/2}{n}, \quad (2)$$

R_0 – большой радиус токамака, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, ρ_i – массовая плотность ионов основной компоненты плазмы, а m и n –

полоидальный и тороидальный номера моды соответственно.

На сферическом токамаке Глобус-М [9] и далее на модернизированном токамаке Глобус-М2 [10, 11] тороидальные альфвеновские моды также наблюдались в течение продолжительного времени, и их свойства были подробно описаны. Основные результаты исследования ТАЕ в Глобусе-М/М2 приведены в следующих работах: [10, 12–15]. ТАЕ, наблюдавшиеся при низких значениях магнитного поля и тока по плазме, представляли собой короткие (до 0.5 мс) чирпированные вспышки (с уменьшающейся в течение вспышки частотой) колебаний на сигнале магнитных зондов амплитудой до 10^{-3} Тл, следующие с периодом в несколько миллисекунд. ТАЕ регистрировались в разрядах с инжекцией пучка атомов высокой энергии как на стадии роста тока (в том числе при трансформации из альфвеновских каскадов [16]), так и на стадии плато. В эксперименте наблюдались частоты ТАЕ в диапазоне от 100 до 400 кГц (в зависимости от параметров плазмы). При помощи магнитных зондов были определены номера мод n и m : на частоте первой гармоники, как правило, развивается мода $n = 1$, $m = 2, 3$. Данные диагностики доплеровского обратного рассеяния свидетельствуют о том, что чирпированные ТАЕ, регистрировавшиеся на Глобус-М и -М2, были локализованы на периферии плазмы [17]. Как и на других установках, было установлено, что на токамаке Глобус-М2 ТАЕ приводят к значительным потерям быстрых частиц [14].

Настоящая работа посвящена изучению ТАЕ, возникающих при иных условиях. В связи с увеличением магнитного поля и тока по плазме улучшилось удержание быстрых ионов, что повлияло на временную динамику моды: помимо чирпированных вспышек были зарегистрированы продолжительные моды длительностью до 5 мс, которые при определенных условиях «расщеплялись» на несколько неэквидистантных гармоник, разделенных частотным промежутком величиной порядка нескольких десятков кГц. Такая динамика моды в ряде работ объясняется доплеровским сдвигом частоты ТАЕ, связанным с наличием вращения плазмы в тороидальном направлении [18–21]. В работе проверяется применимость этой модели к данным, полученным на токамаке Глобус-М2 и проводится сравнение частоты ТАЕ и частоты тороидального вращения плазмы, опре-

деленных из спектра сигнала магнитных зондов и определенных на основе данных других диагностик. Статья организована следующим образом: в разд. 2 описываются системы нагрева и диагностики, применяемые в экспериментах, в которых наблюдаются тороидальные альфвеновские моды. В разд. 3 описываются эксперименты и условия, в которых наблюдались продолжительные ТАЕ. Раздел 4 посвящен наблюдению расщепления гармоник ТАЕ на спектре магнитного зонда и сравнению частоты первой гармоники ТАЕ, определенной из спектра, и вычисленной на радиусе локализации. Раздел 5 посвящен сравнению данных о скорости вращения плазмы, полученных из спектра магнитного зонда со скоростью вращения, измеренной диагностикой активной спектроскопии перезарядки. В последнем разд. 6 обсуждаются полученные результаты.

2. ТОКАМАК ГЛОБУС-М2: СИСТЕМЫ НАГРЕВА И ДИАГНОСТИКИ

Токамак Глобус-М2 [10, 11] – это небольшой сферический токамак с аспектным отношением $A = 1.5$ (большой радиус $R = 36$ см, малый радиус $a = 24$ см). Установка оборудована двумя инжекторами атомов, способных генерировать пучок с энергией частиц до 30 кэВ, мощностью P_{beam} до 1 МВт (НИ-1) и с энергией до 50 кэВ, мощностью до 1 МВт (НИ-2) [22], а также обширным диагностическим комплексом [23]. Для регистрации МГД-возмущений применяются массивы магнитных зондов: тороидальный и полоидальный. Тороидальный массив состоит из восьми катушек, измеряющих полоидальную компоненту магнитного потока. Катушки тороидального массива установлены за графитовыми пластинами, которыми облицована вакуумная камера, что одновременно защищает их от тепловых потоков и позволяет регистрировать электромагнитное излучение высокой частоты. Полоидальный массив состоит из 28 зондов, установленных вдоль полоидального обхода в тонкостенных трубках. Для определения поляризации колебаний используется трехкоординатный зонд. Для определения пространственной локализации (профиля) электрического поля возмущений на токамаке Глобус-М2 применяется микроволновый рефлектометр доплеровского обратного рассеяния (ДОР) [17, 23], установленный со стороны слабого магнитного поля. Зондирование плазмы осуществляется на фиксированных частотах

излучения обыкновенной моды, соответствующих различным положениям отсечки. Квадратурное $I-Q$ детектирование позволяет одновременно регистрировать амплитуду и фазу рассеянного излучения. Используются четырехчастотная схема с фиксированными частотами (20, 29, 39 и 48 ГГц), применяющаяся для зондирования периферийной области, а также 6-частотная схема (50, 55, 60, 65, 70, 75 ГГц) для зондирования центральных областей плазмы [24]. Положение радиуса отсечки для каждой из частот зондирования определяется в зависимости от условий эксперимента.

Для определения скорости тороидального вращения плазмы на токамаке Глобус-М2 применяется [23, 25] диагностика активной спектроскопии перезарядки (CXRS), основанная на регистрации излучения примесных ионов, эмиссия которого происходит в результате их перезарядки на нейтралах инжектируемого в плазму атомного пучка высокой энергии. Диагностика CXRS позволяет определять локальные значения ионной температуры (по уширению контура спектральной линии), а также скорости тороидального вращения плазмы (по смещению положения спектральной линии). Диагностика CXRS на токамаке Глобус-М2 обладает широким спектральным диапазоном

430–800 нм. Для измерений используется линия излучения водородоподобного иона углерода $C5+$ на длине волны 529.05 нм, что обусловлено тем, что в качестве материала первой стенки используется графит. Результирующее спектральное разрешение составляет 0.0024 нм/пиксель, что соответствует аппаратной погрешности измерения скорости вращения 1.36 км/с. Временное разрешение составляет 5 мс [25]. Пространственное разрешение определяется оптической системой сбора света, обеспечивающей измерения в семи пространственных точках, расположенных в экваториальной плоскости вдоль линии инжекции атомного пучка высокой энергии NBI-1 [23, 25, 26] (рис. 1).

Электронная температура и концентрация измеряются при помощи диагностики томсоновского рассеяния лазерного излучения, обеспечивающей измерение этих параметров в 10 пространственных точках с частотой 330 Гц [23, 27].

3. НАБЛЮДЕНИЕ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНЫХ ТАЕ

Качественно взаимодействие ТАЕ с частицами может быть описано с помощью модели «хищник—жертва»: быстрые ионы вступают в резонанс

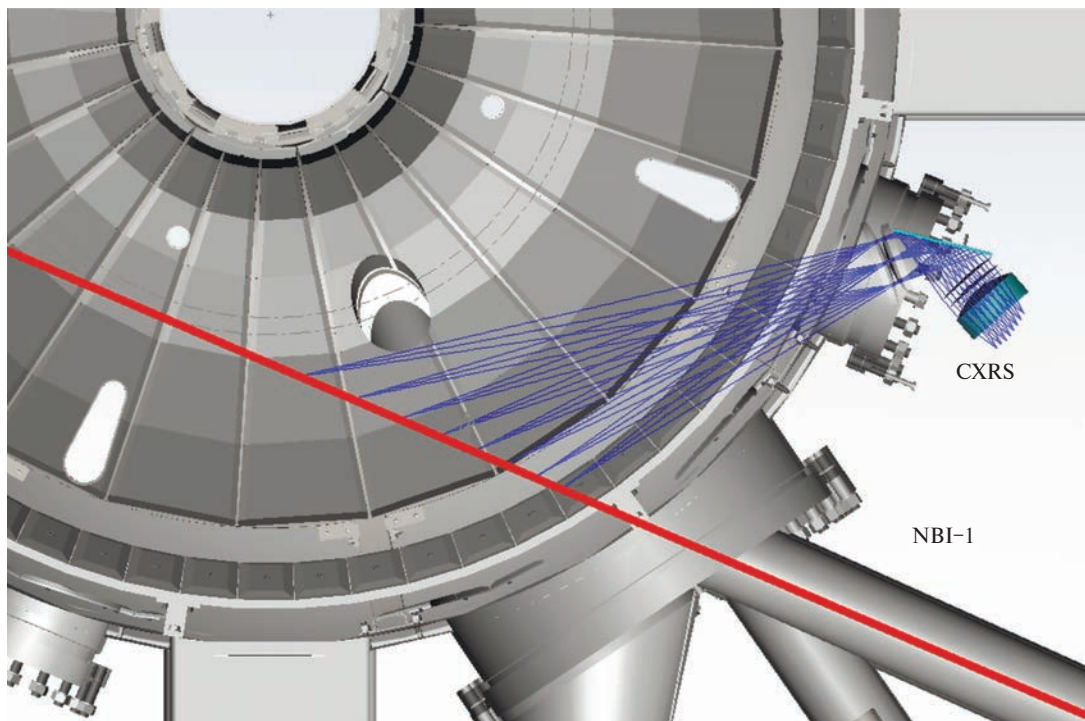


Рис. 1. Расположение линий наблюдения диагностики CXRS на токамаке Глобус-М2 относительно оси инжекции атомного пучка НИ-1 (NBI-1)

с альфвеновской модой, что приводит к стремительному росту ее амплитуды за короткий промежуток времени, а это, в свою очередь, приводит к перераспределению фракции быстрых частиц в фазовом пространстве или к их потерям. Уход резонансных частиц из фазового объема приводит к диссипации возмущения, вследствие чего в большинстве экспериментов наблюдается вспышечный характер развития моды. Чирпирование вспышек объясняется с точки зрения модели, предложенной в работе Берка (H. L. Berk) и Брейзмана (B. N. Breizman) — так называемая ВВ-модель [28], и определяется формой функции распределения быстрых частиц и инкрементом неустойчивости.

С увеличением магнитного поля в токамаке Глобус-М2 до значений 0.6–0.9 Тл по сравнению с 0.4–0.5 Тл в токамаке Глобус-М, и тока плазмы до значений 300–400 кА с 180–250 кА, улучшилось удержание быстрых частиц [15], являющихся основным источником энергии для альфвеновских мод, что привело к изменению динамики поведения амплитуды и частоты ТАЕ во времени. Если раньше ТАЕ, как правило, были представлены в виде непродолжительных вспышек длительностью порядка 0.1–0.5 мс, частота которых менялась во времени (chirping-TAE), то при больших значениях магнитного поля и тока,

развитие моды чаще происходит по другому сценарию. Изначально, при работе одного или двух инжекторов, начинают развиваться chirping-TAE, аналогичные тем, которые возникают в разрядах с низкими значениями магнитного поля и тока. Однако затем происходит переход к сценарию, при котором альфвеновская мода существует на фиксированной частоте ТАЕ в течение продолжительного времени (порядка 1–5 мс). Такое изменение может быть объяснено с точки зрения той же модели хищник–жертва, как и для отдельных вспышек ТАЕ. Из-за улучшения удержания быстрых частиц, мода, возникшая в той же области пространства, уже не приводит к таким потерям частиц, которые ранее приводили к ее затуханию. В результате этого мода может существовать более продолжительное время, обладая при этом меньшей амплитудой. На рис. 2а показана спектрограмма сигнала быстродействующего МГД-зонда в разряде #43340 (0.6 Тл, 200 кА) во время одновременной работы обоих инжекторов НИ-1 и НИ-2 с разделением частот различных тороидальных гармоник по цветам. Видно, что после 140.5 мс происходит переход от чирпинг-моды к продолжительной моде. При этом продолжительная мода порождает набор из нескольких неэквидистантных по частоте гармоник с убывающей с номером n амплитудой

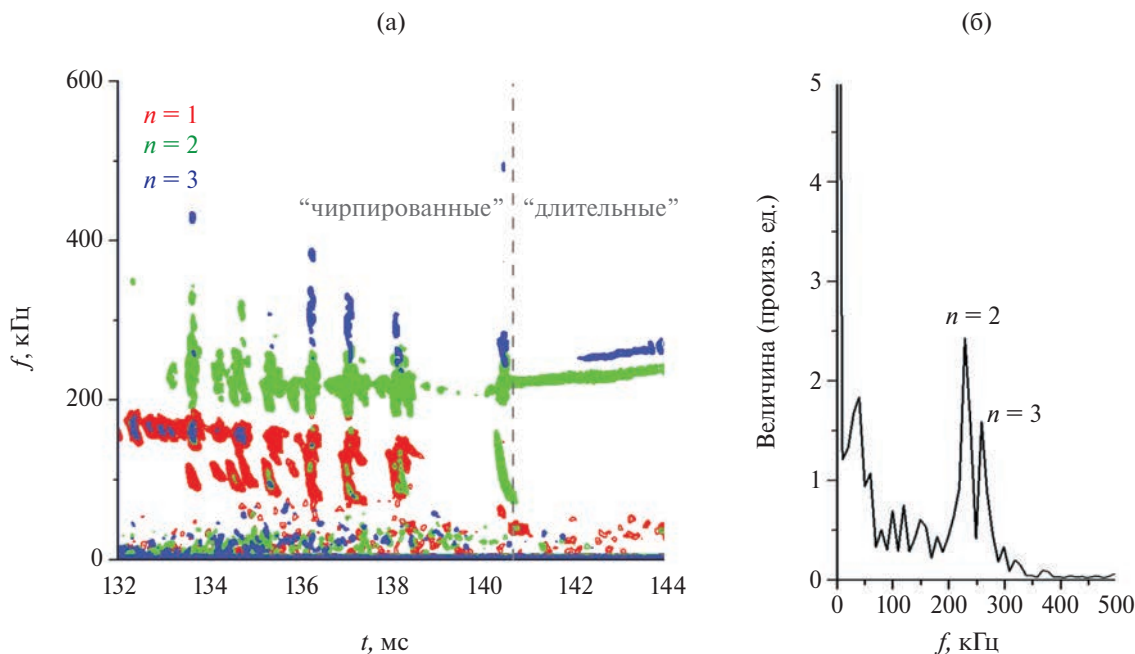


Рис. 2. Спектрограмма сигнала магнитного зонда в разряде #43340 с разделением тороидальных гармоник по цветам ($n = 1$ — красный, $n = 2$ — зеленый, $n = 3$ — синий), разделение по тороидальным числам осуществлено при помощи пространственной фурье-фильтрации (а); спектр сигнала магнитного зонда на 143 мс разряда #43340 (б).

(рис. 26). В момент времени, показанный на рис. 26 (143 мс разряда #43340) разница частот гармоник $n = 2$ и $n = 3$ составляет 29.5 кГц.

4. ВЛИЯНИЕ ТОРОИДАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ ПЛАЗМЫ НА ДОППЛЕРОВСКИЙ СДВИГ ЧАСТОТЫ ТАЕ

Появление неэквидистантных гармоник может быть объяснено «расщеплением» частоты моды за счет эффекта Доплера [18], вызванного вращением плазмы в тороидальном направлении. Полоидальное вращение при этом, как и предсказывает неоклассическая теория [19], в токамаке Глобус-М2 полностью подавлено в центральных областях плазмы, что подтверждается измерениями при помощи диагностики доплеровского обратного рассеяния, и не вносит вклад в доплеровский сдвиг частоты альфвеновской моды. Так как частота ТАЕ (1) не зависит от тороидального номера n в явном виде, а зависит от q , то моды, обладающие различными n , развивающиеся в одной области пространства (при одинаковом q), не будут различимы по частоте. Однако наличие тороидального вращения плазмы будет приводить к появлению доплеровского сдвига регистрируемой частоты, при этом для мод с различными номерами n этот сдвиг будет различный, так как тороидальная компонента волнового вектора пропорциональна n ($k_\phi = n / R_0$), где R_0 — большой радиус токамака. Такое расщепление описывается [19, 21] выражением (3), где f_n^{lab} — частота, регистрируемая зондом, f_0^{TAE} — частота первой гармоники ТАЕ в отсутствии вращения, n — тороидальный номер моды, а $f_{Doppler}^{TAE}$ — доплеровский сдвиг наблюдаемой частоты

$$f_n^{lab} = f_0^{TAE} + n f_{Doppler}^{TAE}. \quad (3)$$

Таким образом, определение частот хотя бы двух гармоник позволяет определить как фундаментальную частоту f_0^{TAE} , так и доплеровский сдвиг $f_{Doppler}^{TAE}$, соответствующий частоте вращения на радиусе локализации моды. Значит, наблюдение расщепления спектров ТАЕ дает возможность использовать магнитные измерения в целях диагностики скорости тороидального вращения плазмы.

Стоит отметить, что в отличие от других установок, где расщепление частоты ТАЕ (1), вызванное тороидальным вращением плазмы, наблюдалось, начиная с моды $n = 1$, в большинстве раз-

рядов токамака Глобус-М2 расщепление происходит почти всегда начиная с моды $n = 2$ (см. рис. 2а после 140.5 мс). Эту особенность можно объяснить тем, что в режимах с продолжительными ТАЕ, к моменту перехода от чирпинг-ТАЕ к продолжительным ТАЕ, q на радиусе локализации моды, как правило, меньше 1.5, что означает, согласно условию (2) при минимально возможном $m = 1$, что тороидальное число n должно быть больше единицы.

Частота вращения, полученная из магнитных измерений, сравнивалась с частотой вращения плазмы на радиусе, соответствующем максимальной интенсивности альфвеновской моды, а измеренная частота f_0^{TAE} — с частотой ТАЕ (1), также измеренной в области локализации. Для определения скорости вращения плазмы в тороидальном направлении используется диагностика CXRS, а для определения радиуса, соответствующего максимуму интенсивности альфвеновской моды, применяется рефлектометрическая диагностика ДОР.

На рис. 3 приведены профили интенсивности тороидальной моды, измеренные рефлектометром ДОР. Максимальная амплитуда сигнала ДОР для продолжительных ТАЕ регистрируется в области $R = 450\text{--}500$ мм. Так, например, на 143 мс разряда #43340 (рис. 2) максимум профиля интенсивности альфвеновской моды находится вблизи $R = 475$ мм. При этом для chirping-ТАЕ наблюдается преимущественно периферийная локализация. Тот факт,

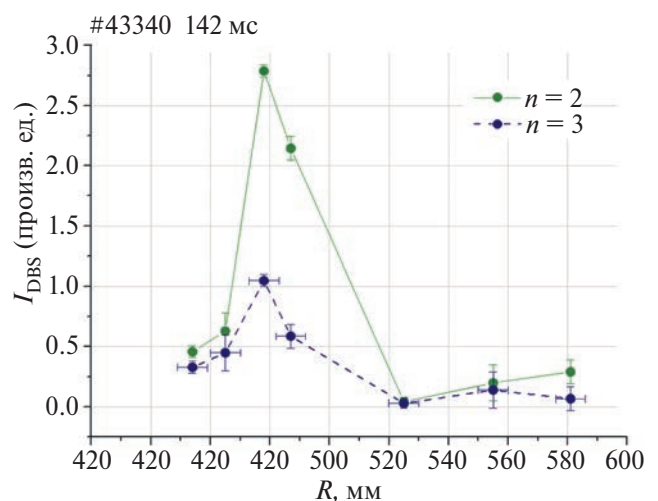


Рис. 3. Профили интенсивности сигнала ДОР для различных тороидальных гармоник ($n = 2$ — зеленая сплошная линия, $n = 3$ — синяя штриховая линия) на 142 мс разряда #43340.

что обе моды на рис. 3 локализованы в одной пространственной области, говорит о том, что разница их частот не вызвана различным пространственным положением. На основании полученных данных о локализации моды и профилей электронной концентрации, по формуле (1) вычислялась частота ТАЕ f_{form}^{TAE} , которая затем сравнивалась с частотой f_0^{TAE} , определенной по спектрам сигнала магнитного зонда. Профиль запаса устойчивости вычислялся при помощи равновесного кода FCDI 1T [29]. При этом для моды $n = 2$ (рис. 2) наблюдается хорошее соответствие между расчетной величиной f_{form}^{TAE} и измеренной f_0^{TAE} . На рис. 4 приведен результат сравнения частот ТАЕ, полученных двумя разными способами для разрядов #43300, #43301, #43179, #43324, #43340, #43341, #43343, #43344, #43345 (0.6 Тл), #39232, #43325, #43326 (0.7 Тл), #41809, #41813, #41815 (0.8 Тл). Измерения проводились при локальных значениях концентрации $(2-5) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Частота второй гармоники f_2^{lab} отличается от расчетной f_{form}^{TAE} на величину порядка 50–70 кГц, т. е. на величину порядка удвоенного значения $f_{Doppler}^{TAE}$, что хорошо соответствует использованной модели и говорит о том, что разность частот между наблюдаемыми гармониками действительно может быть вызвана вращением плазмы в тороидальном направлении.

5. СРАВНЕНИЕ ЧАСТОТЫ ВРАЩЕНИЯ С ДАННЫМИ CXRS

Разность частот $f_{Doppler}^{TAE}$, определенная из спектра сигнала магнитного зонда, сопоставлялась с частотой вращения f_{CXRS} , измеренной при помощи диагностики CXRS. На рис. 5 для 142.5 мс разряда #43340 представлен профиль частоты тороидального вращения (с погрешностью), горизонтальной пунктирной линией показана измеренная частота $f_{Doppler}^{TAE}$, а черными экспериментальными точками с погрешностью показано распределение интенсивности моды $n = 2$, измеренное при помощи диагностики ДОР. Анализ большого числа разрядов с расщепляющейся частотой продолжительных ТАЕ показал, что, во-первых, частота, измеренная из спектра сигнала магнитного зонда, оказывается выше максимальной частоты вращения, измеренной в разряде. Во-вторых, то, что радиус локализации моды совпадает с областью максимального градиента скорости вращения, о чем ранее

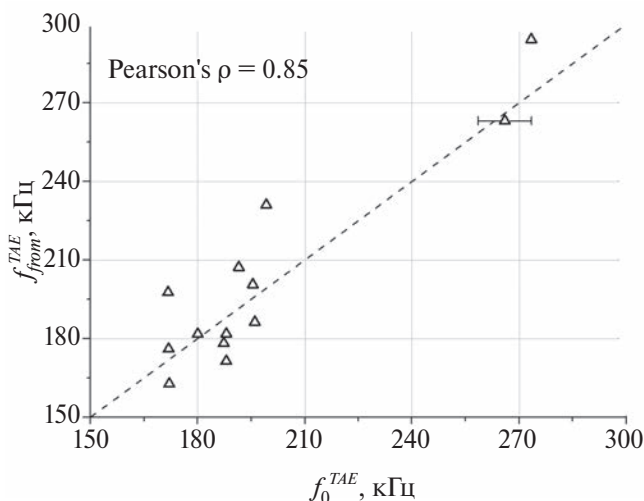


Рис. 4. Сравнение частоты продолжительных ТАЕ, полученных из спектра сигнала магнитного зонда с частотой ТАЕ на радиусе локализации моды. Коэффициент корреляции $\rho = 0.85$.

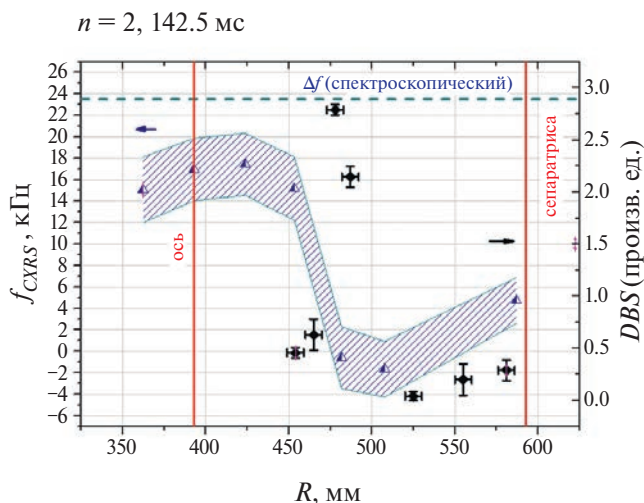


Рис. 5. Разряд #43340: профиль частоты тороидального вращения плазмы в моменты времени 142.5 мс, измеренный во время существования продолжительной ТАЕ моды (треугольники в границах погрешности с доверительным интервалом 2σ и профиль интенсивности альфвеновской моды (черные точки), измеренный при помощи рефлектометрии ДОР. Горизонтальной штриховой линией показана разность частот, полученная из магнитных измерений.

сообщалось в работе [19]. Сопоставление частот тороидального вращения, измеренных в области максимума профиля с помощью CXRS, и разности частот гармоник $n = 2$ и $n = 3$, определенной из магнитных измерений, представлено на рис. 6. Частоты вращения, измеренные двумя различными способами, сильно коррелируют между

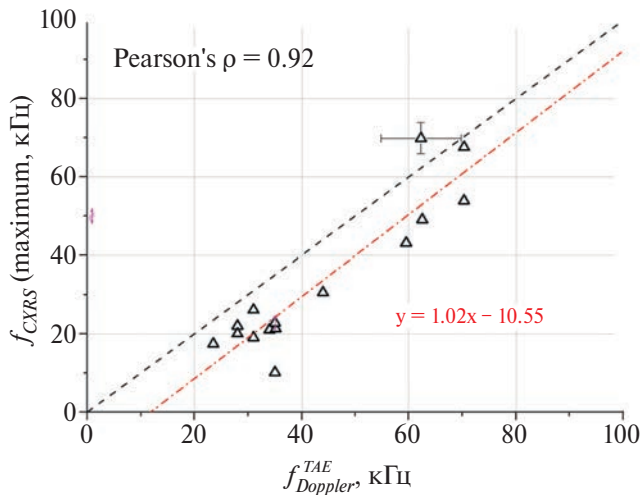


Рис. 6. Сравнение частоты вращения в области максимума профиля тороидального вращения, измеренной диагностикой CXRS от разности частот, определенной из спектра сигнала магнитного зонда. Коэффициент корреляции $\rho = 0.92$.

собой (коэффициент корреляции $\rho = 0.92$), что свидетельствует в пользу того, что наблюдаемое «расщепление» тороидальных гармоник действительно вызвано наличием тороидального вращения. При этом во всем диапазоне экспериментальных точек, частоты вращения, полученные из магнитных измерений, превышают частоты вращения, измеренные диагностикой CXRS на величину порядка 10 кГц.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В качестве одной из возможных причин расхождения скоростей вращения, измеренных двумя разными способами, можно назвать отличие в скорости вращения ионов основной плазмы и частиц примеси, линия излучения которой используется для определения скорости вращения диагностикой CXRS (ионы углерода C^{5+}). Как правило, расхождение наблюдается в режимах удержания плазмы с низкой столкновительностью: «банановом» режиме и режиме «плато» [20]. Так как по данным диагностики доплеровского обратного рассеяния рассматриваемая альфвеновская мода, в отличие от наблюдавшихся ранее chirping-TAE, локализована в области плазмы с высокой ионной температурой, можно предположить, что в области локализации моды реализуется режим с низкой столкновительностью. В таких режимах скорость тороидального вращения основных ионов плазмы может превы-

шать [18] скорость вращения примесных ионов на величину

$$\Delta\omega \approx \frac{3}{2} \sqrt{\epsilon} \frac{1}{en_i Z_i} \frac{dp_i}{d\Psi}, \quad (4)$$

где ϵ — обратное аспектное отношение, n_i и Z_i — концентрация и заряд ионов основной плазмы, а $dp_i / d\Psi$ — градиент ионного давления в потоковых координатах. Величины n_i и $dp_i / d\Psi$ рассчитывались при помощи транспортного кода ASTRA [30]. На рис. 7 показаны профили частоты тороидального вращения (в зависимости от малого радиуса) для разряда #42655 (0.6 Тл, 220 кА) — нескорректированный (черная сплошная линия, аппроксимирующая экспериментальные точки), и скорректированный (красная штриховая линия) на величину $\Delta\omega$ (4). Черными точками показаны измерения CXRS. Исходя из рисунка, можно сделать вывод, что разница между частотами вращения ионов примеси и основной плазмы может составлять величину порядка 5–10 кГц.

Тот факт, что частота вращения, полученная из магнитных измерений, хоть и не полностью соответствует частоте вращения плазмы, измеренной диагностикой CXRS, однако сильно коррелирует с ней, дает возможность использовать данные магнитных измерений для оценки скорости вращения. Исходя из того, что активная спектроскопия перезарядки может измерять скорость примесных ионов, а из магнитных измерений можно определять частоту вращения основных ионов, данные магнитных измерений,

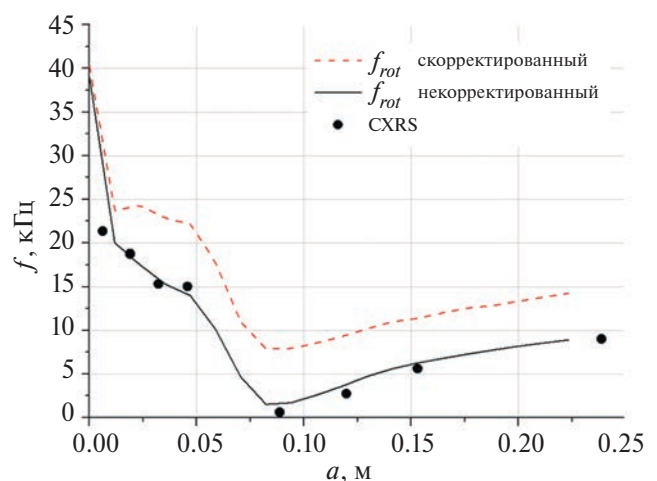


Рис. 7. Профиль скорости тороидального вращения плазмы на 152.5 мс разряда #42655. Черной сплошной линией показан нескорректированный профиль, красной штриховой линией — скорректированный на величину (4).

в разрядах, где наблюдалось расщепление ТАС, можно применять для корректировки данных CXRS.

Настоящая работа выполнена на УНУ «Сферический токамак Глобус-М» в ФТИ им. Иоффе. Разделы 2 и 3 выполнены при поддержке госзадания № FFUG-2024-0028 (диагностический комплекс) и № 0034-2021-0001 (системы нейтральной инжекции). Определение и сопоставление частот тороидальных мод (раздел 4), скоростей вращения (раздел 5), и анализ полученных результатов (раздел 6) выполнены при поддержке гранта РНФ (проект № 21-72-20007).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fasoli A., Gormenzano C., Berk H.L., Breizman B., Briguglio S., Darrow D.S., Gorelenkov N., Heidbrink W.W., Jaun A., Konovalov S.V., Nazikian R., Noterdaeme J.M., Sharapov S., Shinohara K., Testa D., Tobita K., Todo Y., Vlad G., Zonca F. // *Nuclear Fusion*. 2007. V. 47. P. S264.
Doi: 10.1088/0029-5515/47/6/S05.
2. Wong K.L., Fonck R.J., Paul S.F., Roberts D.R., Fredrickson E.D., Nazikian R., Park H.K., Bell M., Bretz N.L., Budny R., Cohen S., Hammett G.W., Jobes F.C., Meade D.M., Medley S.S., Mueller D., Nagayama Y., Owens D.K., Synakowski E.J. // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 66. P. 1874.
Doi: 10.1103/PhysRevLett.66.1874.
3. Sharapov S.E., Alper B., Andersson F., Baranov Yu.F., Berk H.L., Bertalot L., Borba D., Boswell C., Breizman B.N., Buttery R., Challis C.D., de Baar M., de Vries P., Eriksson L.-G., Fasoli A., Galvao R., Goloborod'ko V., Gryaznevich M.P., Hastie R.J., Hawkes N.C., Helander P., Kiptily V.G., Kramer G.J., Lomas P.J., Mailloux J., Mantsinen M.J., Martin R., Nabais F., Nave M.F., Nazikian R., Noterdaeme J.-M., Pekker M.S., Pinches S.D., Pinfold T., Popovichev S.V., Sandquist P., Stork D., Testa D., Tuccillo A., Voitsekhovich I., Yavorskij V., Young N.P., Zonca F., JET-EFDA Contributors and the MAST Team // *Nuclear Fusion*. 2005. V. 45. P. 1168.
Doi: 10.1088/0029-5515/45/9/017.
4. Heidbrink W.W., Strait E.J., Doyle E., Sager G., Snider R.T. // *Nuclear Fusion*. 1991. V. 31. P. 1635.
Doi: 10.1088/0029-5515/31/9/002.
5. Fredrickson E.D., Bell R.E., Darrow D.S., Fu G.Y., Gorelenkov N.N., LeBlanc B.P., Medley S.S., Menard J.E., Park H., Roquemore A.L., Heidbrink W.W., Sabbagh S.A., Stutman D., Tritz K., Crocker N.A., Kubota S., Peebles W., Lee K.C., Levinton F.M. // *Phys. Plasmas*. 2006. V. 13. P. 056109.
Doi: 10.1063/1.2178788.
6. Heidbrink W.W. // *Phys. Plasmas*. 2008. V. 15. P. 055501.
Doi: 10.1063/1.2838239.
7. Gorelenkov N.N., Pinches S.D., Toi K. // *Nuclear Fusion*. 2014. V. 54. P. 125001.
Doi: 10.1088/0029-5515/54/12/125001.
8. Wong K.-L. // *Plasma Phys. Controlled Fusion*. 1999. V. 41. P. R1.
Doi: 10.1088/0741-3335/41/1/001.
9. Gusev V.K., Golant V.E., Gusakov E.Z., D'yachenko V.V., Irzak M.A., Minaev V.B., Mukhin E.E., Novokhatskii A.N., Podushnikova K.A., Razdobarin G.T., Sakharov N.V., Tregubova E.N., Uzlov V.S., Shcherbinin O.N., Belyakov V.A., Kavin A.A., Kostsov Yu.A., Kuz'min E.G., Soikin V.F., Kuznetsov E.A., Yagnov V.A. // *Technical Phys.* 1999. V. 44. P. 1054.
Doi: 10.1134/1.1259469.
10. Petrov Yu.V., Gusev V.K., Sakharov N.V., Minaev V.B., Varfolomeev V.I., Dyachenko V.V., Balachenkov I.M., Bakharev N.N., Bondarchuk E.N., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Iliasova M.V., Kavin A.A., Khilkevitch E.M., Khromov N.A., Kiselev E.O., Konovalov A.N., Kornev V.A., Krikunov S.V., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Miroshnikov I.V., Novokhatskii A.N., Zhiltsov N.S., Patrov M.I., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Shulyatiyev K.D., Shchegolev P.B., Shevelev A.E., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tukhmenova E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Voronin A.V., Yashin A.Yu., Bagryansky P.A., Zhilin E.G., Goryainov V.A. // *Nuclear Fusion*. 2022. V. 62. P. 042009.
Doi: 10.1088/1741-4326/ac27c7.
11. Minaev V.B., Gusev V.K., Sakharov N.V., Varfolomeev V.I., Bakharev N.N., Belyakov V.A., Bondarchuk E.N., Brunkov P.N., Chernyshev F.V., Davydenko V.I., Dyachenko V.V., Kavin A.A., Khitrov S.A., Khromov N.A., Kiselev E.O., Konovalov A.N., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Labusov A.N., Melnik A.D., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Rozhansky V.A., Saveliev A.N., Senichenkov I.Yu., Shchegolev P.B., Shcherbinin O.N., Shikhovtsev I.V., Sladkomedova A.D., Solokha V.V., Tanchuk V.N., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Zhilin E.G. // *Nuclear Fusion*. 2022. V. 57. P. 066047.
Doi: 10.1088/1741-4326/aa69e0.
12. Петров Ю.В., Патров М.И., Гусев В.К., Иванов А.Е., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Курские Г.С. // *Физика плазмы*. 2011. Т. 37. С. 1075.
13. Petrov Yu.V., Bakharev N.N., Gusev V.K., Minaev V.B., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Patrov M.I., Sakharov N.V., Tolstyakov S.Yu., Shchegolev P.B. // *J. Plasma Phys.* 2015. V. 81. P. 515810601.
Doi: 10.1017/S0022377815001129.
14. Bakharev N.N., Balachenkov I.M., Chernyshev F.V., Gusev V.K., Kiselev E.O., Kurskiev G.S., Melnik A.D.,

- Minaev V.B., Mironov M.I., Nesenevich V.G.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 125036.
15. *Петров Ю.В., Бахарев Н.Н., Буланин В.В., Гусев В.К., Курские Г.С., Мартынов А.А., Медведев С.Ю., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров А.В., Сахаров Н.В., Щеголев П.Б., Тельнова А.Ю., Толстяков С.Ю., Яшин А.Ю.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 675.
Doi: 10.1134/S0367292119080080.
 16. *Balachenkov I.M., Petrov Yu.V., Gusev V.K., Bakharov N.N., Bulanin V.V., Varfolomeev V.I., Zhil'tsov N.S., Kiselev E.O., Kurskiev G.S., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Sakharov N.V., Tel'nova A.Yu., Tokarev V.A., Khromov N.A., Shchegolev P.B., Yashin A.Yu.* // Technical Phys. Lett. 2020. V. 46. P. 1157.
Doi: 10.1134/S1063785020120032.
 17. *Bulanin V.V., Gusev V.K., Kurskiev G.S., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Yashin A.Yu.* // Technical Phys. Lett. 2019. V. 45. P.1107.
Doi: 10.1134/S1063785019110051.
 18. *Strait E.J., Heidbrink W.W., Turnbull A.D.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1993. V. 36. P. 1211.
Doi: 10.1088/0741-3335/36/7/008.
 19. *Podestà M., Bell R.E., Bortolon A., Crocker N.A., Darrow D.S., Diallo A., Fredrickson E.D., Fu G.-Y., Gorelenkov N.N., Heidbrink W.W., Kramer G.J., Kubota S., LeBlanc B.P., Medley S.S., Yuh H.* // Nuclear Fusion. 2012. V. 52. P. 094001.
Doi: 10.1088/0029-5515/52/9/094001.
 20. *Kim Y.B., Diamond P.H., Groebner R.J.* // Phys. Fluids B: Plasma Phys. 1991. V. 3 P. 2050.
Doi: 10.1063/1.859671.
 21. *Podestà M., Bell R.E., Fredrickson E.D., Gorelenkov N.N., LeBlanc B.P., Heidbrink W.W., Crocker N.A., Kubota S., Yuh H.* // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 122501.
Doi: 10.1063/1.3524288.
 22. *Щеголев П.Б., Минаев В.Б., Тельнова А.Ю., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Есипов Л.А., Жильцов Н.С., Колмогоров В.В., Кондаков А.А., Курские Г.С., Мирошников И.В., Панасенков А.А., Сорокин А.В., Шиховцев И.А.* // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 1293.
Doi: 10.31857/S0367292123601261.
 23. *Петров Ю.В., Багрянский П.А., Балаченков И.М., Бахарев Н.Н., Брунков П.Н., Варфоломеев В.И., Воронин А.В., Гусев В.К., Горяинов В.Ю., Дьяченко В.В., Ермаков Н.В., Жилин Е.Г., Жильцов Н.С., Иваненко С.В., Ильясова М.В., Кавин А.А., Киселев Е.О., Коновалов А.Н., Крикунов С.В., Курские Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Минеев А.Б., Мирошников И.В., Мухин Е.Е., Новохацкий А.Н., Петров А.В., Пономаренко А.М., Сахаров Н.В., Скрекель О.М., Соломахин А.Е., Солоха В.В., Тельнова А.Ю., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А., Хилькевич Е.М., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Шевелев А.Е., Щеголев П.Б., Шулятьев К.Д., Яшин А.Ю.* // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 1249.
Doi: 10.31857/S036729212360084X.
 24. *Bulanin V.V., Balachenkov I.M., Varfolomeev V.I., Gusev V.K., Kurskiev G.S., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Ponomarenko A.M., Telnova A.Yu., Shchegolev P.B., Yashin A.Yu.* // Technical Phys. Lett. 2021. V. 47. P. 197.
Doi: 10.1134/S1063785021020206.
 25. *Larionova M.M., Miroshnikov I.V., Gusev V.K., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Schegolev P.B., Telnova A.Yu., Bakharov N.N.* // J. Phys.: Confer. Ser. 2019. V. 1400. P. 077018.
Doi: 10.1088/1742-6596/1400/7/077018.
 26. *Тельнова А.Ю., Мирошников И.В., Митранкова М.М., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Киселев Е.О., Курские Г.С., Минаев В.Б., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Щеголев П.Б., Тюхменева Е.А.* // Письма ЖТФ. 2021. Т. 47. С. 25.
Doi: 10.21883/PJTF.2021.09.50903.18618.
 27. *Курские Г.С., Жильцов Н.С., Коваль А.Н., Корнев А.Ф., Макаров А.М., Мухин Е.Е., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Соловей В.А., Ткаченко Е.Е., Толстяков С.Ю., Чернаков П.В.* // Письма ЖТФ. 2021. Т. 47. С. 41.
Doi: 0.21883/PJTF.2021.24.51799.19019.
 28. *Berk H.L., Breizman B.N., Petviashvili N.V.* // Phys. Lett. A. 1997. V. 234. P. 213.
Doi: 10.1016/S0375-9601(97)00523-9.
 29. *Корнев П.С., Коньков А.Е., Митришкин Ю.В., Балаченков И.М., Киселев Е.О., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Петров Ю.В.* // Письма ЖТФ. 2023. Т.49. С. 36.
Doi: 10.21883/PJTF.2023.07.54920.19468.
 30. *Pereverzev G.* ASTRA — Automated System for Transport Analysis in a Tokamak. / Pereverzev G.V., Yushmanov P.N. San Diego, 2002. 147 p.

EFFECT OF PLASMA TOROIDAL ROTATION ON TOROIDAL ALFVEN EIGENMODE SPECTRUM IN GLOBUS-M2 SPHERICAL TOKAMAK

**I. M. Balachenkov^{a,*}, Yu. V. Petrov^a, V. K. Gusev^a, N. N. Bakharev^a, N. S. Zhiltsov^a,
G. S. Kurskiev^a, V. B. Minaev^a, I. V. Miroshnikov^a, A. M. Ponomarenko^b, N. V. Sakharov^a,
A. Yu. Telnova^a, E. E. Tkachenko^a, P. B. Shchegolev^a, and A. Yu. Yashin^b**

^a*Ioffe institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 194064 Russia*

^b*Peter the Great state Polytechnical University, St. Petersburg, 195251 Russia*

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

In experiments with neutral beam injection on the Globus-M2 spherical tokamak, sequences of long-lasting harmonics of toroidal Alfvén modes were discovered, equidistant from each other in frequency and shifted from zero by a constant value. Using microwave Doppler backscattering diagnostics, the central localization of toroidal modes was determined. In this work, the possibility of “splitting” of toroidal harmonics due to the Doppler shift caused by the toroidal rotation of the plasma is being discussed. It is found that the unshifted frequency of the toroidal Alfvén mode obtained from the spectrum of the magnetic probe signal is in good agreement with the frequency of the mode calculated at the mode location radius, and the toroidal rotation frequency, also determined from the spectrum of the magnetic probe signal, correlates well with the rotation frequency measured using charge exchange spectroscopy diagnostics, but differs by a constant amount. Possible reasons for the discrepancies are being discussed.

Keywords: toroidal Alfvén modes, toroidal plasma rotation, spherical tokamak

УДК 533.9

ВЛИЯНИЕ ЗАПЕРТЫХ МГД-МОД НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-M2

© 2024 г. Ю. В. Петров^{a, *}, И. М. Балаченков^a, Н. Н. Бахарев^a,
В. И. Варфоломеев^a, А. В. Воронин^a, В. К. Гусев^a, Н. С. Жильцов^a, А. А. Кавин^b,
Е. О. Киселев^a, Г. С. Курскиеv^a, В. Б. Минаев^a, И. В. Мирошников^a,
А. Н. Новохацкий^a, Н. В. Сахаров^a, О. М. Скрекель^a, В. В. Солоха^a, А. Ю. Тельнова^a,
Е. Е. Ткаченко^a, В. А. Токарев^a, С. Ю. Толстяков^a, Е. А. Тюхменева^a,
Н. А. Хромов^a, П. Б. Щёголев^a, К. Д. Шулятьев^a

^aФизико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

^bАО “НИИЭФА им. Д.В. Ефремова”, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: yu.petrov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 17.04.2024 г.

После доработки 14.05.2024 г.

Принята к публикации 25.05.2024 г.

Описана система магнитных катушек, применяемая для коррекции ошибочных магнитных полей на сферическом токамаке Глобус-M2, возникающих из-за несовершенства изготовления и сборки магнитной системы токамака (error fields). Также приведено описание магнитных датчиков, предназначенных для диагностики запертых винтовых МГД-мод. Приводятся результаты экспериментов по обнаружению запертых мод в разрядах с нагревом плазмы с помощью нейтральной инжекции. Установлена корреляция появления запертых мод с потерями быстрых ионов и удержанием основной плазмы.

Ключевые слова: сферический токамак, запертые МГД-моды, нагрев нейтрального пучка

DOI: 10.31857/S0367292124070025, **EDN:** OJPEXK

1. ВВЕДЕНИЕ

Несовершенство изготовления и сборки магнитной системы токамака, а также наличие токоподводов и протекание токов по элементам конструкции приводит к нарушению аксиальной симметрии удерживающих плазму магнитных полей. Возникающие при этом малые возмущения, так называемые ошибки магнитного поля (в англоязычной литературе — error fields) с амплитудами $B_r/B_t \sim 10^{-4}$ (где B_r — неоднородность радиального поля, B_t — тороидальное поле) могут инициировать возникновение запертых винтовых МГД-мод с низкими полоидальными и тороидальными волновыми числами m и n [1]. В сферическом токамаке эта проблема наиболее актуальна, вследствие работы при относительно низких тороидальных

магнитных полях. Соответственно и коррекция ошибочных полей может дать в сферическом токамаке более значимый результат. Так как ошибки магнитного поля содержат ряд гармоник с различными волновыми числами m и n , то важно выявить наиболее опасные из них и создавать с помощью системы специальных обмоток корректирующее поле нужной структуры. На практике обычно наиболее опасными являются возмущения моды $m = 2 / n = 1$, так как они вызывают рост магнитных островов на резонансной поверхности $q = 2$ (q — запас устойчивости). Поэтому коррекция ошибок полей с помощью системы магнитных катушек, создающих магнитное поле со структурой $n = 1$ и набором гармоник $m = 1, 2, 3$ и т. д. дает хороший результат. В экспериментах на токамаке

Глобус-М (большой радиус $R = 36$ см, малый радиус $a = 24$ см, ток плазмы $I_p \leq 250$ кА, тороидальное магнитное поле $B_t \leq 0.5$ Тл) была применена система из 4-х катушек коррекции, что позволило существенно увеличить длительность разряда и улучшить его параметры. В работе [2] подробно описана техника проведения коррекции ошибочных полей и приведены результаты работы схемы коррекции.

После модернизации магнитной системы с целью увеличения магнитного поля до 1 Тл и тока по плазме до 500 кА на токамаке Глобус-М2 также были установлены катушки коррекции аналогичные тем, что хорошо себя зарекомендовали на Глобусе-М. В дополнение к этому на токамаке установлены четыре измерительные катушки для непосредственного измерения тороидальной неоднородности радиального магнитного поля и контроля возникновения запертых мод.

В настоящей работе в разд. 2 описана техника коррекции ошибочных полей с помощью корректирующих катушек, а также дано описание измерительных катушек и принципа их работы, в разд. 3 приводятся результаты экспериментов по наблюдению развития запертых мод в режимах омического нагрева и при нагреве плазмы методом нейтральной инжекции, разд. 4 посвящен обсуждению полученных результатов, и разд. 5 содержит заключение.

2. ИЗМЕРЕНИЕ И КОРРЕКЦИЯ ОШИБОК МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Успешный опыт применения специальных катушек для коррекции ошибок магнитных полей на токамаке Глобус-М был использован при реконструкции магнитной системы. На токамаке Глобус-М2 были изготовлены и установлены катушки аналогичной конструкции. Схема расположения катушек коррекции приведена на рис. 1а, на рис. 1б — фото одной из четырех катушек коррекции, установленных на токамаке. Катушки расположены симметрично вокруг внешнего обхода токамака, каждая имеет высоту 0.7 м и протяженность в тороидальном направлении 67.5° . Каждая катушка состоит из трех витков и способна пропускать ток до 2 кА, который создается с помощью управляемых источников питания по наперед заданной программе. Возможна коммутация катушек для создания горизонтального магнитного поля различной конфигурации. Пара противоположных катушек, запитанных в противофазе, создает горизонтальный поток магнитного поля, направленный по оси катушек. Используя две пары катушек и варьируя в них ток, можно создать горизонтальное магнитное поле нужной величины с нужным направлением. Для определения величины и направления потока, необходимого для коррекции ошибочных магнитных полей, используются сами же корректиру-

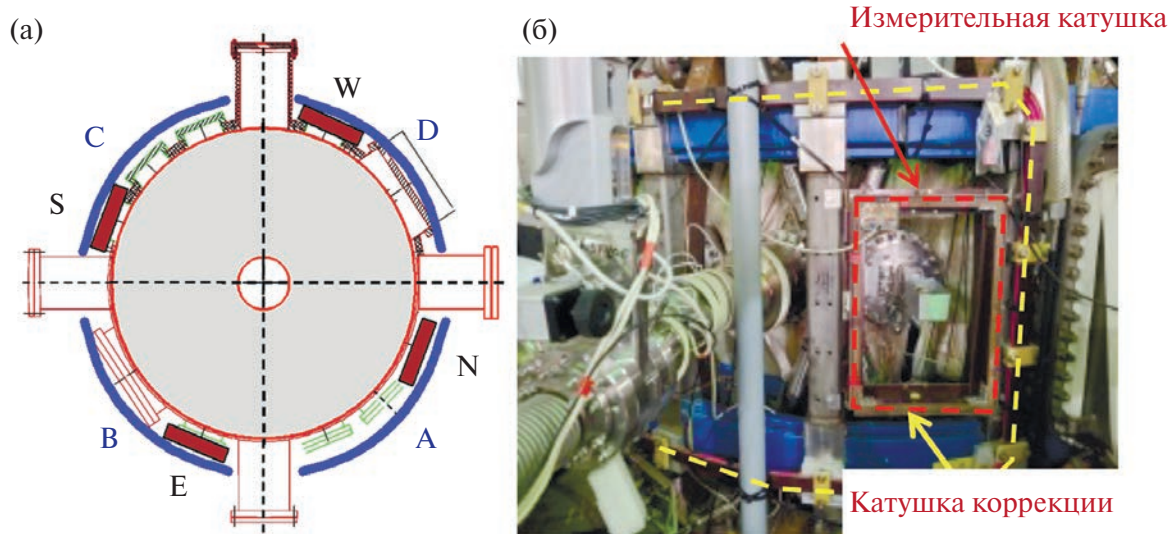


Рис. 1. Схема расположения измерительных (обозначены коричневыми линиями и буквами S, W, N, E) и корректирующих катушек (обозначены синими линиями и буквами ABCD) радиального магнитного поля (а); фото катушек, установленных на токамаке (б). Красной штриховой линией обозначен контур измерительной катушки, желтой линией — корректирующей.

ющие катушки. Методика этих измерений в плазменном эксперименте подробно описана в работе [2]. Здесь же кратко изложим принцип таких измерений. Во время стабильной фазы разряда, на плато тока по плазме в пару катушек коррекции, включенных в противофазе (например, АС), заводится линейно нарастающий во времени ток, создающий внешнее возмущающее поле. При превышении пороговой величины тока (т. е. суммарного возмущающего поля) в разряде развивается запертая мода, которая проявляет себя по ряду характерных признаков: резко падают электронная плотность и сигнал мягкого рентгеновского излучения, растет свечение линии D_{α} , что свидетельствует о деградации удержания плазмы. Отмечаем пороговое значение величины тока в катушках. Затем проделываем эту операцию при противоположном направлении тока в катушках АС. То же самое проделываем со второй парой катушек ВД. По результатам измерений строим диаграмму наподобие изображенной на рис. 2. На ней по осям отложены токи в парах катушек АС и ВД. Значения пороговых токов, полученных в эксперименте, лежат на окружности, центр которой является точкой, в которой плазма наиболее устойчива по отношению к внешнему возмущающему полю моды $n = 1$. Тогда вектор из начала координат в эту точку определяет величины и направления токов в парах катушек, которые необходимо задать для приведения системы в наиболее устойчивое состояние. Преимущество данного метода состоит в том, что измерения, проведенные на конкретном



Рис. 2. Диаграмма пороговых токов в парах корректирующих катушек. Стрелкой показан вектор, определяющий величину и направление токов в парах катушек для коррекции ошибочного магнитного поля моды $n = 1$.

токамаке, сразу дают значения токов в катушках, необходимые для корректировки ошибочных полей. Однако возникает вопрос, не нужно ли менять корректирующее поле при изменении плазменных параметров. Для ответа на этот вопрос нами были выполнены измерения на токамаке Глобус-М в широком диапазоне токов по плазме и концентраций [2]. Позже эти измерения были проведены на Глобусе-М2 для вдвое больших значений тороидального магнитного поля и тока по плазме. В результате установлено, что, несмотря на изменение порога проникновения внешнего возмущающего поля при изменении параметров разряда, величина и направление корректирующего поля практически не меняется.

В процессе использования катушек коррекции необходимо оценивать эффект от их применения. На Глобусе-М это осуществлялось по косвенным признакам: увеличению длительности разряда, предотвращению деградации его параметров, наблюдаемому с помощью ряда диагностик. Однако для прямого наблюдения наличия или отсутствия запертой моды необходима система специальных магнитных датчиков, которая и была разработана и установлена на токамаке Глобус-М2.

Система представляет собой комбинацию 4-х магнитных датчиков со схемой компенсации. Их расположение на токамаке показано на рис. 1. Внешний вид датчика, приведен на рис. 3а. На рис. 3б приведена схема расположения катушек в датчике. Основная катушка для измерения радиального магнитного потока, Br , имеет размеры 0.25×0.35 м, число витков — $n = 30$, и, соответственно, эффективную площадь $S \times n = 2.625$ м². Катушки для компенсации тороидального, Bt , и вертикального, Bz , магнитного полей также имеют число витков 30 и эффективную площадь 0.25 и 0.2 м² соответственно. Для выделения чисто радиального магнитного потока в измеряемом сигнале применяется схема компенсации тороидального и вертикального потоков, приведенная на рис. 4. С выхода схемы компенсации сигнал подается на интегратор и затем записывается с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Компенсация производится последовательно, сначала тороидального, а затем вертикального магнитного потока. Для компенсации тороидального потока производится серия выстрелов токамака с включением только катушки, создающей тороидальное магнитное

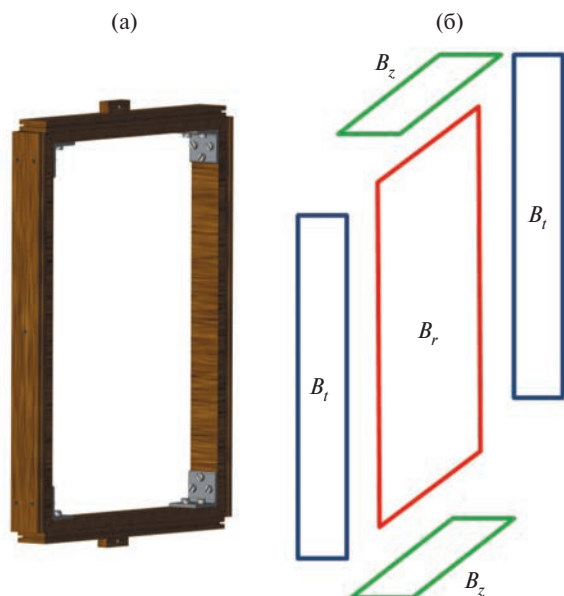


Рис. 3. Внешний вид магнитного датчика для измерения радиального магнитного поля, установленного на токамаке (а); схематический рисунок расположения магнитных катушек в датчике (б). B_r – основная катушка для измерения радиального магнитного поля, B_t – катушки компенсации тороидального магнитного поля, B_z – катушки компенсации вертикального магнитного поля.

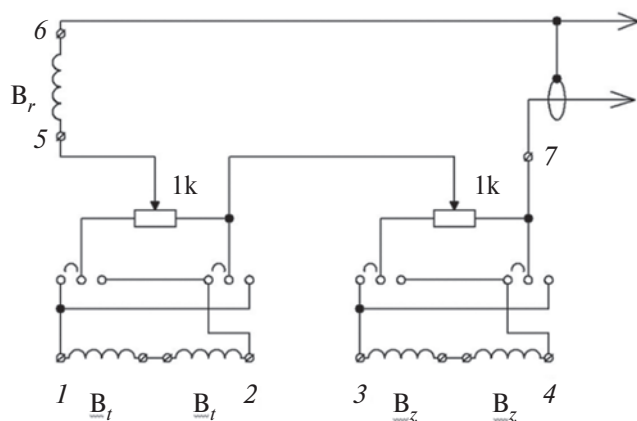


Рис. 4. Схема компенсации тороидального и вертикального магнитных потоков.

поле, ТФ. Регулировкой потенциометра, установленного в цепи тороидальных компенсационных катушек выстрел за выстрелом уменьшаем значение выходного сигнала и доводим его до нулевого значения в пределах точности измерений. Далее ту же процедуру выполняем с катушками компенсации B_z , при этом стреляем с включением только катушки, создающей вертикальное магнитное поле в токамаке, PF3.

Измерение тороидальной неоднородности радиального магнитного поля производится во время рабочего разряда с помощью пары датчиков, установленных на диаметрально противоположных сторонах токамака. На токамаке Глобус-М2 такие измерения возможны в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Измеряемой величиной является разница сигналов двух противоположных катушек. В результате многочисленных экспериментов установлено, что мода, как правило, запирается в одном положении по тороидальному обходу, а именно по направлению S-N (см. рис. 1а). На рис. 5 приведены осциллограммы сигналов для омического разряда с запертой модой #38744. Амплитуда запертой моды $n = 1$ (красная кривая) получена как разность радиальных магнитных потоков, измеряемых катушками S и N, деленная на площадь и число витков в катушке. Из рисунка видно, что с момента нарастания амплитуды моды на 192 мс происходит деградация разряда: падает интенсивность мягкого рентгеновского излучения и среднехордовой плотности, что заканчивается срывом разряда. При этом сигнал зонда Мирнова практически отсутствует, что говорит об отсутствии вращающейся МГД-моды.

Для предотвращения развития запертых мод в токамаке Глобус-М2 применяется корректировка ошибочных магнитных полей моды $n = 1$ по методике, описанной выше. Для корректировки в пары обмоток AC и BD заводятся токи, величина которых определяется вектором на рис. 2. В идеале это требует двух отдельных источников питания. Однако по счастливой случайности, для Глобуса-М/М2 оказалось, что токи в парах катушек, необходимые для коррекции отличаются несильно. Это позволило обойтись одним источником, соединив нужным образом катушки коррекции. Ток в катушки коррекции заводится на плато тока плазмы по предварительно установленной программе. Процедура коррекции ошибочных полей, как и ее результаты, подробно описаны в [2]. В настоящее время коррекция ошибочных полей моды $n = 1$ рутинно используется на токамаке Глобус-М2, что позволяет в подавляющем большинстве разрядов избежать развития запертой моды, но не дает стопроцентный результат. Улучшить качество коррекции можно, управляя током в катушках коррекции по обратной связи, с использованием датчика запертой моды, описанного выше. В качестве относительно

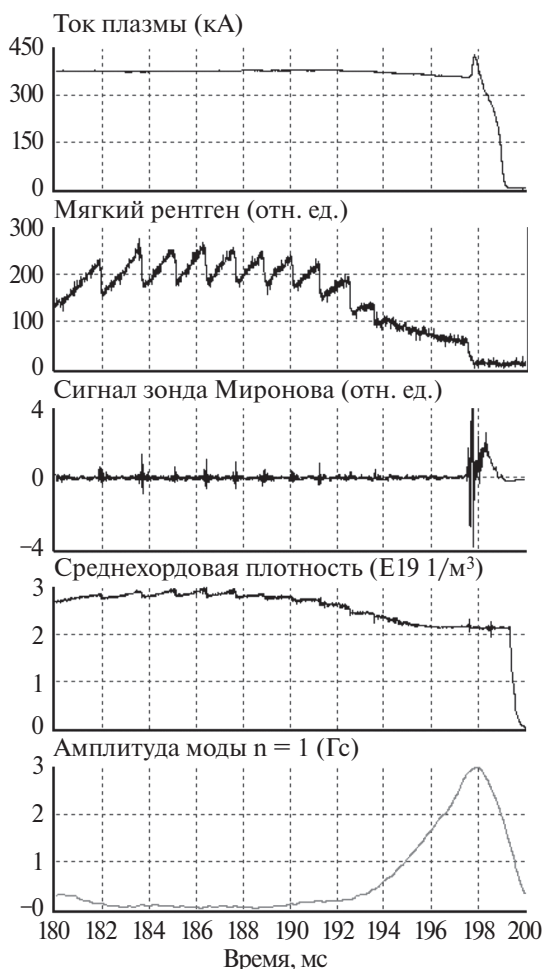


Рис. 5. Осциллограммы сигналов для омического разряда с запертой модой #38744. Амплитуда моды $n = 1$ (красная кривая) получена как разность радиальных магнитных потоков, измеряемых катушками S и N, деленная на площадь и число витков в катушке.

удачного применения такого подхода можно привести эксперимент на сферическом токамаке NSTX [3]. Однако реализация данного метода сопряжена с рядом трудностей, что, впрочем, выходит за рамки данной работы.

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИНЖЕКЦИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ

На токамаке Глобус-М2 был проведен ряд успешных экспериментов по нагреву плазмы с помощью двух пучков атомов высоких энергий, в результате которых электронная температура превысила 1.5 кэВ, а температура ионов 4.5 кэВ [4–6]. В экспериментах использовались два инжектора: один — с энергией инжектируемых частиц до 30 кэВ и мощностью до 500 кВт, и второй — с энергией до 50 кэВ и мощностью до 1 МВт. Оба

инжектора способны генерировать пучки атомов водорода или дейтерия. Инжекция осуществлялась в тангенциальном направлении по току плазмы. В экспериментах был задействован диагностический комплекс токамака, описанный в работе [7]. В ходе экспериментов было замечено, что не все плазменные разряды, осуществляемые по одному сценарию, дают хороший результат нагрева плазмы. Довольно скоро выяснилось, что причиной этого является запертая мода, развивающаяся в ряде разрядов, несмотря на то что корректировка ошибочных полей работала во всех случаях. В качестве примера на рис. 6 приведены временные зависимости параметров разрядов без запертой моды # 41867 (синие линии) и с запертой модой #41863 (красные линии). В обоих разрядах ток плазмы 300 кА, тороидальное магнитное поле 0.8 Тл, водородная плазма. Первый дейтериевый пучок энергией 30 кэВ, мощностью 250 кВт инжектировался на 130 мс, на стадии подъема тока и работал до конца разряда. Второй дейтериевый пучок энергией 29 кэВ, мощностью 500 кВт работал с 170 мс по 210 мс. Из рис. 6 видно, что в разряде #41863 запертая мода возникает еще до начала инжекции второго пучка. Уже со 166 мс начинается падение среднехордовой плотности и интенсивности мягкого рентгеновского излучения. Как результат, центральная ионная температура, измеренная с помощью диагностики активной спектроскопии перезарядки (CXRS) [7] в разряде с запертой модой оказывается вдвое меньше, чем в разряде без нее. Измерения ионной температуры проводились только во время работы второго пучка, так как он используется для диагностики CXRS в качестве диагностического. Время экспозиции составляло 5 мс. Точки на графике соответствуют серединам измерительных временных интервалов. Следует отметить, что в разряде #41863 не происходит полного запираания моды, что обычно приводит к срыву разряда. Как видно из рис. 6, амплитуда моды нарастает до максимального значения, а затем уменьшается и меняет знак. Такое поведение связано, по-видимому, с проворачиванием магнитного острова в тороидальном направлении. Однако такого частичного запираания моды уже достаточно для деградации плазменных параметров и снижения эффективности нагрева плазмы методом нейтральной инжекции. Следует также отметить, что в разряде #41863 запертая мода развивается при отсутствии предшествующей

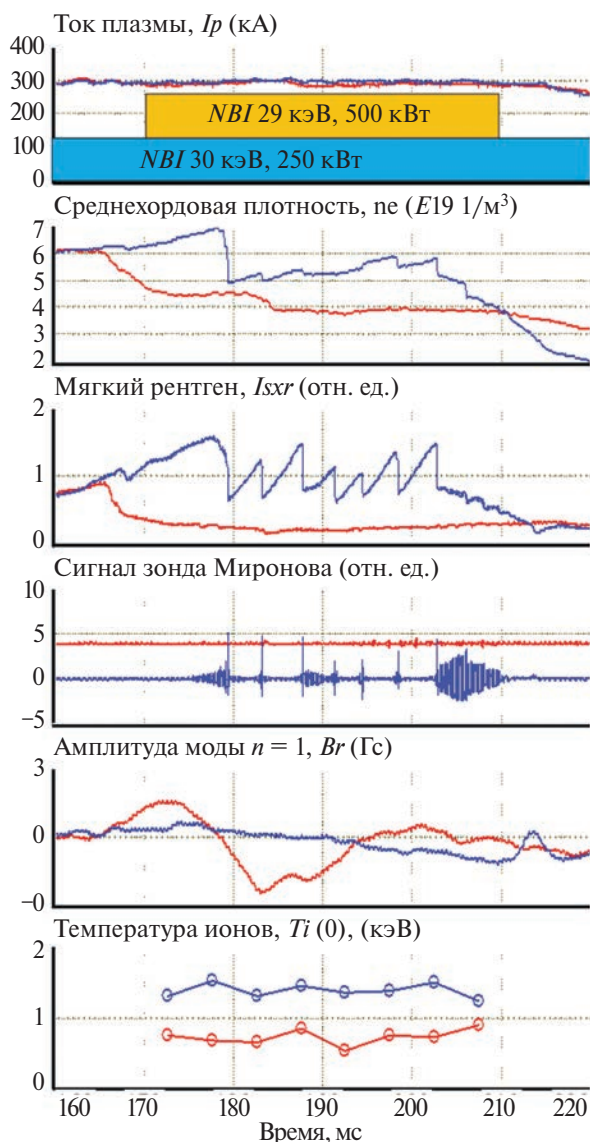


Рис. 6. Временные зависимости параметров разрядов без запертой моды #41867 (синие линии) и с запертой модой #41863 (красные линии). Желтым и синим прямоугольниками в верхнем окне обозначено время работы инжекторов пучков атомов.

ей вращающейся МГД-моды, и, по-видимому, является результатом воздействия ошибочных полей.

В некоторых случаях запертая мода развивалась уже во время включения второго инжектора. На рис. 7 приведены осциллограммы плазменных параметров в двух разрядах #42793 и #42798 с дейтериевой плазмой. В обоих разрядах тороидальное магнитное поле составляло $B_t = 0.8$ Тл, ток плазмы $I_p = 400$ кА. Первый дейтериевый пучок энергией 30 кэВ, мощностью 250 кВт инжектировался начиная со 130 мс на стадии

подъема тока и работал до конца разряда. Второй дейтериевый пучок с энергией 28 кэВ, мощностью 475 кВт работал с 190 мс по 230 мс. Как видно из рис. 7, развитие запертой моды в этих разрядах происходило в разные моменты времени. В разряде #42793 (синие кривые на рисунке) запертая мода развивается в самом конце импульса второго инжектора. В результате, в течение всего нагревного импульса второго инжектора не происходит деградации плазменных параметров, сохраняются высокая ионная температура и энергосодержание плазмы, достигнутые в первой его половине. В разряде #42798 (красные кривые) развитие запертой моды происходит раньше, амплитуда моды $n = 1$ начинает нарастать на 220 мс. Дegrадация плазменных параметров наступает несколько раньше, на 218 мс, и является результатом развития вращающейся МГД-моды $m = 2/n = 1$, регистрируемой зондами Мирнова. Ионная температура измерялась двумя методами. На рис. 7 приведена центральная ионная температура, измеренная с помощью диагностики CXRS и анализатором атомов перезарядки (NPA) АКОРД-24М. Анализатор атомов работал в активном режиме, когда основной вклад в его сигнал поступает из области пересечения линии наблюдения с инжектируемым пучком атомов [8]. При этом мы получаем информацию о локальной ионной температуре в точке пересечения, которая в нашем случае находилась на радиусе $R = 44$ см (примерно 4 см от магнитной оси со стороны слабого магнитного поля). Электронная температура и плотность измерялись с помощью диагностики томсоновского рассеяния [9]. Энергосодержание плазмы, приведенное на рисунке, определялось из диамагнитных измерений [10].

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Коррекция ошибок магнитного поля в токамаке Глобус-М2 стала рутинной процедурой и в большинстве случаев позволяет получить устойчивый плазменный разряд, длительность которого не ограничивается возникновением запертой моды. Наиболее заметно эффект корректировки проявляется в омических разрядах с низкой плотностью плазмы. В разрядах с инжекцией пучков атомов эффект менее заметен. Это происходит в силу того, что инжектируемые тангенциально пучки придают плазме тороидальное вращение, тем самым препятствуя развитию запертых мод. Измеренные с помощью

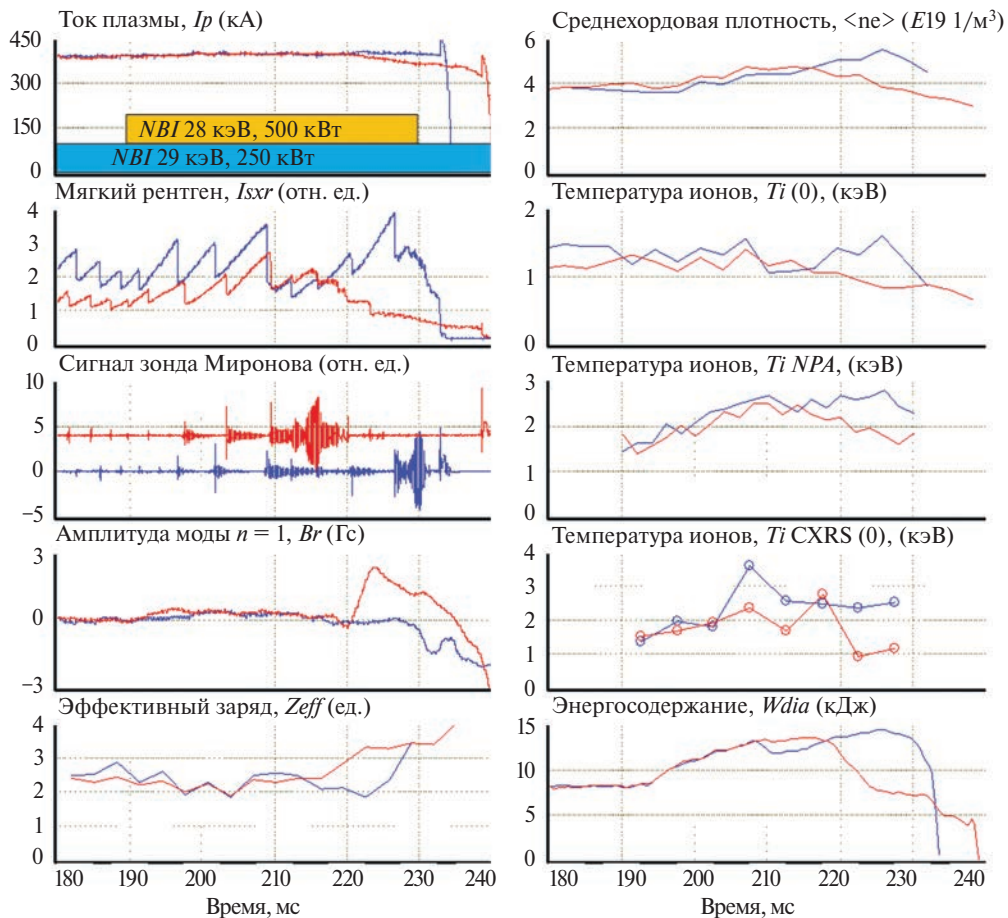


Рис. 7. Временные зависимости параметров разряда # 42793 (синие линии) с поздним развитием запертой моды и разряда #42798 (красные линии) с ее более ранним развитием. Желтым и синим прямоугольниками в верхнем окне обозначено время работы инжекторов пучков атомов.

диагностики CXRS скорости вращения в разрядах с инжекцией достигали сотен километров в секунду. Статистически разряды с инжекцией демонстрируют более высокую устойчивость к развитию запертой моды, однако, как мы видим, не исключают полностью вероятность ее возникновения. Можно назвать несколько возможных причин. Во-первых, как было сказано выше, корректировка ошибочных полей на токамаке Глобус-М2 не является полной. Осуществляется корректировка только неоднородности моды $n = 1$ (без дифференциации по полоидальным гармоникам) и никак не затрагиваются более высокие гармоники n , для чего понадобилась бы более сложная система корректирующих катушек. Кроме этого, управление током в катушках коррекции осуществляется по заранее установленной программе, без обратной связи. Мы можем только несколько менять программу между выстрелами, ориентируясь на полученный результат. В даль-

нейшем нами будут предприняты усилия по реализации обратной связи с использованием датчика запертой моды. Во-вторых, в разрядах с инжекцией существенно вырастает величина тороидальной бета (β_t). Так в разрядах #42793 и #42798 величина β_t , рассчитываемая по экспериментальным данным с помощью равновесного кода PET [10], достигала значений 5%. Согласно скейлингу [1], порог проникновения внешних ошибочных полей в плазму линейно снижается с ростом β_t , и, по всей видимости, в нашем случае падает до критической величины. Однако причины возникновения запертой моды в одних разрядах, и ее отсутствие в других, сходных по параметрам, не до конца ясны и требуют дополнительного изучения.

Отдельно хотелось бы обратить внимание на влияние запертой моды непосредственно на удержание быстрых ионов. К сожалению, в серии экспериментов с перегретыми ионами анализа-

торы атомов были настроены на измерение ионной температуры и измерения спектров атомов в области энергий инжекции не проводились. Однако некоторую информацию можно почерпнуть из измерений нейтронных потоков [11]. На рис. 8 приведены временные зависимости плотности, измеренные томсоновской диагностикой в точке $R = 40.4$ см (центр), и нейтронные потоки, измеренные нейтронным спектрометром, для разрядов #43793 и #43798. Штриховыми линиями обозначены моменты времени начала роста запертой моды и через 10 мс после в разряде #43798. Из рисунка видно, что в разряде #43798 за 10 мс центральная плотность падает в 1.4 раза, в то время как поток нейтронов в 2.4 раза. Поток нейтронов в токамаке Глобус-М2 пропорционален произведению плотностей тепловых и быстрых дейтронов, так как именно их взаимодействие дает основной вклад. Кроме того, основной поток происходит из центральной области, где концентрация тех и других выше. Более сильное падение

нейтронного потока по сравнению с падением плотности основной плазмы говорит об уменьшении концентрации быстрых дейтронов в центральной области вследствие их транспорта на периферию или окончательных потерь при взаимодействии с запертой модой. Конечно, это требует проверки прямыми измерениями потоков атомов перезарядки с энергиями близкими к энергии инжекции, что является предметом дальнейших исследований.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В токамаке Глобус-М2 успешно применяется система коррекции ошибочных магнитных полей, что позволяет в значительной степени снизить вероятность развития запертых мод. Несмотря на простоту системы, обеспечивающей лишь корректировку ошибочного поля моды $n = 1$ по заранее заданной программе, она в подавляющем большинстве случаев позволяет получить устойчивый плазменный разряд, длительность которого

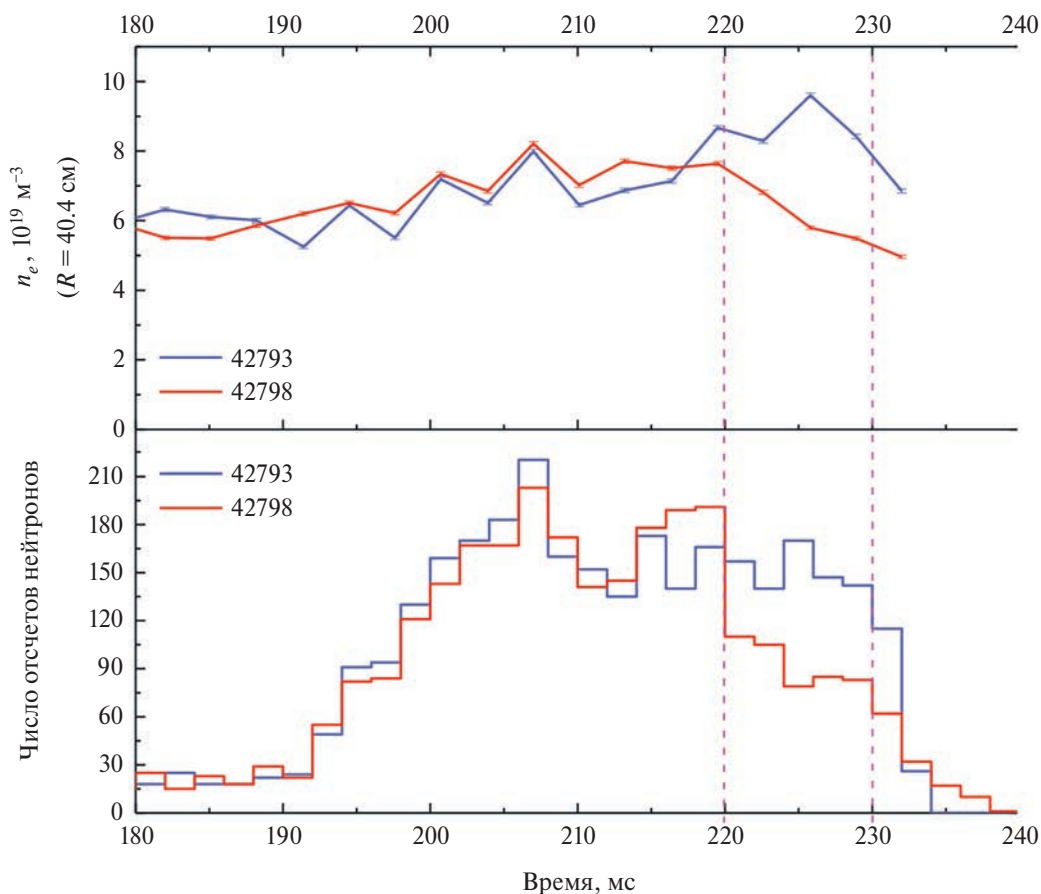


Рис. 8. Временные зависимости плотности, измеренные диагностикой томсоновского рассеяния в точке $R = 40.4$ см (центр), и нейтронные потоки, измеренные нейтронным спектрометром, для разрядов #43793 и #43798.

не ограничивается возникновением запертой моды. Однако в ряде случаев запертая мода все же развивается, что приводит к деградации плазменных параметров, и порой к срыву разряда. Для контроля запертой моды был разработан и установлен на токамаке специальный магнитный датчик, который позволяет диагностировать ее появление. Он особенно полезен в случаях, когда запертая мода развивается без предшествующего ей вращающегося МГД-острова, и не может быть обнаружена по сигналам обычных зондов Мирнова. Обнаружение запертой моды в разряде *post factum* позволяет несколько изменить корректирующее поле в следующих разрядах, и таким образом, часто, добиться ее устранения. Но более надежным способом является организация управления корректирующим полем по обратной связи, с использованием магнитных датчиков. Для более качественной корректировки требуется более сложная система датчиков и корректирующих катушек, позволяющая дифференцировать тороидальные и полоидальные гармоники ошибочного магнитного поля. Кроме того, магнитные датчики желательно помещать внутри вакуумной камеры для уменьшения времени запаздывания. Все это трудно осуществимо на уже работающем токамаке, поэтому необходимо учитывать при конструировании новых установок.

Применение на токамаке Глобус-М2 датчика запертой моды в разрядах с инжекцией нейтральных пучков позволило определить причины недостаточной эффективности нагрева в ряде случаев. Продемонстрирована корреляция развития запертой моды с ухудшением удержания как быстрых ионов, так и основной плазмы. Однако причины возникновения запертой моды в одних разрядах, и ее отсутствие в других, сходных по параметрам, не до конца ясны и требуют дополнительного изучения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена на УНУ «Сферический токамак Глобус-М», входящей в состав ФЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях» ФТИ им. А.Ф. Иоффе в рамках выполнения государственного задания (тема 0034-2024-0028), эксперименты по нагреву плазмы пучками атомов выполнялись в рамках государственного задания (тема 0034-2021-0001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ITER Physics Basis // Nuclear Fusion. 1999. V. 39. P. 2286
2. Петров Ю.В., Патров М.И., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Ламзин Е.А., Сахаров Н.В., Сычевский С.Е. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 492.
3. Menard J.E., Bell R.E., Gates D.A., Gerhardt S.P., Park J.-K., Sabbagh S.A., Berkery J.W., Egan A., Kallman J., Kaye S.M., LeBlanc B., Liu Y.Q., Sontag A., Swanson D., Yuh H., Zhu W. and the NSTX Research Team // Nucl. Fusion. 2010. V.50. P. 045008. Doi: 10.1088/0029-5515/50/4/045008.
4. Kurskiev G.S., Miroshnikov I.V., Sakharov N.V., Gusev V.K., Petrov Yu.V., Minaev V.B., Balachenkov I.M., Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Goryainov V.Yu., Kavin A.A., Khromov N.A., Kiselev E.O., Krikunov S.V., Lobanov K.M., Melnik A.D., Novokhatskii A.N., Filipov S.V., Zhiltsov N.S., Mineev A.B., Mukhin E.E., Patrov M.I., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Solokha V.V., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.B., O.M. Skrekkel, Telnova A.Yu., Tkachenko E.E., Tikhmeneva E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Yashin A.Yu., Solovey V.A., Zhilin E.G. // Nucl. Fusion. 2022. V.62. P. 104002. Doi: 10.1088/1741-4326/ac881d.
5. Курские Г.С., Сахаров Н.В., Гусев В.К., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю., Бахарев Н.Н., Киселев Е.О., Жильцов Н.С., П. Б. Щеголев, Балаченков И.М., Варфоломеев В.И., Воронин А.В., Горяинов В.Ю., Дьяченко В.В., Жилин Е.Г., Ильясова М.В., Кавин А.А., Коновалов А.Н., Крикунов С.В., Лобанов К.М., Мельник А.Д., Mineev A.B., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров А.В., Пономаренко А.М., Скрекель О.М., Соловей В.А., Солоха В.В., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А., Хилькевич Е.М., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Шевелев А.Е., Шулятьев К.Д., Яшин А.Ю. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 305.
6. Курские Г.С., Яньков В.В., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Киселев Е.О., Крыжановский А.К., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Солоха В.В., Тельнова А.Ю., Теплова Н.В., Ткаченко Е.Е., Трошин Г.А., Тюхменева Е.А., Щеголев П.Б. // Письма ЖЭТФ. 2024. Т. 119. С. 34.
7. Петров Ю.В., Гусев В.К., Багрянский П.А., Балаченков И.М., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И., Воронин А.В., Дьяченко В.В., Горяинов В.А., Жилин Е.Г., Жильцов Н.С., Ильясова М.В., Кавин А.А., Киселев Е.О., Коновалов А.Н., Крикунов С.В., Курские Г.С., Минаев В.Б., Мельник А.Д., Мирошников И.В., Новохацкий А.Н., Петров А.В., Пономаренко А.М., Сахаров Н.В., Скрекель О.М., Солоха В.В., Соломахин А.Е., Тельнова А.Ю., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Толстяков С.Ю.,

- Тюхменева Е.А., Хилькевич Е.М., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Шевелев А.Е., Шулятьев К.Д., Щеголев П.Б., Яшин А.Ю. // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. С. 1249.
8. Bakharev N.N., Melnik A.D., Chernyshev F.V. // *Atoms*. 2023. V. 11. P. 53.
Doi: 10.3390/atoms11030053.
 9. Zhiltsov N.S., Kurskiev G.S., Tolstyakov S.Yu., Solovey V.A., Koval A.N., Aleksandrov S.E., Bazhenov A.N., Chernakov P.V., Filippov S.V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kiselev E.O., Kornev A.F., Krikunov S.V., Makarov A.M., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Novokhatsky A.N., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Schegolev P.B., Telnova A.Yu., Tkachenko E.E., Tokarev V.A., Varfolomeev V.I., Voronin A.V. // *arXiv:2311.18723*.
Doi: 10.48550/arXiv.2311.18723.
 10. Galkin S.A., Ivanov A.A., Medvedev S.Yu., Poshekhonov Yu.Yu. // *Nuclear Fusion*. 1997. V. 37. P. 1455.
Doi: 10.1088/0029-5515/37/10/I11.
 11. Iliasova M.V., Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Bakharev N.N., Skrekel O.M., Minaev V.B., Doinikov D.N., Gin D.B., Gusev V.K., Kornev V.A., Naidenov V.O., Novokhatskii A.N., Petrov Yu.V., Polunovsky I.A., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Telnova A.Yu., Varfolomeev V.I. // *Nuclear Inst. Methods Phys. Res. A*. 2022. V. 1029. P. 166425.
Doi: 10.1016/j.nima.2022.166425.

EFFECT OF LOCKED MHD MODES ON THE EFFICIENCY OF PLASMA HEATING BY THE NEUTRAL BEAM INJECTION METHOD AT THE GLOBUS-M2 SPHERICAL TOKAMAK

Yu. V. Petrov^a, I. M. Balachenkov^a, N. N. Bakharev^a, V. I. Varfolomeev^a,
A. V. Voronin^a, V. K. Gusev^a, N. S. Zhiltsov^a, A. A. Kavin^b, E. O. Kiselev^a,
G. S. Kurskiev^a, V. B. Minaev^a, I. V. Miroshnikov^a, A. N. Novokhatskii^a, N. V. Sakharov^a,
O. M. Skrekel^a, V. V. Solokha^a, A. Yu. Telnova^a, E. E. Tkachenko^a, V. A. Tokarev^a,
S. Yu. Tolstyakov^a, E. A. Tikhmeneva^a, N. A. Khromov^a, P. B. Shchegolev^a, and K. D. Shulyatyev^a

^a*Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 194021 Russia*

^b*Efremov Research Institute of Electrophysical Apparatus, St. Petersburg, 196641 Russia*

*e-mail: yu.petrov@mail.ioffe.ru

A set of magnetic coils used to correct the error fields at the Globus-M2 spherical tokamak, which appear due to the imperfections of the production and assembly of the tokamak magnetic system, is described. The magnetic sensors that are used to monitor the locked helical MHD modes are also described. The results of experiments on detecting the locked modes in the discharges with plasma heating by neutral beam injection are presented. A correlation is found between the appearance of the locked modes accompanied by the loss of fast ions and the confinement of the main plasma.

Keywords: spherical tokamak, locked MHD modes, neutral beam heating

УДК 533.9.082.76

ИЗУЧЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ АСИММЕТРИИ ПОТОКА ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-NB ПРИ ПОМОЩИ ЗОНДА МАХА

© 2024 г. Е. Н. Сидоров^{a,*}, В. И. Баткин^a, И. А. Иванов^a, К. Н. Куклин^a,
Н. А. Мельников^a, С. В. Полосаткин^a, В. В. Поступаев^{a,**}, А. Ф. Ровенских^a

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

*e-mail: E.N.Sidorov@inp.nsk.su

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

Поступила в редакцию 27.04.2024 г.

После доработки 31.05.2024 г.

Принята к публикации 01.06.2024 г.

Представлены результаты предварительных экспериментов по измерению пространственной асимметрии потоков плазмы на установке ГОЛ-NB при помощи подвижного зонда Маха и описана эта диагностика. Эксперименты проводились в конфигурации с соленоидальным включением секций сильного магнитного поля. Была зарегистрирована ожидавшаяся динамика потоков плазмы в ловушке: течение вдоль магнитного поля от плазменной пушки с накоплением плазмы в центральной ловушке ГОЛ-NB и последующее истечение плазмы из центральной ловушки в две стороны после выключения плазменной пушки. В момент перехода от стадии накопления плазмы к стадии ее распада происходит инверсия направления течения плазмы во входной секции сильного поля. Обсуждается баланс частиц в центральной ловушке. Проведенные эксперименты показали, что данная методика может использоваться для изучения эффектов улучшенного удержания плазмы при переходе в многопробочную конфигурацию секций сильного поля, в которой, согласно теории, при оптимальных условиях должен возникнуть поток рассеянных обратно частиц, возвращающихся из многопробочных секций в область удержания.

Ключевые слова: плазма, открытая ловушка, ГОЛ-NB, зонд Маха

DOI: 10.31857/S0367292124070036, **EDN:** OJNYRA

1. ВВЕДЕНИЕ

Многопробочные ловушки являются одной из разновидностей систем магнитного удержания плазмы с линейной топологией (открытых ловушек). Такую систему можно представить как цепочку элементарных магнитных ловушек, расположенных вплотную на общей магнитной оси. Идея многопробочного удержания [1, 2] заключается в том, что в каждой элементарной ячейке многопробочной ловушки (соответствующей периоду гофрировки магнитного поля) существуют популяции локально-запертых и пролетных частиц, взаимодействие между которыми приводит к появлению эффективной силы трения и торможению течения плазмы вдоль магнитного поля. Следствием такого взаимодействия является по-

явление обратного потока частиц, возвращающихся в зону удержания из области многопробочного магнитного поля. При этом движение частиц плазмы в системе становится диффузионным, а время удержания масштабируется пропорционально квадрату длины системы. Оптимальным режимом для многопробочных ловушек является умеренная столкновительность $v^* \equiv \lambda / l \approx 1 / (R - 1)$, где λ — длина свободного пробега ионов, l — период магнитной системы (расстояние между максимумами поля), $R = B_{\max} / B_{\min}$ — глубина гофрировки магнитного поля (пробочное отношение в многопробочной части ловушки) [3]. Более подробно состояние исследований в данной области обсуждается в обзорах [4, 5].

В настоящее время секции с многопробочным магнитным полем рассматриваются как один из элементов открытой ловушки нового поколения ГДМЛ, в которой планируется интеграция нескольких концепций физики открытых ловушек для достижения высоких параметров плазмы [6, 7]. Установка ГОЛ-NB была создана в ИЯФ СО РАН в качестве поддерживающего эксперимента, задачей которого является накопление экспериментальной базы знаний в области физики многопробочного удержания и демонстрация эффективности этой технологии увеличения времени удержания плазмы в ловушке [8, 9]. Программой исследований предусматривается, что будет проведено прямое сравнение параметров плазмы в ловушке при соленоидальной и многопробочной конфигурациях включения секций сильного поля.

Для систем с небольшим количеством периодов модуляции поля ($N = 13$ для ГОЛ-NB) наличие продольного и радиального профилей параметров плазмы приводит к тому, что условие оптимального удержания $v^* \approx 1/(R - 1)$ выполняется только в некотором интервале радиусов и в ограниченном количестве ячеек многопробочной ловушки. Задача определения эффективности секций с многопробочным магнитным полем дополнительно осложняется радиальным переносом и конвективными явлениями, приводящими к перераспределению частиц по радиусу. Поэтому важным предварительным этапом работ является подготовка набора диагностик, при помощи ко-

торых можно будет судить о физике процессов, протекающих в многопробочных секциях установки.

В данной работе обсуждаются измерения асимметрии плазменного потока в установке ГОЛ-NB при помощи зонда Маха. Несмотря на то, что зондовые диагностики являются инвазивными и своим присутствием вносят возмущения в свойства плазмы в ловушке, использование зонда Маха позволит зарегистрировать возникновение потока рассеянных обратно частиц при работе установки в многопробочной конфигурации. В следующем разделе будет описана многопробочная ловушка ГОЛ-NB. Описание диагностики с зондом Маха приводится в разд. 3. Далее мы представляем результаты предварительных экспериментов при соленоидальном включении секций сильного магнитного поля ГОЛ-NB. Работа завершается обсуждением основных результатов.

2. МНОГОПРОВОЧНАЯ ЛОВУШКА ГОЛ-NB

Основной целью работ на установке ГОЛ-NB является изучение физики многопробочного удержания плазмы [9]. Это осесимметричная открытая ловушка, состоящая из центральной ловушки газодинамического типа длиной 2.5 м, двух прилегающих к ней секций с сильным магнитным полем длиной около 3 м и концевых баков расширителей плазменного потока (рис. 1). Секции с сильным полем состоят из 28 катушек каждая

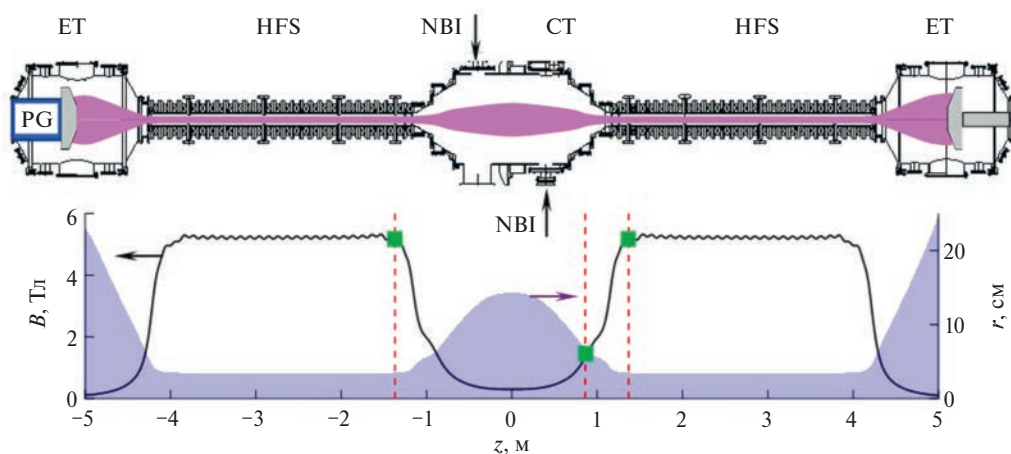


Рис. 1. Вверху — схема установки ГОЛ-NB, внизу — зависимости величины магнитной индукции B и радиуса плазмы от продольной координаты. Обозначения: СТ — центральная ловушка газодинамического типа, HFS — секции сильного поля, ET — баки расширителей магнитного потока, PG — плазменная пушка, NBI — места инъекции пучков ускоренных атомов водорода. Пунктирные линии и метки в нижней части рисунка показывают точки, в которых проводились измерения зондами Маха

и могут включаться либо в конфигурации с соленоидальным магнитным полем, либо в многопробочной конфигурации с 13 элементарными пробкотронами, периодом гофрировки 22 см и глубиной гофрировки (пробочным отношением многопробочной секции) $R_{\text{mm}} = B_{\text{max}} / B_{\text{min}} = 1.4$. Эксперименты, представленные в данной работе, являются подготовительными к переходу в многопробочный режим удержания, поэтому установка работала только в соленоидальной конфигурации с $B_{\text{max}} = 4.5$ Тл, показанной в нижней части рис. 1. Поле в средней плоскости центральной ловушки имело величину магнитной индукции $B(0) = 0.3$ Тл, таким образом, пробочное отношение ловушки равнялось $R = B_{\text{max}} / B(0) = 15$. Магнитная система расширителей создает постепенно уменьшающееся поле с коэффициентом расширения $K = B_{\text{max}} / B_{\text{gun}} = 36$, где индекс gun соответствует координате анода плазменной пушки.

В типичном сценарии эксперимента центральная ловушка сначала заполняется низкотемпературной водородной стартовой плазмой, которая генерируется дуговой плазменной пушкой [10]. Стартовая плазма имеет плотность на оси до $n = 2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и температуру $T \approx 6$ эВ [11]. При данных параметрах течение плазмы является сильностолкновительным с $v^* \gg 1$. Как существующая теория [3], так и результаты экспериментов [11, 12] показывают, что при $v^* \gg 1$ гофрировка магнитного поля не оказывает влияние на течение плазмы. Параметры потока стартовой плазмы являются практически одинаковыми при соленоидальном и многопробочном включении секций сильного поля в ГОЛ-NB. Параметры плазмы в различных точках установки будут далее обсуждаться в тексте статьи. В некоторых сериях экспериментов в плазму инжектируются два нейтральных пучка с $E = 25$ кэВ и суммарной мощностью до 1.1 МВт [13] на $z = \pm 0.4$ м. Здесь и далее продольная координата z отсчитывается от средней плоскости ловушки. Инжекция начинается одновременно с началом разряда в плазменной пушке. Для целей данной работы важным является то, что измерение профиля ослабления нагревных пучков плазмой позволяет вычислить динамику распределения плотности по радиусу и, тем самым, получить независимые данные, верифицирующие зондовые измерения плотности. Другие процессы, связанные с воздействием нейтральных пучков на плазму, в данной работе не рассматриваются.

Важными элементами установки являются лимитеры, расположенные вблизи пробок в центральной ловушке и в области спадающего магнитного поля в баках расширителей. Подача положительных потенциалов на лимитеры и отрицательных потенциалов на торцевые плазмодриемники приводит к дифференциальному вращению плазмы вокруг оси (подробнее см. [14]), что уменьшает радиальные потери в соответствии с теорией вихревого удержания [15]. Все эксперименты, представленные в данной работе, проводились при положительных потенциалах на лимитерах $U_{\text{lim}} = 100$ В и отрицательных потенциалах на торцевых плазмодриемниках $U_{\text{end}} = -150$ В.

Помимо ослабления нейтральных пучков, основными диагностиками в данной работе являлись зонды Маха, описанные в следующем разделе, а также четырехэлектродный ленгмюровский зонд [16], позволяющий одновременно проводить измерения ионной плотности, электронной температуры и радиального электрического поля. Использовались также электрические зонды на $z = -0.89$ м и магнитные зонды на $z = -0.4$ м, спектроскопическая диагностика [17] на $z = 0.4$ м.

Длительность существования плазмы до 5 мс ограничивается длительностью протекания тока в катушках сильного поля. Более подробное описание различных технических систем установки ГОЛ-NB приведено в [18].

3. ИЗМЕРЕНИЕ ПОТОКОВОЙ СКОРОСТИ ЗОНДОМ МАХА

Диагностика скорости потокового течения плазмы при помощи зондов Маха широко применяется в плазменных исследованиях (см., напр., [19–29]). Зонд Маха классической конструкции представляет собой два ленгмюровских зонда, измерительные головки которых располагаются на небольшом расстоянии на одной силовой линии и разделены перегородкой. При этом каждый из зондов регистрирует только частицы, приходящие из одной полусферы в пространстве скоростей. При наличии потоковой скорости плазмы сигналы зондов будут различаться. В некоторых случаях зонды Маха являются частью более сложных многоэлектродных зондовых диагностик [30–35].

В данной работе мы применяли традиционную конструкцию зонда Маха, которая приведена на рис. 2. В состав диагностики входит также блок

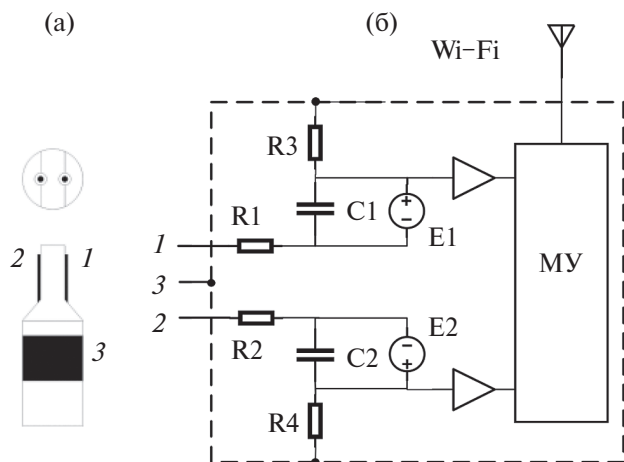


Рис. 2. Схема диагностики с зондом Маха: а) конструкция зондовой головки (магнитное поле и поток плазмы направлены горизонтально в плоскости рисунка); б) электрическая схема измерительного модуля. Обозначения: 1, 2, 3 – электроды зонда, E1 и E2 – источники напряжения смещения электродов, МУ – модуль оцифровки и управления, Wi-Fi – модуль связи.

управления, который осуществляет функции подачи напряжений на электроды зонда, измерение фактических потенциалов электродов и собираемых токов, передачу результатов измерений в систему сбора данных установки ГОЛ-NB. Конструкция диагностики использует основные технические решения, ранее примененные в конструкции использующегося на установке четырехэлектродного зонда [16].

Измерительная головка имеет три электрода. Все три электрода смонтированы на керамической трубке с внешним диаметром 2 мм, имеющей отверстия для проводников. Электроды 1 и 2 имеют форму стержня с диаметром 190 ± 4 мкм и длиной 1.5 ± 0.1 мм, а электрод 3 – цилиндрическую форму с диаметром 2.6 мм и высотой 2 мм. Все электроды сделаны из молибдена. Электрод 3 является опорным. Благодаря большой площади поверхности, он приобретает плавающий потенциал, отличающийся от потенциала плазмы на величину $\Delta U \approx 3.3 T_e$. Две пары электродов 1–3 и 2–3 образуют два одинаковых ленгмюровских зонда, которые разделены керамической перегородкой. Конструктивно эта перегородка является частью несущей керамической трубки, у которой сделаны лыски в местах выхода электродов из отверстий. Расстояние от проекции измерительного электрода до краев

перегородки превышает пять ларморовских радиусов ионов.

Блок управления способен подавать на штыревые электроды смещение программируемой формы относительно опорного электрода. В данных экспериментах на каждый из зондов подавалась фиксированная разность потенциалов в -30 В. Таким образом, зонды работали в режиме измерения ионного тока насыщения. Для проверки и учета возможной неодинаковости геометрических параметров штыревых электродов 1 и 2, а также неидентичности каналов регистрации, были проведены две серии экспериментов в повторяющихся условиях, которые отличались разворотом зонда на 180° . Из этих измерений был вычислен поправочный коэффициент $\gamma = 1.15 \pm 0.11$, который применялся при обработке результатов в основной серии экспериментов.

Управление устройством и передача данных производится с использованием Wi-Fi. Блок управления питается от аккумуляторной батареи; он имеет электрический контакт только с электродами измерительной головки. Во время эксперимента зонд и блок управления приобретают плавающий потенциал. Сигнал запуска передается по оптоволокну. Датчик установлен на линейном вводе движения, который обеспечивает позиционирование измерительной головки зонда по радиусу в диапазоне 102 мм.

Основным результатом измерений при помощи зонда Маха является зависимость отношения сигналов двух штыревых электродов. Интерпретация такой зависимости, т. е. определение числа Маха из измерений, является модельно-зависимой. Одним из параметров при выборе модели описания зонда является отношение ларморовского радиуса иона к радиусу зонда. В наших условиях зонды Маха располагались в секциях сильного поля с $B_{\max} = 4.5$ Тл на $z = -1.37$ м и $z = +1.37$ м (непосредственно до и после центральной ловушки) и в центральной ловушке при $B = 1.3$ Тл на $z = 0.86$ м (до точки расположения выходного лимитера). В этих условиях, учитывая низкую ионную температуру плазмы в ГОЛ-NB, можно использовать модель зонда в сильном магнитном поле.

Для интерпретации показаний зонда Маха мы будем использовать результаты работ [36–38], в которых была последовательно развита двумерная магнитогидродинамическая модель работы зонда.

В модели предполагается, что плазма движется в направлении зонда с ионно-звуковой скоростью c_s , при этом зонд и его держатель формируют область «тени». Область тени заполняется за счет диффузии плазмы поперек магнитного поля с учетом вязкости. Исходя из модели, отношение сигналов зондов K аппроксимируется формулой

$$K = J_+ / J_- = \exp(k_H M_{ext}), \quad (1)$$

где J_+ и J_- — токи электродов зонда, со стороны налетающего потока и находящегося в тени, соответственно, M_{ext} — число Маха, характеризующее поток невозмущенной зондом плазмы, $k_H = 2.22 - 1.2(1 - \sqrt{\alpha})$ — параметр модели. Входящий в k_H коэффициент α определяет связь вязкости и диффузии: $\alpha = (\eta / D_\perp) / m_i n_i$, где m_i и n_i — масса и плотность ионов, η — коэффициент вязкости, $D_\perp$ — коэффициент поперечной диффузии ионов. При помощи коэффициента α можно феноменологически учитывать роль коллективных эффектов, в данной работе принималось $\alpha = 1$. Адекватность модели [38] оценивалась в [39] при сравнении с кинетической моделью, а в [32, 40] — с результатами специально поставленных экспериментов. В контексте данной работы сравнение с кинетической моделью имеет значение, поскольку плотность плазмы сильно зависит от радиальной координаты. Так, если на оси установки в типичном режиме работы поток можно считать гидродинамическим, то на последней магнитной поверхности, задаваемой лимитерами, плотность падает на 2 порядка [18] и длина свободного пробега становится достаточно большой.

В данной работе мы использовали формулу (1) из модели [38]. Следует отметить обстоятельство, которое отличает реальную постановку эксперимента на ловушке ГОЛ-NB от предположений, заложенных в модель, а именно дифференциальное вращение плазмы вокруг продольной оси за счет $E \times B$ -дрейфа (здесь E — электрическое поле) — см. [14]. Скорость дрейфа зависит от радиуса, на $z = 0.86$ м в области локализации максимального радиального электрического поля она составляет $v_\phi \approx 2 \times 10^5$ см/с. Результатом вращения плазмы является то, что область тени зонда заполняется частицами не только за счет диффузии и коллективных эффектов (в том числе конвективно-вихревых течений, характерных для техники вихревого удержания), но и чисто геометрически, за счет прихода невозмущенных об-

ластей плазмы. Влияние вращения можно оценить следующим образом. Обычно длина тени зонда оценивается как $L_s = \frac{c_s d^2}{D_\perp}$, где d — радиус держателя зонда. Для $d = 1$ мм, $T_e = 6$ эВ, $B = 4.5$ Тл и коэффициента диффузии Бомы $D_B = cT / 16$ эВ длина тени для зонда в секции сильного $L_s \approx 30$ см. В то же время эффективную длину затененной области в результате вращения в области максимального электрического поля можно оценить

как $L_r = a \frac{c_s}{v_\phi} \approx 1.5$ см $\ll L_s$. С точки зрения модели [38] это феноменологически выглядит как увеличенный коэффициент радиального переноса, благодаря чему область тени заполняется частицами более быстро. Поскольку плазма вращается дифференциально и на некоторых радиусах скорость вращения обращается в ноль, то поправка, связанная с наличием вращения, должна зависеть от радиальной координаты.

Плотность плазмы определялась из результатов измерений зондом Маха по стандартным формулам для ионного тока насыщения. Зонд Маха более сильно возмущает плазму по сравнению с зондом Ленгмюра, поскольку имеет перегородку между штыревыми электродами. Поэтому на координате $z = +0.86$ м, $r = 0$ была проведена дополнительная калибровочная серия экспериментов, в которой сравнивались результаты измерений плотности зондами Маха и Ленгмюра, имевшими штыревые электроды одинаковой геометрии. По результатам этих измерений был определен поправочный коэффициент, который применялся при вычислении плотности из показаний зонда Маха. Далее в тексте мы будем приводить величины плотности, измеренные зондом Маха, уже скорректированные на этот коэффициент.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рисунок 3 приводит сигналы, характеризующие сценарий эксперимента. Стартовая плазма генерируется при помощи дуговой плазменной пушки, длительность работы которой определяется формирующей линией в цепи питания. Ток разряда I_{gun} протекает в основном между катодом и анодной областью плазменной пушки. На других координатах плазма появляется с некоторой задержкой, равной времени пролета. Ток на

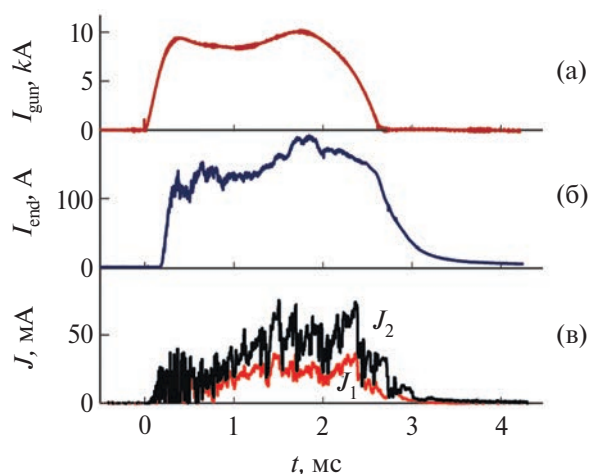


Рис. 3. Динамика основных сигналов в эксперименте NB6308, сверху вниз: ток плазменной пушки I_{gun} , ток на правый центральный приемник плазмы I_{end} , токи J_1 и J_2 на проволоки 1 и 2 зонда Маха, располагавшегося в центральной ловушке на $z = +0.86$ м. Здесь и далее момент $t = 0$ соответствует запуску плазменной пушки

выходной плазмоприемник характеризует полный поток плазмы, вытекающий из ловушки. Эксперименты проводились в двух режимах: только с заполнением ловушки низкотемпературной стартовой плазмой, который являлся основным, а также при одновременном начале инъекции нейтральных пучков. Нейтральные пучки модифицируют параметры стартовой плазмы в центральной ловушке и ускоряют ее распад, однако для целей данной статьи они являются дополнительной диагностикой плотности плазмы на $z = -0.4$ м, которая позволяет определить динамику полного количества частиц в ловушке. Измерения зондом Маха проводились на одной из трех координат $z = -1.37, +0.86$ и $+1.37$ м. На тех же координатах проводились измерения четырехэлектродным ленгмювским зондом. Единновременно в плазму вдвигался только один зонд. На нижней части рис. 3 показаны сигналы токов на два измерительных электрода зонда Маха, который располагался в центральной ловушке на $z = +0.86$ м. В этой точке наблюдения существует потоковая скорость по направлению к ближайшей магнитной пробке, однако эта скорость в несколько раз меньше звуковой, см. (1). Как будет показано далее, в секциях сильного поля наблюдается течение плазмы с околосвуковой скоростью, при этом сигналы двух электродов

зонда Маха различаются приблизительно на порядок величины.

Рисунок 4 показывает типичные радиальные профили плотности плазмы, измеренные до входа плазменного потока в центральную ловушку на $z = -1.37$ м и на выходе из ловушки на $z = +1.37$ м. Профили приведены для моментов $t = 1, 2$ и 3 мс, которые соответствуют начальному периоду работы плазменной пушки, интервалу с максимальной плотностью плазмы в ловушке и стадии распада плазмы после отключения плазменной пушки. Некоторая асимметрия профиля плотности, не наблюдаемая на оптических изображениях плазмы, связана, скорее всего, с асимметричной конструкцией ленгмювского зонда, который вводится в плазму со стороны отрицательной радиальной координаты. Отметим, что в интервале $t = 2.5 - 2.7$ мс происходит быстрая перестройка радиального профиля плотности плазмы, связанная со сменой способа обеспечения устойчивости плазмы. Во время работы плазменной пушки центральная область плазмы стабилизируется в замороженностью силовых линий магнитного поля в хорошо проводящую плазму сильноточного разряда в пушке в пределах магнитной поверхности, опирающейся на апертуру отверстия в первом электроде левого плазмоприемника, через который ведется заполнение установки стартовой плазмой; подробности этого

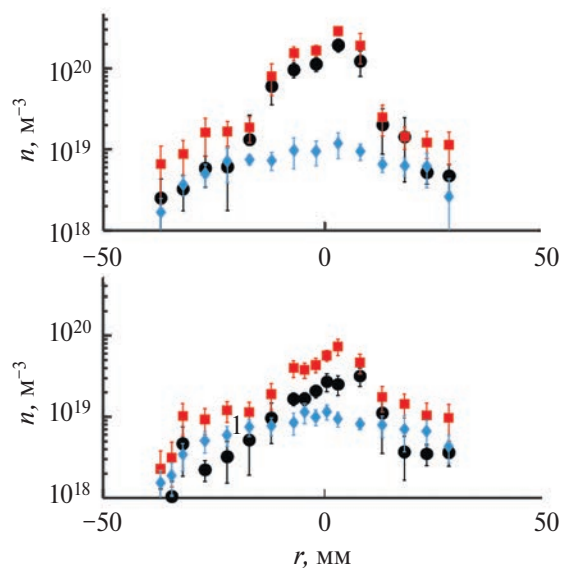


Рис. 4. Радиальные профили плотности, измеренные ленгмювским зондом на $z = -1.37$ м (вверху) и $z = +1.37$ м (внизу), для трех моментов времени: $t = 1$ мс (черные кружки), $t = 2$ мс (красные квадраты) и $t = 3$ мс (голубые ромбы)

процесса см. в [41]. В этот период на профиле плотности наблюдается выраженная плотная центральная часть, окруженная более разреженным гало. После прекращения работы пушки этот механизм стабилизации исчезает, и при $t > 2.7$ мс ограничение радиальных потерь плазмы происходит [14] за счет выноса потенциала с лимитеров и дифференциального вращения в скрещенных полях $[E \times B]_\phi$. На стадии распада плазмы плотность в центральной области быстро снижается и профиль плотности становится более гладким. В отличие от плотности вблизи оси, плотность плазмы в периферийном гало приблизительно одинакова в левой и правой секциях сильного поля.

На рис. 5 представлена динамика числа Маха M , измеренная на оси до входа плазменного потока в центральную ловушку на $z = -1.37$ м (голубая штриховая линия) и после нее на $z = +1.37$ м (сплошная красная линия). Сигналы зонда сглажены с бегущим окном шириной 40 мкс. Полосы ошибки включают погрешность калибровки и дисперсию сигнала в серии из нескольких экспериментов. На этом рисунке положительные значения M соответствуют направлению потока от плазменной пушки в сторону выходного расширителя. Горизонтальными пунктирными линиями показано значение, соответствующее звуковой скорости движения плазмы. Во входной секции сильного поля наблюдается течение плазмы в сторону центральной ловушки со скоростью порядка звуковой во время работы плазменной пушки. При уменьшении тока разряда и вызванном этим уменьшении потока частиц из пушки начинают превалировать

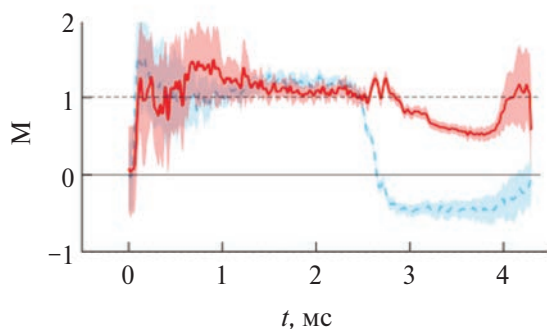


Рис. 5. Динамика числа Маха M , измеренная на оси на $z = -1.37$ м (голубая штриховая линия) и $z = +1.37$ м (сплошная красная линия). Горизонтальная пунктирная линия на уровне $M = 1$ соответствует скорости звука.

частицы, покидающие ловушку вдоль магнитного поля.

На сигналах зонда, расположенного на $z = -1.37$ м, наблюдается инверсия направления потока частиц. Зависимость момента инверсии от радиуса в центральной части плазмы практически отсутствует, $t_{\text{inv}} = 2.7\text{--}2.8$ мс при $r < 20$ мм. Момент инверсии потока в приосевой области соответствует моменту прекращения дугового разряда в пушке и исчезновению потока плазмы со стороны входного расширителя; после этого зонд регистрирует поток плазмы, вытекающий из центральной ловушки. На периферии инверсия наступает раньше, $t_{\text{inv}} = 2.5\text{--}2.6$ мс при $r = 23\text{--}25$ мм. Такая зависимость момента инверсии от координаты является ожидаемой, она связана с более сильной поперечной диффузией (включая коллективные эффекты) в центральной ловушке. Поточковая скорость плазмы на выходе из центральной ловушки на $z = +1.37$ м близка к скорости звука во время работы плазменной пушки, после ее выключения скорость течения плазмы постепенно снижается.

Сравнение основных параметров плазмы на оси до и после центральной ловушки приведено на рис. 6 для $t = 1, 2$ и 3 мс. Во время накопления плазмы в центральной ловушке ($t = 1$ и 2 мс) результаты измерения плотности по сигналам ленгмюровского и маховского зондов практически совпадают, на стадии распада плазмы зонд Маха систематически завышает плотность. Данное обстоятельство может быть связано с тем, что зонд Маха вносит более сильное возмущение в локальные параметры плазмы.

Радиальные профили плотности и потоковой скорости представлены на рис. 7 для тех же трех характерных моментов времени: $t = 1, 2$ и 3 мс. Левая колонка соответствует зонду на $z = -1.37$ м (до входа в центральную ловушку), правая колонка — зонду на $z = +1.37$ м (на выходе из центральной ловушки). Положение последней магнитной поверхности, проходящей через апертуру лимитеров, соответствует $r = 34$ мм на этих координатах. Видно, что и в секциях сильного поля плазма в тени лимитера существует, однако при $r > 34$ мм уменьшение плотности с радиусом становится более быстрым. В каждой радиальной позиции зонда на рис. 7 было проведено только по одному измерению, поэтому значительная погрешность измерений в этом случае связана в том числе с флуктуирующим

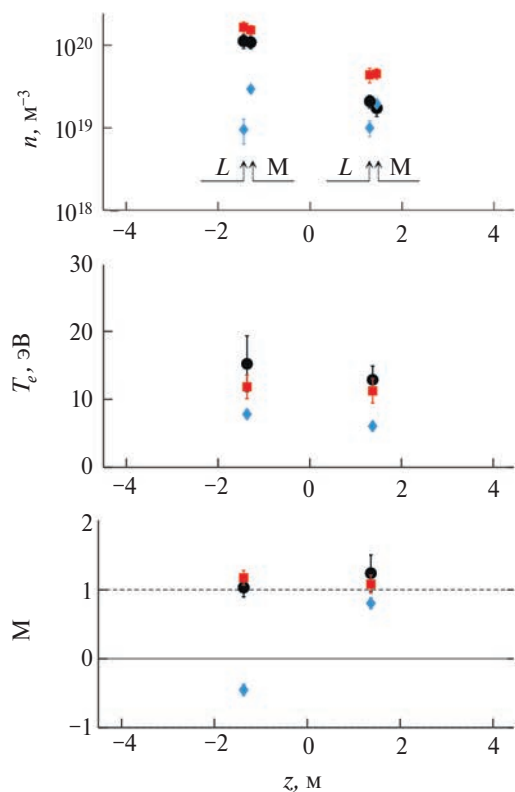


Рис. 6. Сравнение параметров плазмы, измеренных в секциях сильного поля до и после центральной ловушки ($z = -1.37$ м и $z = +1.37$ м соответственно). Сверху вниз: плотность (L — измерения лэнгмюровским зондом, M — измерения зондом Маха, точки раздвинуты по горизонтали для лучшей визуализации), температура электронов по данным лэнгмюровского зонда, потоковая скорость по данным зонда Маха. Цвет и форма точек — как на рис. 4.

характером сигналов зонда, особенно на периферии.

Совокупность зондовых измерений позволяет вычислить динамику полных потоков частиц вдоль магнитного поля на координатах $z = -1.37$ и $+1.37$ м. Поскольку зонды Маха в качестве измеряемой величины дают безразмерное число Маха, то для вычисления потоковой скорости применялась электронная температура, полученная по измерениям при помощи лэнгмюровского зонда. На рис. 8 показаны потоки частиц в левой и правой секциях сильного поля, а также их разность, которая соответствует потоку частиц, захватываемых в центральную ловушку. Видно, что поток частиц со стороны плазменной пушки незначительно изменяется во время ее работы. После выключения пушки наблюдается распад плазмы в ловушке с инверсией направления потока частиц в точке наблюдения. Поток частиц из ловушки в сторону торцевого приемника плазмы растет со временем соответственно росту концентрации частиц в центральной ловушке. После выключения подпитки ловушки плазмой из пушки потоки частиц в левую и правую сторону становятся приблизительно одинаковыми.

На рис. 9 сплошной линией показана динамика полного количества частиц, захваченных в центральную ловушку, полученная интегрированием потока, приведенного на нижней части рис. 8. На этом же рисунке для сравнения кружками при-

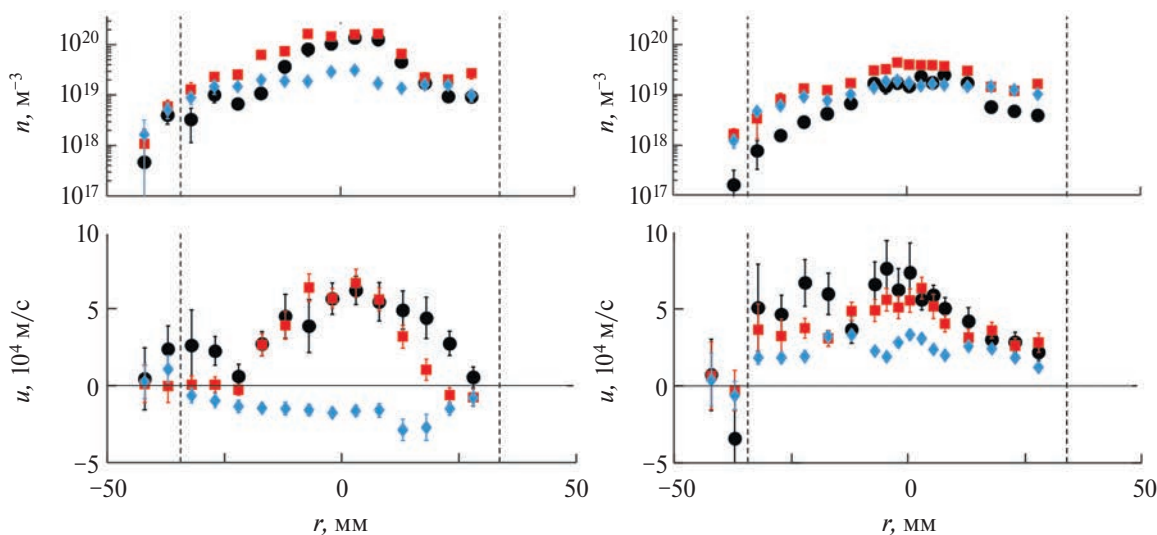


Рис. 7. Радиальные профили плотности и потоковой скорости в различные моменты времени. Левая колонка соответствует измерениям на $z = -1.37$ м, правая — на $z = +1.37$ м. Вертикальные линии на $r = \pm 34$ мм соответствуют последней магнитной поверхности, проходящей через апертуру лимитеров. Цвет и форма точек — как на рис. 4.

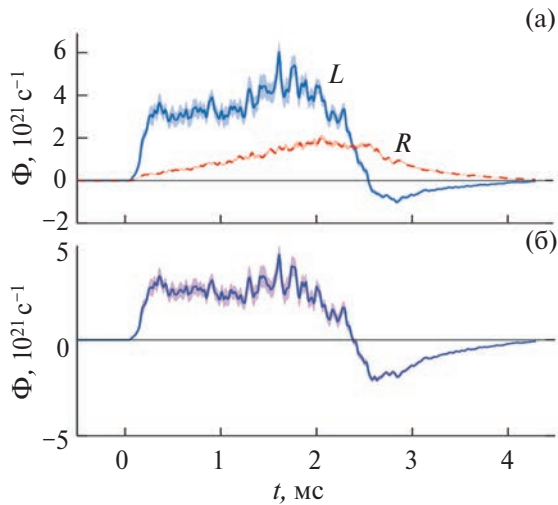


Рис. 8. Вверху: динамика полных продольных потоков частиц на $z = -1.37$ м (L) и $z = +1.37$ м (R). Внизу: разность потоков L и R , соответствующая потоку частиц, захваченному в центральную ловушку.

ведены данные о полном количестве частиц в ловушке, полученные по измерениям пространственного распределения коэффициента ослабления нагревного нейтрального пучка плазмой. Эти данные получены при вписывании модельной гауссовской функции в данные по радиальной зависимости коэффициента ослабления нейтрального пучка, ограниченной радиусом последней магнитной поверхности, проходящей через лимитеры и интегрировании по длине ловушки. Видно, что пучковая диагностика регистрирует в ловушке примерно половину частиц от того количества, которое можно было бы ожидать по данным зондовых измерений. Это различие вызвано, скорее всего, поперечными потерями частиц.

Как видно из рис. 9, максимум плотности в ловушке наступает еще во время работы плазменной пушки в $t \approx 2.2$ мс. В этом интервале времени поперечный поток частиц из области удержания в залимитерную область приблизительно равен потоку захваченных частиц стартовой плазмы (нижняя часть рис. 8), $\Phi_{\perp} \approx 2.5 \times 10^{21} \text{ c}^{-1}$. Разделив полное количество частиц в ловушке на эту цифру, можно получить время жизни частиц в ловушке относительно канала поперечных потерь: $\tau_{\perp} = N / \Phi_{\perp} \approx 1.2$ мс. Время продольного удержания частиц можно оценить с учетом двух пробок как $\tau_{\parallel} = N / 2\Phi_R \approx 0.8$ мс, где Φ_R — поток в сторону выходного плазмоприемника.

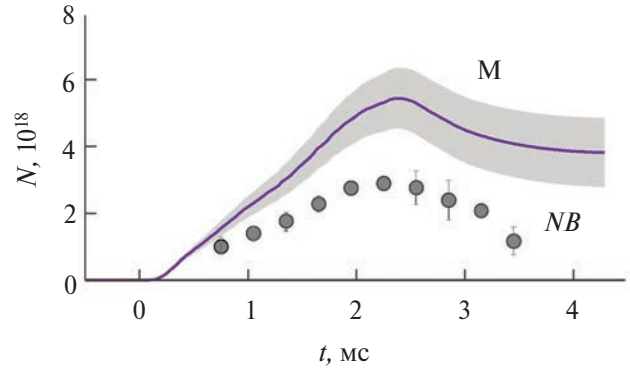


Рис. 9. Сравнение динамики полного количества частиц в центральной ловушке, вычисленного по данным рис. 8 (M) и измеренного независимо по ослаблению нагревных нейтральных пучков плазмой (NB).

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной целью данной работы являлась подготовка и тестирование диагностики потоков плазмы в различных точках установки ГОЛ-NB. Диагностика состоит из подвижного зонда Маха и гальванически-изолированной системы питания и сбора данных. Данная диагностика использовалась для измерения динамики локального числа Маха в плазменном потоке в диапазоне плотностей $10^{17} - 3 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. При проведении совместных измерений с ленгмюровскими зондами, дающими информацию о локальной плотности и электронной температуре, становится возможным вычисление полных потоков частиц вдоль магнитного поля. В экспериментах подтверждена ожидавшаяся динамика накопления и распада плазмы в центральной ловушке, включая инверсию направления течения плазмы во входной секции сильного поля при прекращении работы плазменной пушки. Во время работы плазменной пушки скорость течения плазмы в обеих секциях сильного поля близка к ионно-звуковой.

Измерения проводились при соленоидальном включении секций сильного поля. В этом режиме установка представляет собой газодинамическую ловушку с двумя магнитными пробками, длина которых превышает длину свободного пробега частиц плазмы. Обычной оценкой для времени удержания частиц в газодинамической ловушке со столкновительной плазмой и короткими магнитными пробками является: $\tau_{gdt} = R\xi L / 2C_s$, где C_s — ионно-звуковая скорость, $\xi = 0.48$ — геометрический коэффициент, учитывающий отличие формы реальной магнитной поверхности от цилиндра (фактически ξL является эффек-

тивной длиной ловушки), коэффициент $1/2$ учитывает потери частиц через две магнитные пробки. Для параметров плазмы, существовавших в обсуждаемых экспериментах, $\tau_{gdt} \approx 0.3$ мс, что меньше, чем оценка времени продольного удержания по зондовым измерениям. При этом, согласно этим же измерениям, поток плазмы в наиболее плотной приосевой области действительно движется в секциях сильного поля с околосвуковой скоростью, как это и предполагалось при выводе оценки для τ_{gdt} .

Существует несколько причин, которые могут привести к расхождению между величинами τ_{gdt} и $\tau_{\parallel}$. Первой из них является наличие в плазме легкой примеси (углерод, азот, кислород). Такие ионы с неполной ионизацией понизят ионно-звуковую скорость, и оценка τ_{gdt} приблизится к измеренной величине $\tau_{\parallel}$. Для устранения расхождения между величинами τ_{gdt} и $\tau_{\parallel}$ достаточна концентрация лёгких примесей масштаба 5% плотности ионов. Наличие в плазме ГОЛ-NB некоторого количества легких примесей известно из спектроскопических наблюдений (см., напр., рис. 3 из [42]), однако точные измерения динамики пространственного распределения концентраций ионов примесей в настоящее время отсутствуют.

Вклад в формально вычисленную величину $\tau_{\parallel}$ могут вносить также дополнительные источники вещества в центральной ловушке. Одним из них являются нагревные нейтральные пучки с потоком ускоренных атомов водорода $\Phi_{NBI} \approx 2.5 \times 10^{20} \text{ с}^{-1}$. Несмотря на то, что основным механизмом захвата быстрых нейтралов является резонансная перезарядка, которая не влияет на концентрацию ионов, парные столкновения частиц пучка с электронами и ионами плазмы приводят к ударной ионизации. Используя сечения ионизации электронным ударом из [43] и протонным ударом из [44], можно оценить источник быстрых ионов как $\Phi_{fi} \approx 1.5 \times 10^{19} \text{ с}^{-1}$, т. е. как несущественный.

Более сильный вклад в баланс вещества в ловушке вносит ионизация остаточного водорода плазмой. По спектру быстрых нейтралов перезарядки можно оценить концентрацию атомарного водорода в плазме как $n_a / \langle n_e \rangle \approx 1/15$ (см. рис. 4 из [42]), здесь $\langle n_e \rangle$ — концентрация электронов, усредненная по ларморовской орбите быстрого иона. Ларморовский радиус иона в точке инжекции составляет $r_L = 6.3$ см, что в $t = 2$ мс

превышает радиус основной части потока плазмы, приходящего от пушки (см. рис. 4, при $R = 15$ диаметр плазмы в центральной ловушке больше в ≈ 4 раза). Поэтому заметную часть своей траектории типичный захваченный быстрый ион проводит в редкой периферийной части плазмы и $\langle n_e \rangle \approx (0.2 - 0.3)n_e(0) \approx (1 - 2) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Скорость ионизации для указанных параметров плазмы составляет $\langle \sigma v \rangle \approx 1.3 \times 10^{-14} \text{ м}^{-2}/\text{с}$ [45], плазма является практически непрозрачной для холодных нейтралов. Тогда поток холодного газа в плазму можно грубо оценить как $\Phi_a \approx n_a v_{Ta} S \approx (0.5 - 1) \times 10^{21} \text{ с}^{-1}$, где v_{Ta} — тепловая скорость остаточного водорода, S — площадь боковой поверхности плазмы. Приведенная цифра включает атомы водорода, образовавшиеся из ионов мишенной плазмы при перезарядном захвате быстрых нейтралов нагревных пучков. Эта величина является достаточно значимой; учет дополнительной ионизации остаточного газа сокращает разницу между измеренным и ожидаемым временем продольного удержания частиц в ловушке.

Поперечный перенос в центральной ловушке является существенным. Оценка поперечного потока частиц в конце предыдущего раздела приведена для $t = 2.2$ мс в предположении о том, что дополнительные источники частиц в центральной ловушке отсутствуют. Поперечный поток частиц можно формально оценить через эффективный коэффициент диффузии как

$$\Phi_{\perp} \approx -D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} S \approx -D_{\perp} \frac{n(r_c)}{a - r_c} S = -D_{\perp} n(r_c) \frac{a}{a - r_c} 2\pi L,$$

где $S \approx 2\pi aL$ — площадь боковой поверхности плазмы, a — радиус плазмы, r_c — радиус стабилизированного центра плазмы, L — длина ловушки. Используя эту грубую оценку и величину плотности из измерений ленгмюровским зондом, получаем $D_{\perp} \approx 1.6 \text{ м}^2/\text{с}$. Для этих же параметров плазмы коэффициент диффузии Бома равен $D_B = cT / 16eB \approx 2.3 \text{ м}^2/\text{с}$. Отметим, что учет дополнительных источников частиц, которые обсуждались выше применительно к продольному удержанию, приведет к увеличению поперечного потока частиц и к соответственному увеличению эффективного коэффициента поперечной диффузии.

Большой ларморовский радиус быстрых ионов является фактором, который дает некоторый вклад в увеличение радиального транспорта

частиц. В данных экспериментах захваченные частицы пучка не успевали термализоваться на столкновениях с электронами, а терялись в результате процесса перезарядки на фоновом газе [42]. Цепочка процессов выглядит следующим образом. Ускоренные атомы нагревного пучка ионизируются и захватываются в плазму в основном в приосевой области, где высока плотность мишенной плазмы. Далее быстрые ионы начинают тормозиться, в случайной точке своей орбиты захватывают электрон у атома фонового газа и вылетают из ловушки. В точке перезарядки остается холодный ион. Результат выглядит как смещение холодного иона на расстояние масштаба ларморовского радиуса быстрого иона, то есть на величину, соизмеримую с размером плазмы.

В целом, разработанная методика измерений потока плазмы, использующая зонды Маха и Ленгмюра, показала свою работоспособность. Эта диагностика будет далее применяться в экспериментах с многопробочной конфигурацией магнитного поля в ГОЛ-NB.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа финансировалась Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что не имеют конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будкер Г.И., Мирнов В.В., Рютлов Д.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14, С. 320.
2. Logan B.G., Lichtenberg A.J., Lieberman M.A., Makhijani A. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28, P. 144. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.28.144>
3. Mirnov V.V., Ryutov D.D. // Nucl. Fusion. 1972. V. 12. P. 627. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/12/6/001> [with corrigenda Mirnov V. V., Ryutov D. D. // Nucl. Fusion. 1973. V. 13. P. 314. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/13/2/029>]
4. Mirnov V. V., Lichtenberg A. J. Multiple-mirror plasma confinement // Reviews of Plasma Physics, Vol. 19 / B.V. Kadomtsev (Editor), New York, 1996, P. 53.
5. Бурдаков А.В., Поступаев В.В. // УФН. 2018. Т. 188. С. 651. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.03.038342>
6. Bagryansky P.A., Beklemishev A.D., Postupaev V.V. // J. Fusion Energy. 2019. V. 38. P. 162. <https://doi.org/10.1007/s10894-018-0174-1>
7. Амиров В.Х., Астрелин В.Т., Багрянский П.А., Беклемишев А.Д., Бурдаков А.В., Горбовский А.И., Котельников И.А., Магомедов Э.М., Полосаткин С.В., Поступаев В.В., Приходько В.В., Савкин В.Я., Сквородин Д.И., Солдаткина Е.И., Соломахин А.Л., Сорокин А.В., Судников А.В., Христо М.С., Черноштанов И.С., Шиянков С.В., Щербаков В.И., Яковлев Д.В. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 831. <https://doi.org/10.31857/S0367292123600322>
8. Postupaev V.V., Burdakov A.V., Ivanov A.A. // Fusion Sci. Technol. 2015. V. 68. P. 92. <https://doi.org/10.13182/FST14-846>
9. Postupaev V.V., Batkin V.I., Beklemishev A.D., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Chernoshtanov I.S., Gorbovsky A.I., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N., Yurov D.V. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 036012. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/57/3/036012>
10. Иванов И.А., Баткин В.И., Бурдаков А.В., Кукулин К.Н., Меклер К.И., Поступаев В.В., Ровенских А.Ф., Сидоров Е.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 856. <https://doi.org/10.31857/S0367292121090031>
11. Postupaev V.V., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 025008. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab53c2>
12. Ivanov I.A., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Kuklin K.N., Mekler K.I., Polosatkin S.V., Postupaev V.V., Sidorov E.N., Rovenskikh A.F. // AIP Advances. 2017. V. 7. P. 125121. <https://doi.org/10.1063/1.5009528>
13. Batkin V.I., Bambutsa E.E., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Gafarov M.R., and Voskoboinikov R.V. // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1771. P. 030010. <https://doi.org/10.1063/1.4964166>
14. Иванов И.А., Полозова П.А., Баткин В.И., Кукулин К.Н., Куркучев В.В., Мельников Н.А., Полосаткин С.В., Поступаев В.В., Ровенских А.Ф., Сидоров Е.Н., Сквородин Д.И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 1059. <https://doi.org/10.31857/S0367292123601030>
15. Beklemishev A.D., Bagryansky P.A., Chaschin M.S., and Soldatkina E.I. // Fusion Sci. Technol. 2010. V. 57. P. 351. <https://doi.org/10.13182/FST10-A9497>
16. Sidorov E.N., Batkin V.I., Burdakov A.V., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Nikishin A.V., Postupaev V.V., and Rovenskikh A.F. // J. Instrum. 2021. V. 16. P. T11006. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/11/T11006>

17. Никишин А.В., Иванов И.А., Баткин В.И., Бурдаков А.В., Куклин К.Н., Меклер К.И., Поступаев В.В., Ровенских А.Ф. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 212. <https://doi.org/10.31857/S036729212203012X>
18. Postupaev V.V., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Lykova Yu.A., Melnikov, N.A., Mekler K.I., Nikishin A.V., Polosatkin S.V., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N., Skovorodin D.I. // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 086003. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac69fa>
19. Hudis M., Lidsky L.M. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. P. 5011. <https://doi.org/10.1063/1.1658578>
20. Harbour P.J., Proudfoot G. // J. Nucl. Mater. 1984. V. 121. P. 222-228. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(84\)90127-2](https://doi.org/10.1016/0022-3115(84)90127-2)
21. Vershkov V.A., Grashin S.A., Chankin A.V. // J. Nucl. Mater. 1987. V. 145. P. 611. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(87\)90409-0](https://doi.org/10.1016/0022-3115(87)90409-0)
22. LaBombard B., Conn R.W., Hirooka Y., Lehmer R., Leung W.K., Nygren R.E., Ra Y., Tynan G., Chung K.S. // J. Nucl. Mater. 1989. V. 162. P. 314. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(89\)90288-2](https://doi.org/10.1016/0022-3115(89)90288-2)
23. Matthews G.F. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1994. V. 36. P. 1595. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/36/10/002>
24. Peterson B.J., Talmadge J.N., Anderson D.T., Anderson F.S.B., Shohet J.L. // Rev. Sci. Instrum. 1994. V. 65. P. 2599. <https://doi.org/10.1063/1.1144658>
25. Oksuz L., Hershkowitz N. // Plasma Sources Sci. Technol. 2004. V. 13. P. 263. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/13/2/010>
26. Соломатин Р.Ю., Грашин С.А. // ВАНТ. Серия: Термоядерный синтез. 2017. Т. 40. №. 2. С. 55. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2017-40-2-55-60>
27. Васина Я.А., Щербак А.Н., Гаспарян Ю.М., Мионов С.В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 564. <https://doi.org/10.1134/S0367292118070065>
28. Гориунов Н.М., Потанин Е.П. // ПТЭ. 2018. № 4. С. 75. <https://doi.org/10.1134/S0032816218040067>
29. Ойлер А.П., Лизякин Г.Д., Гавриков А.В., Смирнов В.П. // ЖТФ. 2022. Т. 92. С. 1529. <https://doi.org/10.21883/JTF.2022.10.53245.139-22>
30. MacLachy C.S., Boucher C., Poirier D.A., Gunn J. // Rev. Sci. Instrum. 1992. V. 63. P. 3923. <https://doi.org/10.1063/1.1143239>
31. Chung K.-S. // Nucl. Fusion. 1994. V. 34. P. 1213. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/34/9/I03>
32. Gunn J.P., Boucher C., Devynck P., Ćuran I., Dyablin K., Horaček J., Hron M., Stöckel J., Van Oost G., Van Goubergen H., Žáček F. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 1995. <https://doi.org/10.1063/1.1344560>
33. Choi Y.-S., Woo H.-J., Chung K.-S., Lee M.-J., Zimmerman D., McWilliams R. // Jap. J. Appl. Phys. 2006. V. 45. P. 5945. <https://doi.org/10.1143/JJAP.45.5945>
34. Gosselin J.J., Thakur S.C., Sears S.H., McKee J.S., Scime E.E., Tynan G.R. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 073519. <https://doi.org/10.1063/1.4954820>
35. Бахарев Н.Н., Балаченков И.М., Варфоломеев В.И., Воронин А.В., Гусев В.К., Дьяченко В.В., Ильясова М.В., Киселев Е.О., Коновалов А.Н., Курские Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Скрекель О.М., Тельнова А.Ю., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А., Хилькевич Е.М., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Чугунов И.Н., Шевелев А.Е., Шеголев П.Б. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 579. <https://doi.org/10.31857/S036729212007001X>
36. Stangeby P.C. // Phys. Fluids. 1984. V. 27. P. 682. <https://doi.org/10.1063/1.864677>
37. Hutchinson I.H. // Phys. Fluids. 1987. V. 30. P. 3777. <https://doi.org/10.1063/1.866415>
38. Hutchinson I.H. // Phys. Rev. A. 1988. V. 37. P. 4358. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.37.4358>
39. Chung K.-S., Hutchinson I.H. // Phys. Rev. A. 1988. V. 38. P. 4721. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.38.4721>
40. Chung K.-S., Bengtson R.D. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. P. 2928. <https://doi.org/10.1063/1.872424>
41. Поступаев В.В., Баткин В.И., Иванов И.А., Куклин К.Н., Мельников Н.А., Меклер К.И., Ровенских А.Ф., Сидоров Е.Н. // Физика плазмы. 2024. Т. 50. С. 166. <https://doi.org/10.31857/S0367292124020021>
42. Поступаев В.В., Баткин В.И., Бурдаков А.В., Бурмасов В.С., Иванов И.А., Куклин К.Н., Лыкова Ю.А., Меклер К.И., Мельников Н.А., Никишин А.В., Полосаткин С.В., Ровенских А.Ф., Сидоров Е.Н., Скляров В.Ф., Сквородин Д.И. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 1005. <https://doi.org/10.31857/S0367292122600340>
43. Kim Y.-K., Irikura K.K., Rudd M.E., Ali M.A., Stone P.M., Chang J., Coursey J.S., Dragoset R.A., Kishore A.R., Olsen K.J., Sansonetti A.M., Wiersma G.G., Zucker D.S., Zucker M.A. Electron-Impact Cross Sections for Ionization and Excitation Database. NIST Standard Reference Database 107. NIST, 2004. <https://doi.org/10.18434/T4KK5C>
44. Hill C., Dipti, Heinola K., Dubois A., Sisourat N., Taoutiou A., Agueny H., Tőkés K., Ziaei I., Illescas C., Jorge A., Méndez L., Kadyrov A.S., Antonio N.W., Kotian A.M., Kirchner T., Leung A.C.K., Ko J., Lee J.K., Marchuk O., O'Mullane M.G., Litherland-Smith E., Pokol G.I., Asztalos O., Balazs P., Wu Y., Jia C.C.,

- Liu L., Wang J.G. // Nucl. Fusion. 2023. V. 63. P. 125001.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/acf5da>
45. Janev R.K., Post D.E., Langer W.D., Evans K., Heifetz D.B., Weisheit J.C. // J. Nucl. Mater. 1984. V. 121. P. 10.
[https://doi.org/10.1016/0022-3115\(84\)90096-5](https://doi.org/10.1016/0022-3115(84)90096-5)

STUDIES OF PLASMA FLOW SPATIAL ASYMMETRY USING MACH PROBE IN GOL-NB DEVICE

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

*^aBudker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences,
Novosibirsk, 630090 Russia*

**e-mail: E.N.Sidorov@inp.nsk.su*

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

The results of preliminary experiments on measuring the spatial asymmetry of plasma flows in the GOL-NB device using movable Mach probe are presented and the diagnostics used is described. In the experiments, the high-field sections were mounted in the configuration with solenoidal magnetic field. The dynamics of plasma flows was recorded which was expected in the trap: the plasma flowed from the plasma gun along the magnetic field, accumulated in the GOL-NB central trap, and then after the plasma gun was switched off, flowed out from the central trap in two directions. At time of transition from the stage of plasma accumulation to the stage of its decay, the direction of plasma flow in the input high-field section was inverted. The balance of particles in the central trap is discussed. Experiments have shown that this technique can be used for studying the effects of improving plasma confinement after switching to the multiple-mirror configuration of high-field sections, in which, according to theory, under optimal conditions, a flow of backscattered particles should arise, which will return them from the multiple-mirror sections to the confinement zone.

Keywords: plasma, open trap, GOL-NB, Mach probe

УДК: 533.951.22

РАЗВИТИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В ТОНКИХ АЛЮМИНИЕВЫХ ФОЛЬГАХ, ВЗРЫВАЕМЫХ НА ГЕНЕРАТОРЕ С ТОКОМ ДО 10 КА

© 2024 г. С. А. Пикуз^а, И. Н. Тиликин^а, В. М. Романова^{а,*}, А. Р. Мингалеев^а,
Т. А. Шелковенко^а

^аФизический институт им. П.Н. Лебедева РАН Москва, Россия

*e-mail: vmr@inbox.ru

Поступила в редакцию 14.05.2024 г.

После доработки 30.05.2024 г.

Принята к публикации 01.06.2024 г.

Приведены результаты исследования неустойчивостей во взорванных плоских алюминиевых фольгах толщиной 4 мкм на генераторе ГВП с током короткого замыкания 10 кА и временем нарастания 350 нс. Динамика разрушения фольги при взрыве изучалась с помощью лазерного зондирования. В ходе экспериментов установлено, что при наличии собственной двумерной структуры фольги скорость развития неустойчивостей и их характер зависят от ориентации фольги относительно направления протекания тока. Выявлены условия, при которых происходит замедление развития неустойчивостей при взрыве фольг с двумерной собственной структурой.

Ключевые слова: электрический взрыв проводников, рентгенография, структура фольги, неустойчивости

DOI: 10.31857/S0367292124070041, **EDN:** OJNWWX

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие работы по инерциальному управляемому термоядерному синтезу (УТС) на основе Z -пинчей развиваются в направлении использования газонаполненных цилиндрических лайнеров в качестве нагрузки сильноточных генераторов. В частности, в лаборатории Sandia на генераторе ZR (ток — до 27 МА, время нарастания — 100–200 нс) ведутся эксперименты по сжатию цилиндрических лайнеров из алюминия или бериллия, помещенных во внешнее магнитное поле и заполненных газом, нагреваемым излучением мощного лазера (программа MAGLIF [1–4]). Полномасштабные эксперименты на генераторе Z очень сложны и дорогостоящи, поэтому некоторые исследования проводились на генераторах меньшей мощности, например, на генераторах с токами порядка 1 МА — таких как COBRA [5], ZEBRA [6], MAIZE [7], генераторе МИГ с током 2 МА [8], генераторе Ангара-5 с током 3–5 МА [9]. Одним из направлений таких исследований является изучение процессов при взрыве фольги, из

которой изготавливается лайнер. Например, одним из важнейших факторов, влияющих на процесс сжатия лайнера и на достижение в образующемся пинче требуемых для УТС параметров, является образование в нем неустойчивостей. Подобные исследования возможны также при взрыве плоских проводников при правильном выборе их размеров и сохранении удельных значений параметров разряда; при этом могут быть использованы и генераторы со сравнительно невысокими параметрами [9–14], как в настоящей работе.

Плоские фольги использовались также с большим или меньшим успехом в качестве быстрых размыкателей тока при создании мощных генераторов высоковольтных импульсов [15, 16], для генерации ударных волн [17], для создания детонаторов, а также в других устройствах [18]. Следует упомянуть исследования поведения фольг под воздействием мощного ВУФ-излучения, когда они разрушаются при вложении достаточного количества энергии [19, 20].

Во всех этих работах полагалось, что фольга является однородной по объему. Однако в недавних экспериментах при использовании высоко-разрешающей проекционной рентгенографии [22, 23] было обнаружено, что взрываема фольга имеет, как правило, собственную структуру. Форма и размеры неоднородностей зависят как от свойств материала фольги, так и от технологии ее изготовления. В некоторых случаях распределение неоднородностей имеет анизотропный характер. Например, в работах [12, 13] было показано, что от ориентации собственной структуры фольги относительно направления тока зависит энерговклад в образец, и, соответственно, структура и время его разрушения. В этих и в данной работе выходные параметры генераторов отличаются на порядки, при этом полученные экспериментальные данные аналогичны.

В упомянутых выше работах [12, 13] структура фольги была исследована лишь фрагментарно, поскольку получение изображений с использованием излучения горячей точки X-пинча [23] на имеющейся экспериментальной установке было возможно лишь в ограниченном диапазоне времени $t = 0\text{--}800$ нс от начала импульса тока. Расширение этого диапазона потребовало бы кардинальной и поэтому очень затратной модификации системы синхронизации генератора X-пинча с генератором взрыва фольги. Кроме того, эксперименты показали, что структуры с характерным размером больше 20–30 мкм образуются только на поздних стадиях процесса взрыва фольги. Экстремальное пространственное разрешение 3–5 мкм, достижимое с помощью рентгенографии, в этом случае не является обязательным. Поэтому в настоящей работе для исследований структуры взорванной фольги использовалось лазерное зондирование, что существенно упростило постановку эксперимента и позволило значительно расширить диапазон времени, доступный для измерений. Полученное при этом пространственное разрешение около 25 мкм при длительности зондирующего импульса 7 нс оказалось вполне достаточным для получения надежных экспериментальных результатов.

В данной работе приведены экспериментальные данные по исследованию взрыва алюминиевых фольг толщиной 4 мкм, имеющих двумерную собственную структуру [13]. Изучалось развитие во времени неустойчивостей, возникающих во взорванной фольге при ее различной

ориентации относительно тока. Ориентация собственной структуры на образцах определялась по рентгенограмме не взорванной фольги и контролировалась в оптический микроскоп.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ДИАГНОСТИКА

Эксперименты в настоящей работе проводились на установке ГВП [13], представляющей собой малоиндуктивный высоковольтный конденсатор (0.1 мкФ, 10 нГ, 35 кВ), заряжаемый до 18–20 кВ и коммутируемый газовым управляемым разрядником на нагрузку в виде полоски алюминиевой фольги толщиной 4 мкм, шириной 0.8–2.2 мм и длиной 10 мм, расположенной в вакуумной камере, откачиваемой до давления 0.1 мТорр (рис. 1а). Максимум тока короткого замыкания цепи при зарядном напряжении конденсатора 20 кВ равнялся 10 кА, при времени нарастания 350 нс. Осциллограммы тока и напряжения при взрыве фольги показаны на рис. 1б. При вычислении вложенной в фольгу энергии необходимо учитывать индуктивную составляющую в измеряемом напряжении, для чего определялась производная тока с помощью петли, расположенной около разрядного промежутка.

В экспериментах, выполненных ранее с использованием проекционной рентгенографии [13], было обнаружено, что исследуемая фольга толщиной 4 мкм имеет собственную структуру, не видимую на оптических изображениях. Впервые она была замечена на рентгенограммах не взорванной фольги, зарегистрированных с большим увеличением и высоким пространственным разрешением. На рис. 2а приведена рентгенограмма фольги до взрыва, полученная на установке БИН, где видна ее двумерная структура. Характерные размеры первоначальной структуры фольги приведены на рис. 2б. Изображения регистрировались на запоминающих пластинах FUJI BAS-TR и затем считывались сканером Durr-HD-CR 35 NDT. На результирующих цифровых изображениях в данном случае более светлые участки соответствуют большей интенсивности зарегистрированного излучения, то есть меньшему ослаблению излучения в веществе фольги. На рисунках видно, что структура фольги имеет квазипериодический характер в виде штрихов, причем периоды в ортогональных направлениях различны.

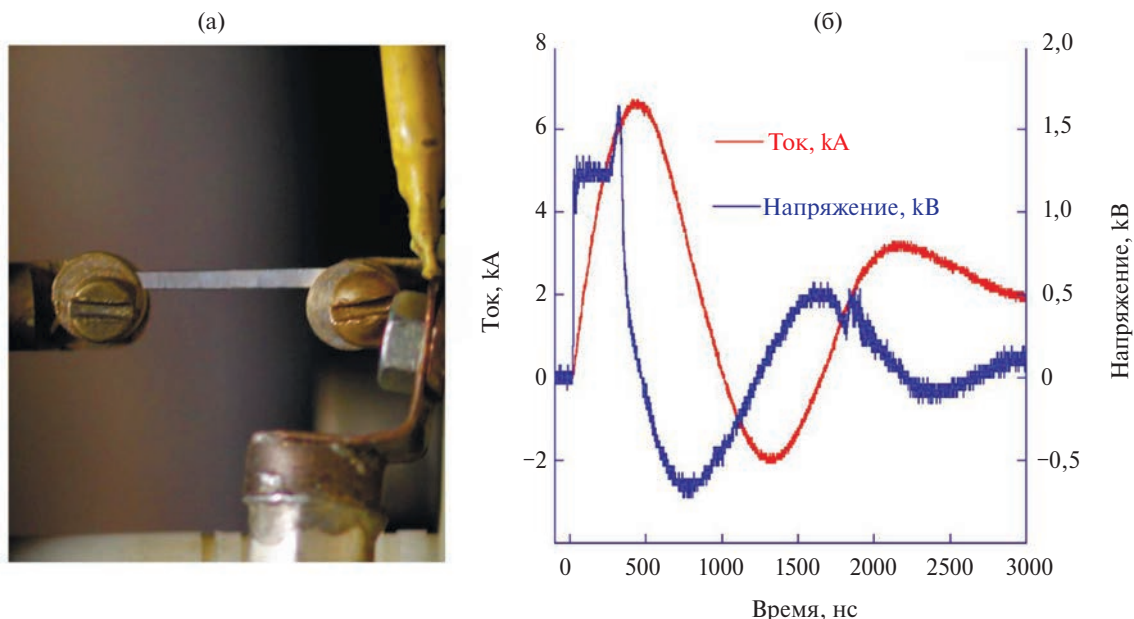


Рис. 1. а) Фотография диодного промежутка установки ГВП, катод — слева, анод — справа, зазор промежутка — 10 мм; б) осциллограммы тока и напряжения при взрыве алюминиевой фольги толщиной 4 мкм и шириной 1 мм.

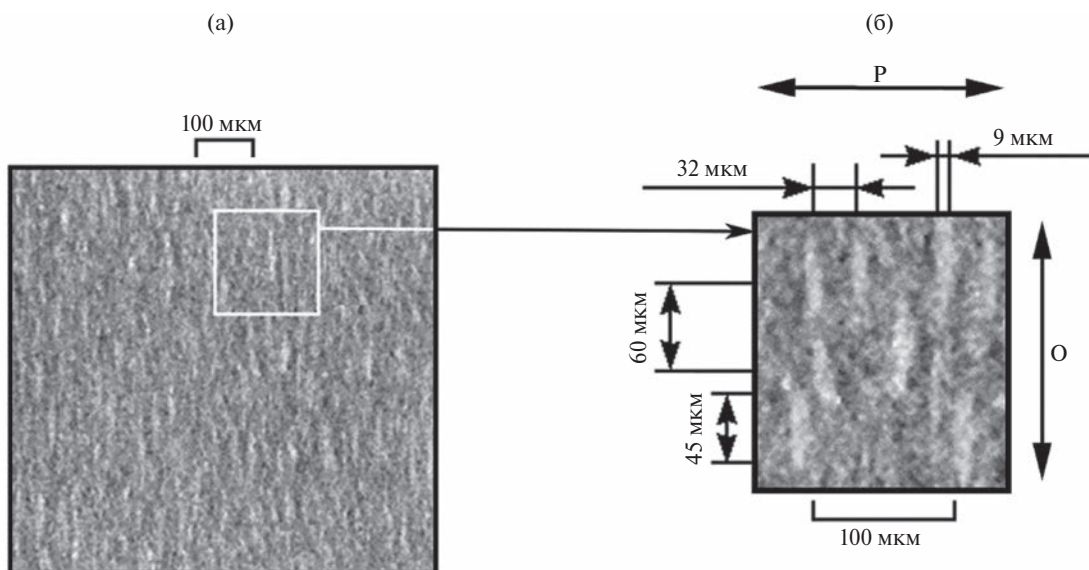


Рис. 2. а) Рентгенограмма не взорванной алюминиевой фольги, используемой в экспериментах, полученная на установке БИН в излучении гибридного X-пинча с Мо-проволочкой диаметром 30 мкм через фильтр из титановой фольги толщиной 12.5 мкм с увеличением в 7.8 раз; б) участок фольги, представленный в большем масштабе. Буквами **Р** и **О** обозначена ориентация структуры, **О** — направление вдоль длинной стороны первоначальной структуры, **Р** — направление вдоль короткой стороны. Более светлые участки изображения соответствуют меньшему поглощению рентгеновского излучения.

Имеется в виду локальная периодичность, то есть среднее расстояние между штрихами в пределах небольшого элемента фольги. Наблюдаемость структуры на рентгенограммах обусловлена, по-видимому, небольшими вариациями плотности вещества фольги, возникающими при ее изготовлении, а также наличием определенной

кристаллической структуры исходного материала. Выяснение причин возникновения этой структуры представляет собой отдельную материаловедческую задачу, что не являлось предметом настоящей работы.

Для обозначения ориентации структуры, т. е. направления, в котором рассматривается и изме-

руется периодичность, мы сохранили символы, введенные ранее в работе [13]: **О** — направление вдоль длинной стороны (больший период неоднородности) и **Р** — вдоль короткой стороны первоначальной структуры (меньший период неоднородности) (рис. 2б). Во взорванной фольге была зарегистрирована четкая зависимость образующейся структуры от первоначальной ориентации собственной структуры относительно направления тока, поскольку, как уже упоминалось выше, темп вложения энергии в фольгу в разряде зависит от взаимной ориентации направления тока и первоначальных неоднородностей материала фольги. Далее мы будем называть **О**-ориентацией такое расположение фольги, когда ток протекает в **О**-направлении, и **Р**-ориентацией, когда ток протекает в **Р**-направлении. В работе [13] было показано, что различие в структуре во взорванных фольгах при **О**- и **Р**-ориентации фольги относительно тока сохраняется примерно до 800 нс, когда еще была возможность получать рентгенограммы. Для изучения структуры фольги в более позднее время в данной работе используется лазерное зондирование. На рис. 3 приведены зависимости от времени энергии, вложенной в фольгу, при различной ориентации неоднородностей относительно направления протекания тока.

Из рисунков видно, что темп вложения энергии в фольгу вначале не зависит от ориентации фольги, но начиная с некоторого момента времени (200 нс для фольги шириной 1 мм и 260 нс

для фольги шириной 2 мм) энерговклады начинают расходиться, причем в обоих случаях вложенная энергия больше для **О**-ориентации. При этом общее время вложения энергии соответствует длительности положительной полуволны разряда (около 900 нс), а максимальное ее значение примерно одинаково для обеих ширин фольги, хотя формы кривых существенно различаются. Природа такого различия априори непонятна и требует выяснения с помощью детального анализа преобразований в фольге в ходе электрического разряда.

Оптические изображения взрыва фольги были получены путем зондирования диодного промежутка в излучении второй гармоники Nd:YAG лазера Lotis LS-2131М (7–9 нс, 200 мДж на основной частоте) на длине волны $\lambda = 532$ нм. Принципиальным отличием формирования оптических изображений от изображений с помощью рентгенографии является тот факт, что материал фольги (металл в нашем случае) как в твердом, так и в жидком состоянии непрозрачен для видимого света для толщины слоя больше 0.11 (>50 нм), то есть тогда, когда он практически прозрачен для рентгеновского излучения. Например, алюминиевая фольга толщиной 4 мкм поглощает 23% рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda = 0.27$ нм, используемого в данном случае для проекционной рентгенографии, а при толщине фольги 50 нм (граница прозрачности для видимого света) поглощается лишь 0.26%. Поэтому

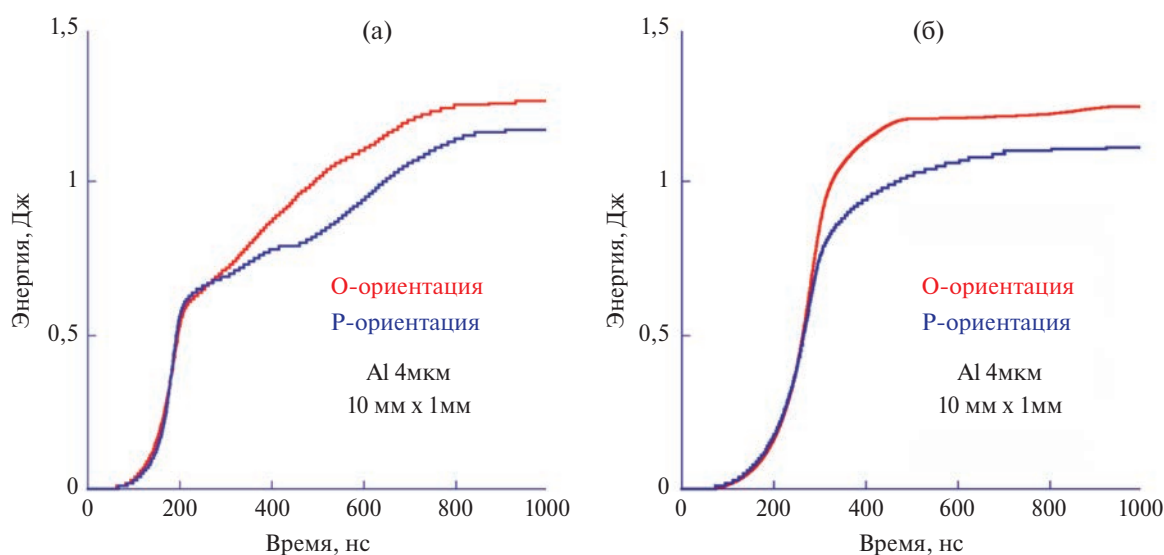


Рис. 3. Зависимость от времени энергии, вложенной в фольгу шириной 1 и 2 мм, при различной ориентации первоначальной структуры фольги относительно направления тока.

рентгеновские изображения взрыва фольг на поздних стадиях процесса будут иметь низкий контраст из-за сильного расширения вещества, и оптические изображения могут дать в этом случае гораздо больше информации.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4 показаны рентгеновские и оптические изображения взрыва алюминиевой фольги при различном ее расположении относительно направления тока, полученные в близкие моменты времени. Как было показано ранее [13], при взрыве образуются две характерные структуры, хорошо различимые на рентгенограммах: пузыри при **О**-ориентации (рис. 4а) и разрывы при **Р**-ориентации образцов (рис. 4в). Здесь следует отметить особенности формирования изображений при использовании проекционной рентгенографии в излучении Х-пинча, которая применялась в упомянутых экспериментах. Экстремально малый размер источника зондирования приводит к тому, что изображение чувствительно не только к величине поверхностной плотности из-за поглощения зондирующего излучения в исследуемом объекте (которое мало), но и к градиенту плотности из-за так называемого фазового контраста. Именно поэтому изображение пузырей кажется состоящим из каркаса плотных нитей,

так как объект исследования фактически является пеной из тонкостенных пузырей. То же самое справедливо и для изображений разрывов.

Лазерные теневые изображения взорванных фольг также показывают вполне заметное различие между пузырями (рис. 4б) и разрывами (рис. 4г) при аналогичной ориентации образцов. Однако в оптическом диапазоне видны только те структуры, в которых толщина материала по лучу наблюдения очень мала или материал отсутствует, а их характерный размер превышает величину пространственного разрешения оптической системы. Именно поэтому лазерная диагностика успешно работает, в основном, лишь на достаточно поздней стадии взрыва фольг. На начальной стадии взрыва практически весь объект остается непрозрачным, а размер неоднородностей может не достигать величины пространственного разрешения.

Во взрываемой фольге неустойчивости развиваются неравномерно как по длине образца, так и по его ширине (рис. 5), и детальное сопоставление изображений, получаемых в разное время, представляет весьма сложную задачу. Поэтому на данном этапе исследований мы ограничились лишь качественным рассмотрением процесса и не приводим абсолютных численных значений инкрементов развития неустойчивостей. Анализировались, в основном, центральные области

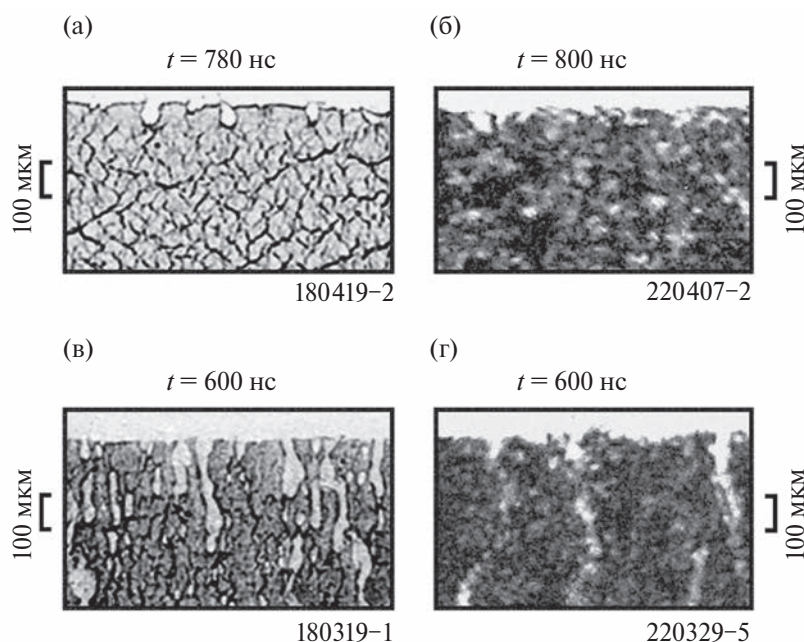


Рис. 4. Изображения фрагментов взрыва Al фольги толщиной 4 мкм при **О**-ориентации (а, б) и **Р**-ориентации (в, г), полученные с помощью рентгенографии (а, в) и лазерного зондирования (б, г).

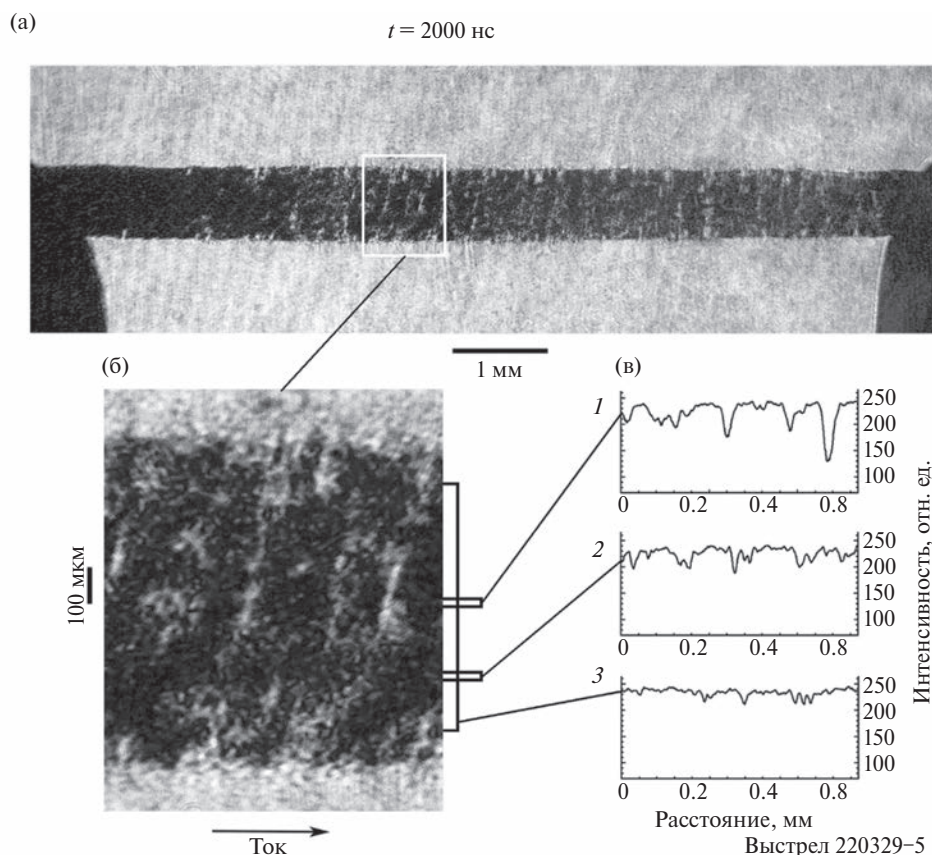


Рис. 5. Тенеграмма взорванной алюминиевой фольги (**P**-ориентация) на 2000-й нс после начала тока (а) и ее увеличенный фрагмент (б); денситограммы, сделанные в разных частях фольги в местах, где на денситограмме наблюдаются наибольшие 1 и наименьшие 2 изменения структуры, вдоль направлений, обозначенных на рисунке (в). Денситограмма 3 сделана по всей поверхности фольги, исключая края.

образцов (примерно 2/3 длины фольги), где процессы взрыва фольги достаточно хорошо воспроизводимы. На рис. 5в показана область исследования и интегральное по данной области значение почернения. Из рис. 5 следует, что в интеграл почернения по исследуемой области грубо отражает картину неустойчивости в фольге на данный момент времени. Кроме того, из рассмотрения исключались края образцов, так как в этой области нельзя гарантировать качество их изготовления. Заметим также, что в рассматриваемой полосковой геометрии вдоль краев повышена плотность тока, и резко увеличено давление поля из-за натяжения магнитных силовых линий. Это может сказаться на более быстром развитии поперечных разрывов при **P**-ориентации тока.

На рис. 6 представлены теневые изображения взорванных фольг в разные моменты времени при различной ориентации образцов относительно направления тока. На рис. 7 приведены денситограммы центральных фрагментов изображений,

показанных на рис. 6. Эти фрагменты были выбраны как наиболее характерные для области фольги, составляющей примерно 80% общей длины образца. Денситограммы захватывали область центральной части фольги (по ее ширине) размером 0.7 мм. Концы фольги, непосредственно примыкающие к электродам, не рассматривались. Денситограммы делались как по оси образца, так и с усреднением по всей его ширине, исключая края. Каждый график для удобства сопоставления кривых искусственно сдвинут на величину, кратную 1/4 полной шкалы ординат (0.1).

Анализ изображений взорванных фольг показывает, что при **O**-ориентации образца развитие неустойчивостей, проявляющихся в виде пузырей, на завершающих стадиях вложения энергии происходит достаточно медленно. При этом распределение пузырей остается равномерным, лишь период неоднородностей несколько возрастает. Так происходит до тех пор, пока не становятся существенными неустойчивости, свя-

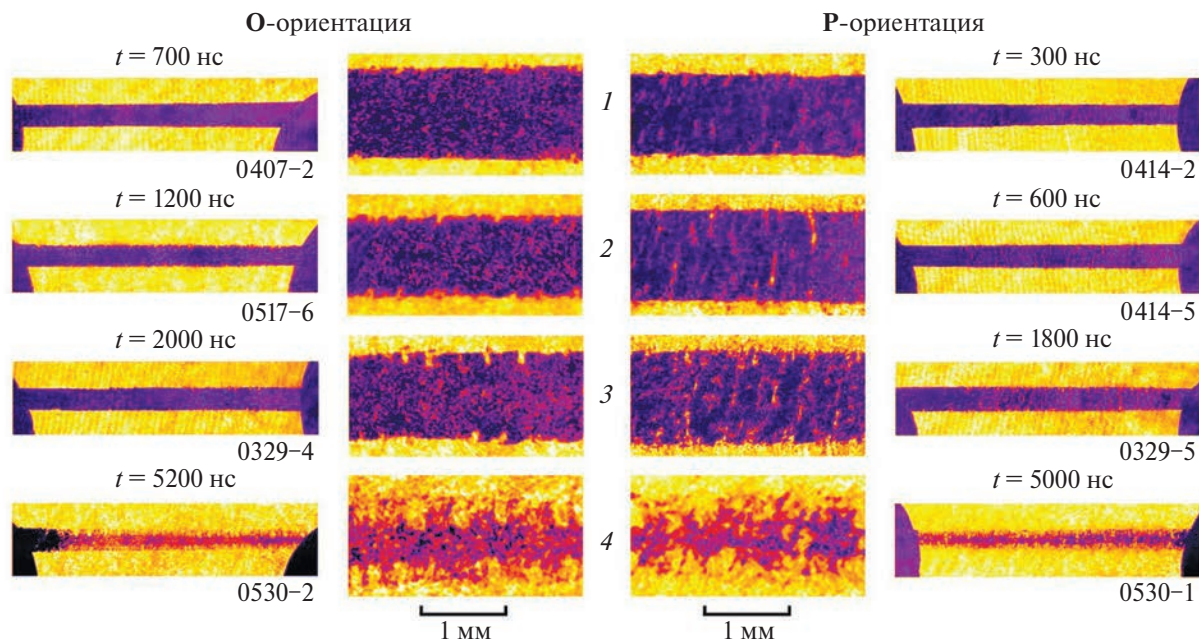


Рис. 6. Лазерные теннеграммы взорванных фольг для разных моментов времени при **О**- и **Р**-ориентации образцов относительно направления тока, а также увеличенные изображения центральных участков фольги. 1–4 – увеличенные изображения центральных участков фольги, вдоль которых были сделаны денситограммы, приведенные на рис. 7.

занные с процессами на краях образца. Но даже тогда (в наших экспериментах это 4–6 мкс от начала тока) приосевая область остается однородной. Совершенно другая картина наблюдается при **Р**-ориентации, когда еще на стадии быстрого энерговложения в образце появляются неоднородности типа разрывов, которые быстро развиваются в том числе и после окончания этой стадии (рис. 3). К 5200-й наносекунде в образце с **О**-ориентацией значительная часть фольги сохраняет оптическую толщину», тогда как при **Р**-ориентации происходит полная деструктуризация образца.

3. ВЫВОДЫ

Из данного экспериментального материала можно сделать следующие выводы.

При применении фольг для любых целей требуется первоначальное изучение их собственной структуры, поскольку она оказывает прямое воздействие процессы развития неустойчивостей во время взрыва.

Для изучения собственной структуры фольг необходимо применять высокоразрешающую проекционную рентгенографию.

В тех случаях, когда структура имеет аперидический, изотропный характер, ее ориентация

относительно направления тока не является принципиальной [23].

При выраженной анизотропии фольги и квазипериодическом характере ее неоднородностей их ориентация относительно тока приводит к различной скорости развития неустойчивостей. При расположении собственной структуры фольги параллельно току (**О**-ориентация), несмотря на большую величину введенной энергии, развитие неустойчивостей происходит значительно медленнее, чем в случае, когда структура ориентирована перпендикулярно току (**Р**-ориентация). К тому же пузыри, образующиеся в первом случае, имеют в несколько раз меньшие размеры, чем разрывы во втором.

Понимание влияния структуры фольги на ее поведение в процессе взрыва требует проведения дальнейших экспериментов. Необходимо сопоставление различных типов неоднородностей и определение порогов их влияния, в частности исследование взрыва фольг с минимально возможными неоднородностями.

Нанесение искусственной структуры на фольгу должно, очевидно, также влиять на развитие неустойчивостей при взрыве. Первые эксперименты, проведенные с фольгами со структурой, нанесенной методом лазерной гравировки [24, 25], подтверждают данное предположение.

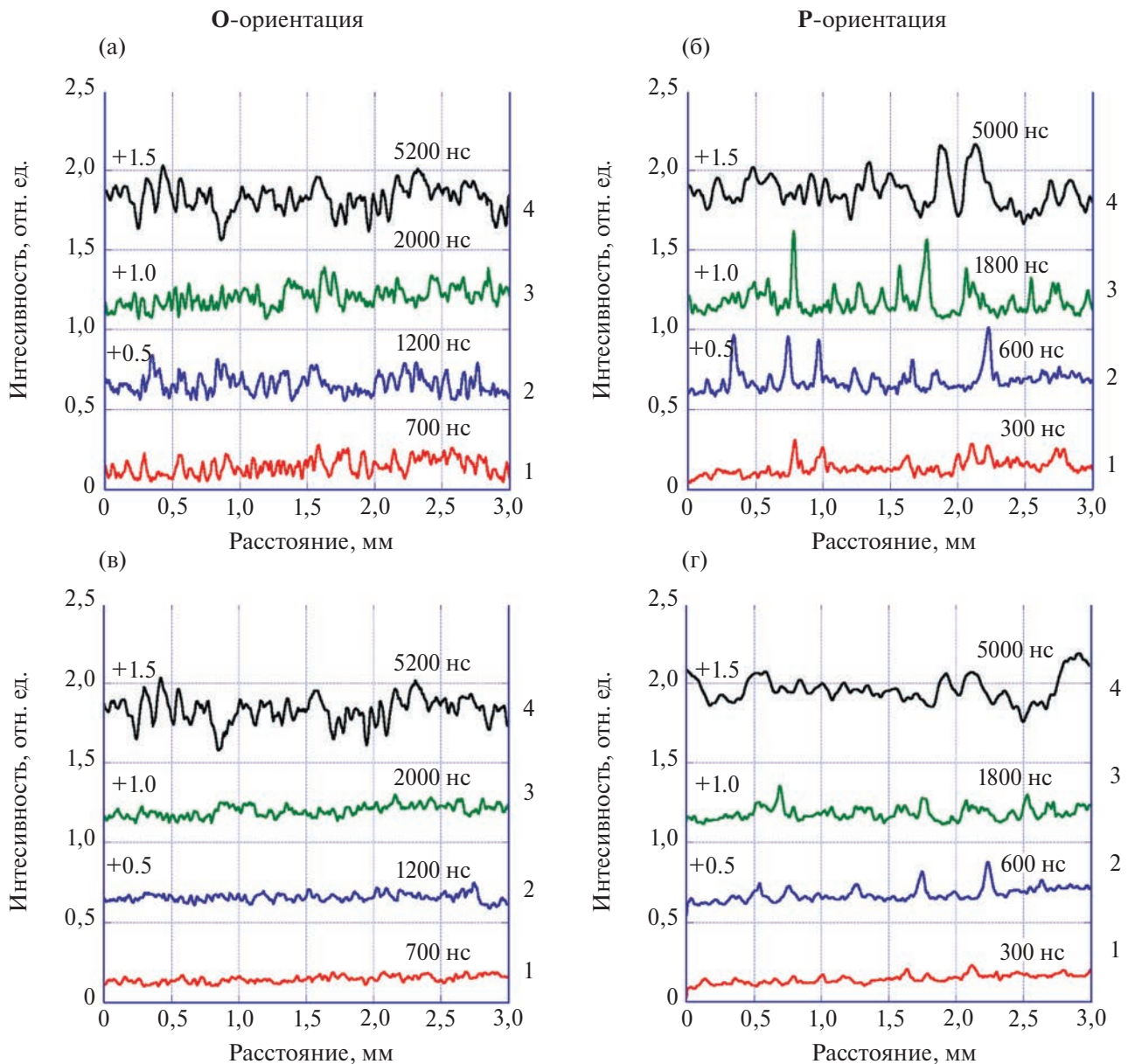


Рис. 7. Денситограммы фрагментов изображений взрывающей фольги, представленных на рис. 6; (а, б) — в центральной (осевой) области шириной 0.7 мм, (в, г) — усредненные по всей ширине образцов, исключая края. Для наглядности кривые сдвинуты по оси ординат на величины, кратные 0.5, при этом 0 соответствует полностью непрозрачной области поля зрения, а 1 — полностью открытой области.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана грантом РНФ No. 19-79-30086-Р.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. McBride R.D., Slutz S.A., Jennings C.A., Sinars D.B., Cuneo M.E., Herrmann M.C., Lemke R.W., Martin M.R., Vesey R.A., Peterson K.J., Sefkow A.B., Nakhleh C., Blue B.E., Killebrew K., Schroen D., Rogers J., Laspe A., Lopez M.R., Smith I.C., Atherton B.W., Savage M., Stygar W.A., and Porter J.L. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 135004.
2. Awe T.J., McBride R.D., Jennings C.A., McBride R.D., Slutz S.A., Jennings C.A., Sinars D.B., Cuneo M.E., Herrmann M.C., Lemke R.W., Martin M.R., Vesey R.A., Peterson K.J., Sefkow A.B., Nakhleh C., Blue B.E., Killebrew K., and Schroen D. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. P. 235005.
3. McBride R.D., Slutz S.A., Vesey R.A., et al. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 012705.

4. Atoyan L., Hammer D.A., Kusse B.R., Byvank T., Cahill A.D., Greenly J.B., Pikuz S.A., and Shelkovenko T.A. // *Phys. Plasmas*. 2016. V. 23. P. 022708.
5. Kantsyrev V.L., Chuvatin A.S., Safronova A.S. et al. // *Phys. Plasmas*. 2014. V. 21. P. 031204.
6. Yager-Elorriaga D.A., Zhang P., Steiner A.M., Jordan N.M., Campbell P.C., Lau Y.Y., and Gilgenbach R.M. // *Phys. Plasmas*. 2016. V. 23. P. 124502.
7. Chaikovskiy S.A., Datsko I.M., Labetskaya N.A., Oreshkin E.V., Oreshkin V.I., Ratakhin N.A., Roussikh A.G., Vankevich V.A., Zhigalin A.S., and Baksht R.B. // *Phys. Plasmas*. 2022. V. 29. P. 103501.
8. Grabovskii E.V., Alexandrov V.V., Branitskii A.V., et al. // *Journal of Physics: IOP Conf. Ser.* 2018. V. 946. P. 01204. doi:10.1088/1742-6596/946/1/012041.
9. Шелковенко Т.А., Пикүз С.А., Тиликин И.Н., Мингалеев А.Р., Атоян Л., Хаммер Д.А. // *Физика плазмы*. 2018. Т. 44. С. 193. doi:10.1134/S1063780X18020113.
10. Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Мингалеев А.Р., Романова В.М., Пикүз С.А. // *ЖЭТФ*. 2019. Т. 155. С. 1115. doi:10.1134/S0044451019060166.
11. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Tilikin I.N., Mingaleev A.R., Romanova V.M., and Hammer D.A. // *J. Appl. Phys.* 2020. V. 128. 205902. doi:10.1063/5.0019330.
12. Shelkovenko T.A., Tilikin I.N., Mingaleev A.R., and Pikuz S.A. // *Phys. Plasmas*. 2020. V. 27. P. 043508. doi:10.1063/1.5133126.
13. Shelkovenko T.A., Tilikin I.N., Pikuz S.A., Mingaleev A.R., Romanova V.M., Atoyan L., and Hammer D.A. // *Matter Radiat. Extremes*. 2022. V. 7. P. 055901. doi:10.1063/5.0098333.
14. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. *Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках*. М.: Энергоатомиздат, 1990.
15. Sedoi V.S., Mesyats G.A., Oreshkin V.I., Valevich V.V., and Chemezova L.I. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1999. V. 27. P. 845.
16. Takayuki M., Matsuo N., Otsuka M., and Itoh S. // *Proc. SPIE* 75. 2010. P. 75222.
17. Smilowitz L., Remelius D., Suvorova N., Bowlan P., Oschwald D., and Henson. B.F. // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 114. P. 104102.
18. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Грищук А.Н., Фролов И.Н., Вранитский А.В., Лукин Я.Н. // *Физика плазмы*. 2017. Т. 43. С. 367.
19. Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Шевелько А.П., Александров и др. // *Письма в ЖЭТФ*. 2016. Т. 103. С. 394.
20. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Cahill A.D., Knapp P.F., Hammer D.A., Sinars D.B., Tilikin I.N., and Mishin S.N. // *Phys. Plasmas*. 2010. V. 17. P. 112707. doi:10.1063/1.3504226.
21. Шелковенко Т.А., Пикүз С.А., Хаммер Д.А. // *Физика плазмы*. 2016. Т. 42. С. 234. doi:10.7868/S0367292116030070A.
22. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Tilikin I.N., Romanova V.M., Mishin S.N., Atoyan L., and D.A. Hammer. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2018. V. 46. P. 3741. doi:10.1109/TPS.2018.2852063.
23. Шелковенко Т.А., Тиликин И.Н., Огинов А.В., Перваков К.С., Мингалеев А.Р., Романова В.М., Пикүз С.А. // *Физика плазмы*. 2022. Т. 48. С. 1075. doi:10.31857/S0367292122600510.
24. Shelkovenko T.A., Tilikin I.N., Oginov A.V., Mingaleev A.R., Romanova V.M., and Pikuz S.A. // *Matter Radiat. Extremes*. 2023. V. 8. P. 055601. doi:10.1063/5.0146820

DEVELOPMENT OF INSTABILITIES IN THIN ALUMINUM FOILS EXPLODED USING GENERATOR WITH CURRENT OF UP TO 10 A

S. A. Pikuz^a, I. N. Tilikin^a, V. M. Romanova^a*, A. R. Mingaleev^a, and T. A. Shelkovenko^a

^a*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*

*e-mail: vmr@inbox.ru

The results of studying instabilities in flat aluminum 4- μ m-thick foils exploded using the GVP generator with a short circuit current of 10 kA and a current rise time of 350 ns are presented. The dynamics of foil destruction during the explosion was studied using laser probing. During the experiments, it was ascertained that in the presence of the two-dimensional structure of foil, the growth rates of instabilities and their nature depend on the foil orientation relative to the direction of current flow. The conditions are cleared up, under which during the explosion of foils with two-dimensional inherent structures, the development of instabilities is slowed down.

Keywords: electrical explosion of conductors, poit-projection radiography, foil structure, instabilities

УДК 533.9.03

ФОРМИРОВАНИЕ НАПРАВЛЕННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ В ПРОЦЕССЕ ГОРЕНИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО ВАКУУМНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА

© 2024 г. А. Г. Русских^{а,*}, А. С. Жигалин^а, В. И. Орешкин^а,
Н. А. Лабеецкая^а, А. М. Кузьминых^а

^аИнститут сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

*e-mail: russ@ovpe2.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 14.05.2024 г.

После доработки 25.05.2024 г.

Принята к публикации 30.05.2024 г.

Описан метод формирования алюминиевых и водородных плазменных струй. Проиллюстрирован механизм формирования протяженных плазменных структур, реализуемый в процессе горения сильноточного вакуумного дугового разряда. Показано, что фронт токонесущей плазмы распространяется с различной скоростью для алюминиевой и водородной плазмы. Водородная плазма имеет существенно большую начальную скорость (около 30 см/мкс) по сравнению с алюминиевой плазмой (около 10 см/мкс). Показано, что скорость движения основной массы водородной плазменной струи составляет около 9 см/мкс. При помощи спектральной диагностики было доказано, что водородный плазменный джет действительно состоит в основном из водорода.

Ключевые слова: плазменные струи, сильноточный вакуумный дуговой разряд

DOI: 10.31857/S0367292124070054, EDN: OJNBVR

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованию водородных струй (джетов) обусловлен тем, что в астрофизике существует ряд космических объектов [1], в которых наблюдается формирование весьма протяженных плазменных струй, состоящих из ионизованного водорода. Исследования космических струй долгое время основывались на сочетании аналитических, наблюдательных и численных исследований для выяснения связанных с этим сложных явлений. При наличии достаточно большого объема наблюдаемых в космосе объектов типа плазменных джетов, понимание процесса их формирования до сих пор основывается только на теоретических моделях [2] и предположениях. Очевидно, что нахождение реального, экспериментально контролируемого механизма формирования таких структур чрезвычайно полезно для исследования таких систем. Кроме того, есть большой интерес к моделированию взаимодействия водородных плазменных струй с такими объек-

тами как газ или с другой плазмой, которая встречается на пути такого джета. При определенных условиях результаты лабораторных экспериментов можно напрямую сравнивать с астрофизическими системами с помощью аргументов масштабирования [3].

В лабораторных условиях интерес к созданию металлических плазменных струй обусловлен возможностью их использования как в технологических процессах, так и в научно-исследовательских целях (например, для формирования плазменной оболочки лайнерных систем, которые используются как источники мощного рентгеновского излучения [4–11].

Из литературы известно несколько способов формирования плазменных струй. Так в работах [3, 12] для формирования плазменных струй рассматривается использование модифицированного Z-пинча проволоочной решетки. В этих экспериментах быстро нарастающий ток (достигающий 1 МА за 240 нс) подается на конический каскад из тонких металлических (Al, W, Fe) проводов.

Резистивный нагрев быстро превращает поверхность проводов в горячую корональную плазму, которая затем ускоряется по направлению к оси массива проводов за счет суммарной силы $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$. Когда плазма достигает оси, образуется конечный стоячий скачок уплотнения, и плазма перенаправляется в осевую струю. В работах [3, 13, 14] сообщается об экспериментах, в которых плазменная струя создавалась собственным тороидальным магнитным полем импульса тока в конфигурации струи «магнитная башня». В данных экспериментах источником плазмы служила взрываема алюминевая фольга. В работе [15] представлены результаты экспериментов по исследованию осевых плазменных потоков, образующихся при сжатии токовой плазменной оболочки, на плазмо-фокусной установке КПФ-4-ФЕНИКС, в рамках программы по лабораторному моделированию астрофизических джетов. О генерации плазменных струй в плазменном фокусе сообщается также и в работе [16]. Для лабораторного моделирования струйных выбросов из молодых звезд в работе [17] также была использована плазмо-фокусная установка ПФ-3. С целью исследования и определения характеристик процессов взаимодействия плазменных потоков с окружающей средой и геомагнитным полем, процессов генерации ионосферных возмущений разных пространственных и временных масштабов в работе [18] получены временные зависимости газодинамических параметров высокоскоростной алюминиевой плазменной струи при ее инъекции в ионосферу на высотах 140–300 км с помощью взрывных плазменных генераторов ВГПС.

Формированию и использованию металлических плазменных струй авторами статьи также было посвящено несколько работ [19–28]. В данной же работе основной упор делается на исследовании водородных плазменных струй, хотя в качестве сравнения свойств формируемых джетов приводятся некоторые данные и для плазменных струй из алюминия. Работа посвящена исследованию узконаправленных плазменных струй в вакууме, формирующихся при горении сильноточного вакуумного дугового разряда. В зависимости от того какие материалы используются в качестве электродов и изоляторов в плазменной пушке, будет меняться и состав формируемого плазменного джета. Так, например, если электроды плазменной пушки будут изго-

товлены из легкоплавких материалов (алюминия, магния, висмута и т. д.), а изолятор из полиэтилена или керамики, то элементный состав джета будет определяться материалом электродов. В случае использования в качестве электродов дуги тугоплавких металлов (железо, молибден, вольфрам и т. д.), а в качестве — изолятора капролона плазменный джет будет преимущественно водородным.

2. МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ

Принцип формирования плазменных струй в процессе горения вакуумного сильноточного разряда проиллюстрирован на рис. 1. Коаксиальные электроды дугового разряда разделены изолятором, при этом торец центрального стержневого катода, верхняя плоскость изолятора и анода находятся в одной плоскости. При коммутации вакуумного дугового разряда происходит самопробой по поверхности диэлектрика и ток дуги J_1 начинает протекать от анода к катоду по поверхности диэлектрика (см. рис. 1а).

Поскольку речь идет о сильноточном дуговом разряде, то ток J_1 достаточно равномерно протекает по всей поверхности диэлектрика, материал диэлектрика начинает активно испаряться и ионизоваться, что приводит к появлению слоя плазмы. Одновременно происходит и испарение и ионизация материала электродов, а интенсивность данного процесса зависит от эрозионных свойств материала, из которого они изготовлены. Данный процесс авторами статьи исследовался в работах [19, 26–28]. Магнитное поле тока J_1 создает собственное магнитное поле $B\varphi_1$ которое воздействует на создаваемую плазму с силой $\mathbf{J}_1 \times \mathbf{B}\varphi_1$ ускоряя ее по направлению вверх. Поскольку ток протекает непосредственно через плазму, то движущаяся вверх плазма увлекает за собой и часть тока дуги J_2 , который оказывается замороженным в данную часть плазмы и распределен по всему расширяющемуся объему плазмы (см. рис. 1б, в). Ток J_2 также обладает собственным магнитным полем $B\varphi_2$ которое давит на плазму с силой $\mathbf{J}_2 \times \mathbf{B}\varphi_2$, но уже по направлению к оси формируемого джета. Именно данная составляющая магнитного давления тока дуги формирует плазменную структуру в виде джета. Кроме того, часть тока J_2 протекает через область расширяющейся разреженной плазмы выталкивая плазму на периферию радиально от плазменной пушки.

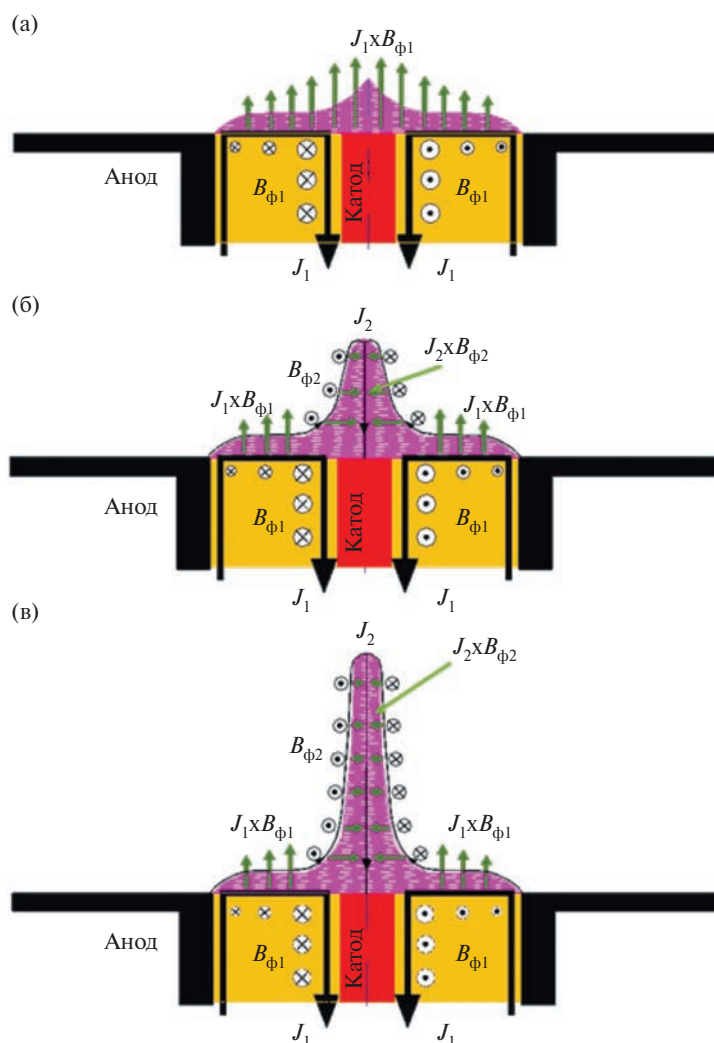


Рис. 1. Механизм формирования плазменных струй.

По всей видимости именно разреженная, но хорошо проводящая периферийная плазма играет роль обратного токопровода для тока дугового разряда. Разумеется, схема, показанная на рис. 1, является упрощенной, а ток J_2 протекает не только по внешней поверхности плазменной струи, а распределен по всей высоте плазменного столба. Для того чтобы понять как именно распределен ток по высоте плазменного джета и каковы свойства создаваемой плазмы и была проведена серия экспериментов, описанная ниже.

3. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились на экспериментальном комплексе, который включает в себя сильноточный генератор ИМРИ-5 [29] и набор как электрофизической, так и оптической диагностики. Сильноточный генератор ИМРИ-5

использовался в качестве источника тока для плазменной пушки и обеспечивал синусоидальный ток с амплитудой около 250 кА и фронтом нарастания 600 нс. В качестве узла нагрузки генератора использовалась плазменная пушка (рис. 2), электроды которой находились в одной плоскости и разделялись изолятором. Вакуумный дуговой разряд инициировался при пробое по поверхности торца изолятора. Диаметр катода, расположенного по центру пушки составлял 3 мм. Диаметр изолятора составлял 10 мм. Состав плазмы определялся материалом электродов и изолятора узла нагрузки. В данной статье рассмотрено два варианта узла нагрузки.

В первом варианте электроды плазменной пушки были изготовлены из алюминия, а в качестве изолятора использовался полиэтилен ($[-CH_2-CH_2-]_n$). Полиэтилен относительно устой-

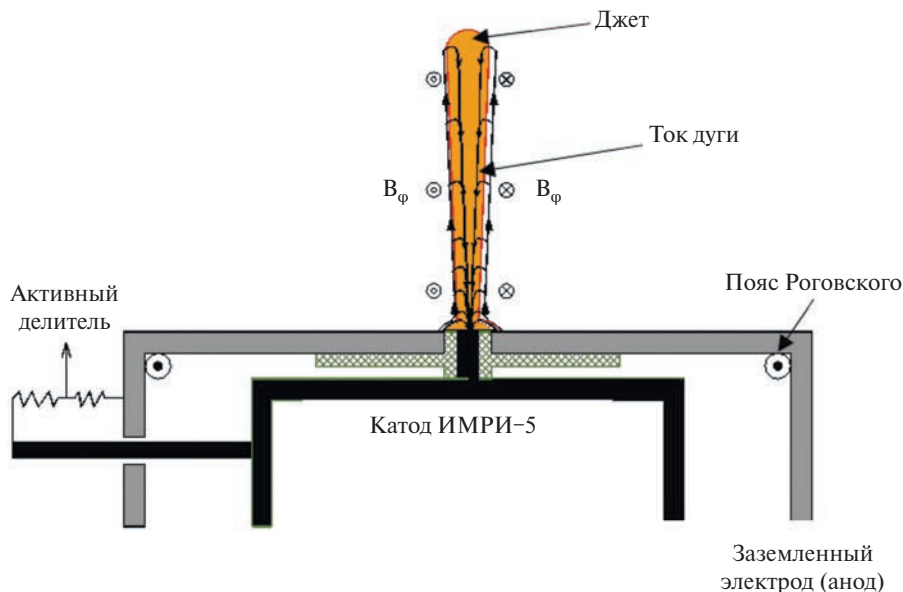


Рис. 2. Схема эксперимента.

чив к термическому и радиационному воздействию и в процессе горения дугового разряда выделяет относительно небольшое количество водорода. Алюминий же напротив является легкоплавким материалом, а электроды, изготовленные из него, легко испаряются. Поскольку при таком сочетании материала электродов и изолятора основным испаренным материалом является алюминий, то в данном случае мы будем говорить об алюминиевом джете.

Во втором варианте электроды плазменной пушки были изготовлены из стали, а в качестве изолятора использовался капролон (полиамид $(-\text{NH}-(\text{CH}_2)_5-\text{CO}-)_n$). Полиамид, обладая высокими механическими свойствами, тем не менее имеет низкую стойкость к радиации и разлагается при температуре свыше 300°C выделяя большое количество водорода. Стальные электроды же имеют очень высокую эрозионную устойчивость и практически не испаряются при горении дугового разряда. Поскольку при таком сочетании материала электродов и изолятора основным испаренным материалом является водород, то в данном случае мы будем говорить об водородном джете. Необходимо отметить, что поскольку типичная электронная температура плазмы вакуумного дугового разряда составляет 3–5 эВ [30], а энергия связи молекулярного водорода и энергия ионизации атомарного водорода составляет 4.48 и 13.6 эВ соответственно,

при испарении водорода с поверхности диэлектрика может присутствовать некоторое количество молекулярного и атомарного не ионизованного водорода. Определение соотношения долей нейтрального и ионизованного водорода не входит в задачи данных экспериментов и будет проведено в дальнейших работах. Поскольку на нейтральные частицы не действуют электромагнитные поля, формирующие структуру плазменной струи, то в дальнейшем мы будем говорить только о водороде, находящемся в ионизованном состоянии.

В процессе проведения экспериментов использовалась схема, показанная на рис. 2.

4. ДИАГНОСТИКА

Для определения полного тока дуги использовался пояс Роговского, расположенный на входе коаксиальных электродов плазменной пушки, вне зоны доступа плазмы. Пояс Роговского состоял из 1040 витков и был нагружен на шунт с сопротивлением 196 мОм. Производная полного тока дуги измерялась индуктивной петлей, расположенной также на входе коаксиальных электродов плазменной пушки.

В ходе проведения экспериментов при помощи 4-кадровой оптической камеры HFSC-Pro регистрировалось изображение плазменной струи в различные моменты времени с экспозицией в 10 нс. Время между кадрами 120 нс. Для ре-

гистрации изображения движения плазмы вдоль оси плазменной струи, использовался оптический хронограф ФЭР-7 с щелевой разверткой, при этом щель хронографа шириной 200 мкм располагалась по центру вдоль оси плазменной пушки.

В части экспериментов регистрировался видимый спектр собственного свечения плазмы с разрешением по времени. Для регистрации видимого спектра плазменной струи был использован спектрометр с щелевой разверткой Hamamatsu Streak Camera C10910. Щель спектрометра шириной 200 мкм располагалась поперек плазменной струи на расстоянии 0.5 см от торца плазменной пушки.

Для того чтобы понять, как распределен ток, протекающий по плазме, были проведены измерения величины тока, протекающего на разных высотах плазменного столба. При проведении данных измерений формирование плазменной струи происходило внутри коаксиального металлического цилиндра диаметром 30 мм и высотой 60 мм (рис. 3). Пояс Роговского регистрировал полный ток, протекающий через плазменную пушку. Для регистрации производной тока, протекающего на разных высотах плазменного столба использовались индуктивные петли. Индуктивные петли были расположены на расстоянии 10, 20 и 30 мм от торца пушки. Для того чтобы получить ток, протекающий в местах

расположения индуктивных петель, сигналы, полученные с индуктивных петель, интегрировались по времени. Для калибровки индуктивных петель были проведены дополнительные измерения, в которых участок цепи, на котором формируется джет, заменялся на металлический стержень, соединенный с заземленным электродом. Калибровка производилась исходя из того, что в режиме короткого замыкания индуктивные петли должны измерять одну и ту же dI/dt что и калиброванная петля на входе узла нагрузки.

Для понимания того, как можно интерпретировать сигналы с индуктивных петель, необходимо помнить, что формирующийся джет окружен не вакуумом, а хоть и разряженной, но достаточно горячей и хорошо проводящей плазмой. Ток генератора, протекающий от анода к катоду распределен во всем объеме расширяющейся плазмы, а его магнитное поле, вмороженное в эту плазму с одной стороны, формирует плазменный джет, а с другой стороны выталкивает плазму на периферию, формируя своего рода обратный токопровод. Поскольку первая индуктивная петля расположена примерно на одном расстоянии от пушки как по высоте (1 см) так и по радиусу (1.5 см), то до момента когда расширяющаяся малоплотная плазма долетит до места расположения датчика его сигнал по всей видимости пропорционален величине скорости нарастания не скомпенсиро-

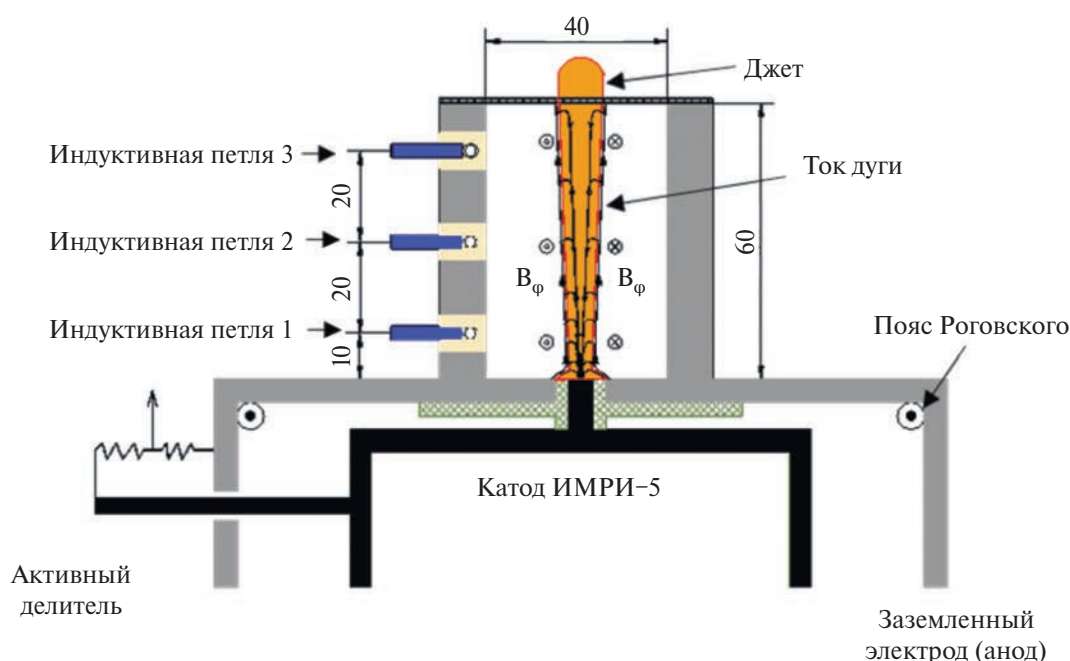


Рис. 3. Схема измерений распределения тока по высоте плазменной струи.

ванного магнитного поля в области расположения петли. Нескомпенсированное магнитное поле может появиться за счет конечной величины скорости диффузии магнитного поля внутри формируемой плазменной среды и во время быстрого роста тока может достигать заметной величины. После того, как плазма достигнет стенки коаксиального металлического цилиндра, можно считать, что петли по мере расширения плазмы погружаются внутрь плазменного обратного токопровода и их сигналы пропорциональны скорости нарастания тока генератора (с учетом скорости диффузии магнитного поля в данной среде). В данной работе влияние скорости диффузии магнитного поля в плазме на показания индуктивных петель не проводилось, поэтому значения регистрируемых ими токов можно считать несколько заниженными.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 4 показаны изображения алюминиевой плазменной струи, полученные в различные мо-

менты времени. На рис. 5 показаны такие же изображения, но уже водородной плазменной струи. Высота наблюдаемой области ограничена размерами окна вакуумной камеры и составляет 3 см. Время регистрации изображения показано на фотографиях и отсчитывается от начала протекания тока дуги.

На рис. 6 приведены экспериментальные значения тока дугового разряда, измеренные на разных высотах плазменной струи. На данном рисунке штриховыми линиями показаны данные для алюминиевого джета, а сплошными для водородного.

Как можно видеть из рис. 6, ток на разных высотах появляется в разное время и это дает нам информацию о скорости движения фронта плазменного джета. На рис. 7 приведены экспериментально измеренное время появления тока на разных высотах. Время появления тока на разных высотах определялось при значениях соответствующего сигнала равного 10% его амплитудного значения. Кружки — это время появления тока на

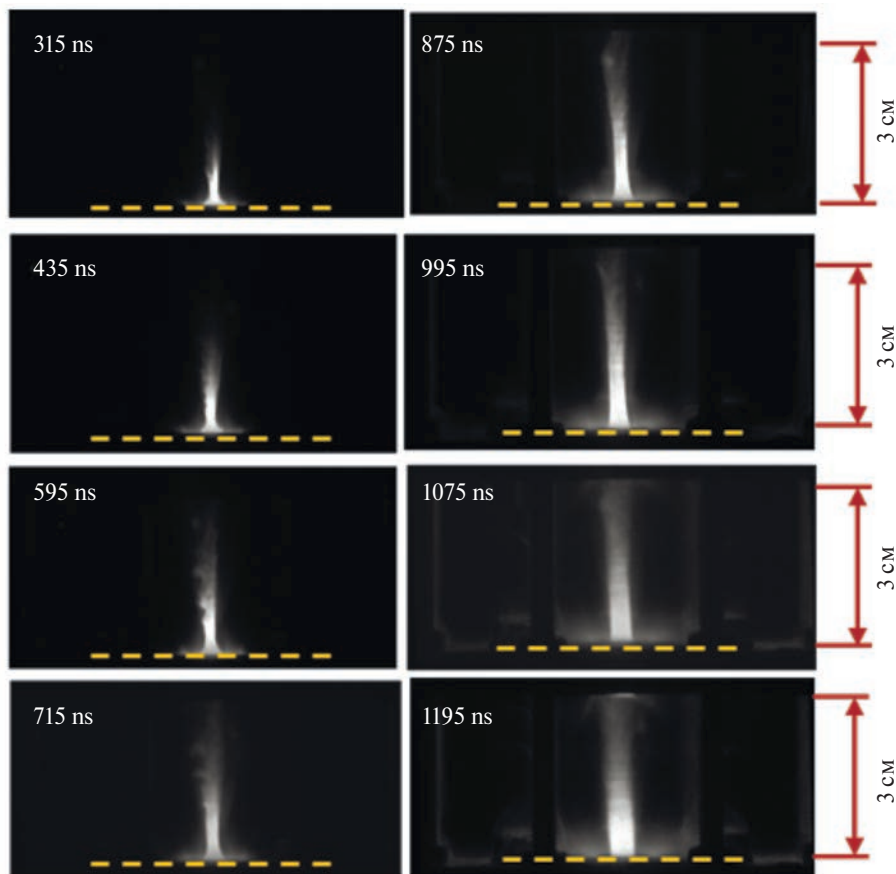


Рис. 4. Изображения алюминиевой плазменной струи, полученные при помощи 4-кадровой оптической камеры HFSC-Pro в различные моменты времени [19].

различных расстояниях от плазменной пушки; штриховые линии — это полином второго порядка; сплошная линия — это скорость распространения фронта плазмы джета.

Делая оценки скорости распространения фронта токнесущей плазмы, следует учитывать, что с такими скоростями движется только самая горячая, малоплотная часть плазмы. Основная

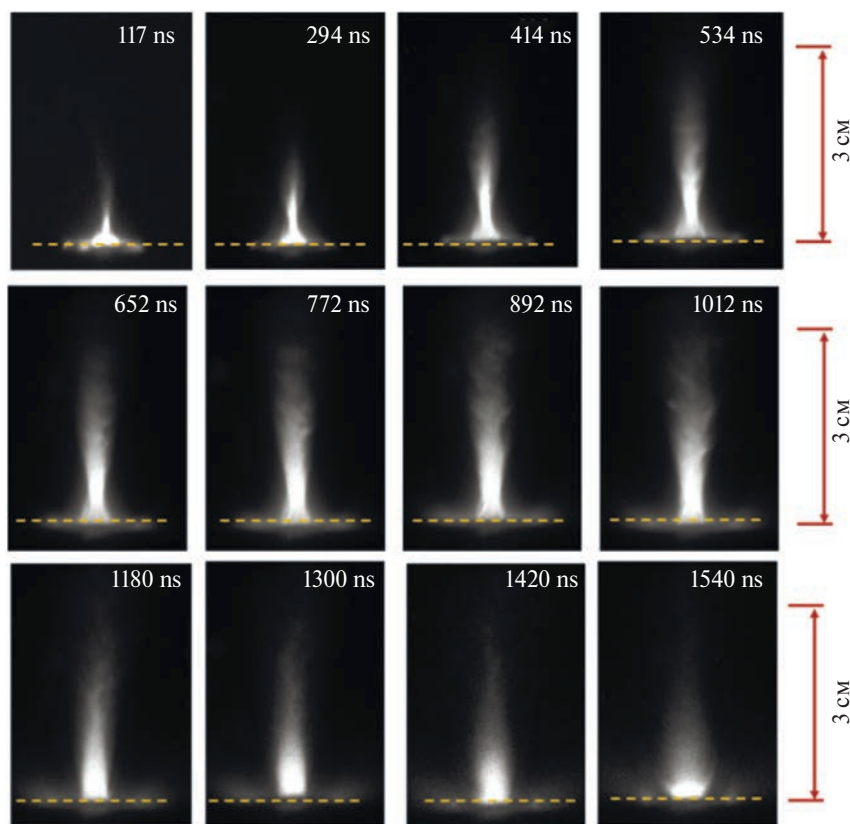


Рис. 5. Изображения водородной плазменной струи, полученные при помощи 4-кадровой оптической камеры HFSC-Pro в различные моменты времени.

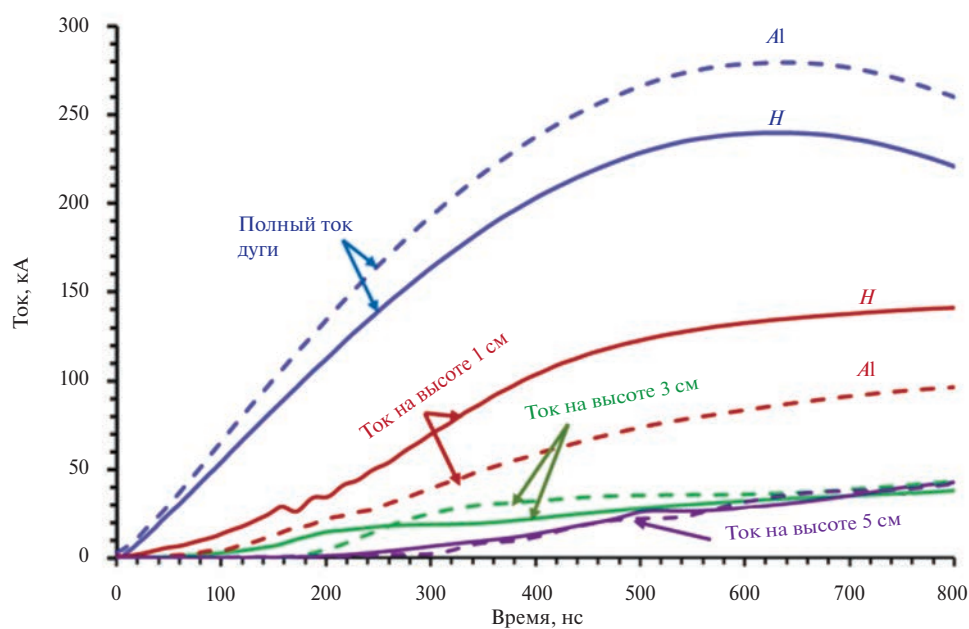


Рис. 6. Зависимость тока дуги от времени на разных высотах.

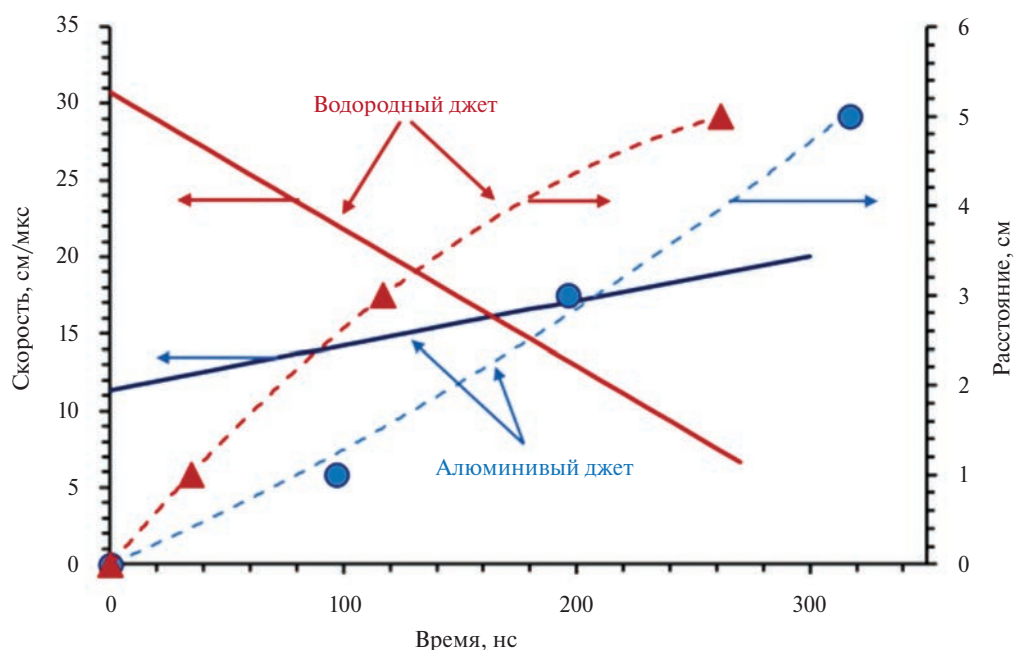


Рис. 7. Время появления тока на разных высотах.

часть плазменного джета движется гораздо медленнее. Для определения скорости распространения основной массы плазмы джета вдоль его оси по направлению от плазменной пушки использовался оптический хронограф с щелевой разверткой ФЭР-7, при этом щель хронографа располагалась вдоль оси распространения плазменной струи. Развертка хронографа составляла 250 нс/см. В данном случае тангенс угла наклона изображения распространяющейся плазмы относительно временной оси соответствует ее скорости, которая равна около 9 см/мкс. Данные, полученные о движении основной части водородного плазменного джета приведены на рис. 8. Для алюминиевой плазменной струи таких измерений не проводилось.

Для того чтобы убедиться, что основным веществом водородной плазменной струи является именно водород, в части экспериментов регистрировался видимый спектр собственного свечения плазмы с разрешением по времени. Для регистрации видимого спектра плазменной струи был использован спектрометр с щелевой разверткой Hamamatsu Streak Camera C10910. Щель спектрометра располагалась поперек плазменной струи на расстоянии 0.5 см от торца плазменной пушки. Полученный спектр с временным разрешением изображен на рис. 9а. На рис. 9б приведена пропись интенсивности

спектральных линий в зависимости от длины волны. Спектр с временным разрешением регистрировался только для водородного джета.

6. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из фотографий, приведенных на рис. 4 и 5, видно, что алюминиевый джет заметно более ровный, менее расходящийся и меньше подвержен развитию гидродинамических неустойчивостей по сравнению с водородным джетом. Если в алюминиевой плазме неустойчивости наблюдаются до 700-й наносекунды, а затем поток стабилизируется, то в водородной плазме неустойчивости наблюдаются на протяжении всего периода наблюдения и приводят к разделению плазменного потока на отдельные сгустки. Необходимо отметить, что именно такая картина наблюдается при формировании водородных плазменных джетов в космосе [1] (рис. 10).

Несмотря на то, что изображения приведенные на рис. 4 и 5 ограничены по высоте из-за малой апертуры вакуумных оптических окон, можно утверждать, что малая расходимость плазменной струи сохраняется как минимум до высоты 6 см, поскольку после срабатывания плазменной пушки, в верхней сетке плазма выжигала отверстие диаметром около 5 мм (см. рис. 3).

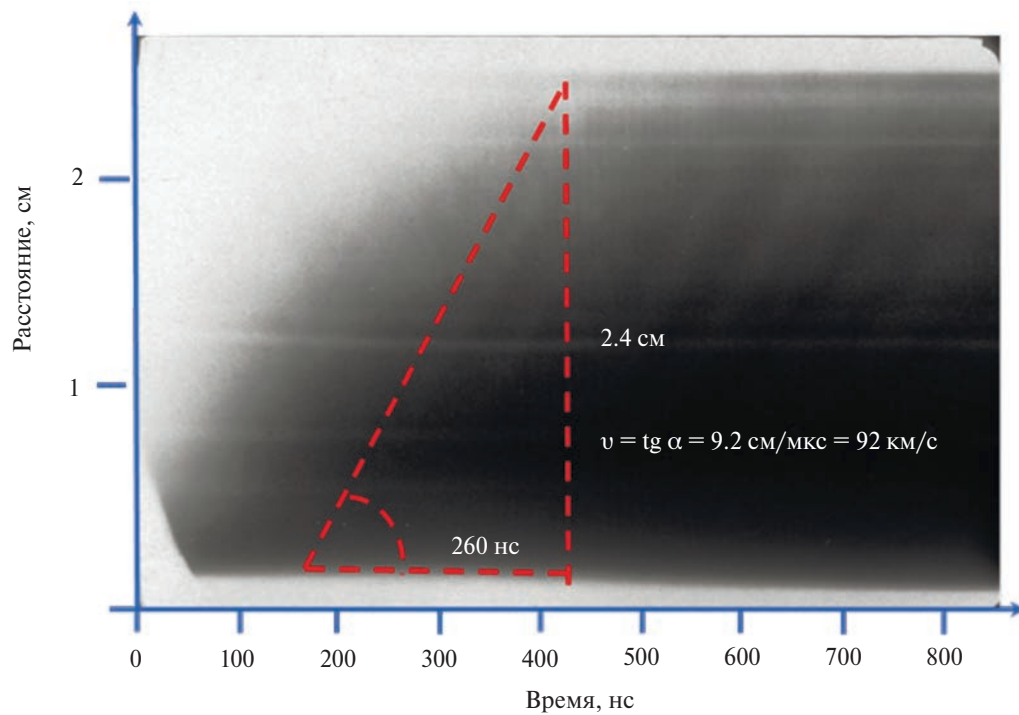


Рис. 8. Определение скорости распространения основной, плотной части водородной струи.

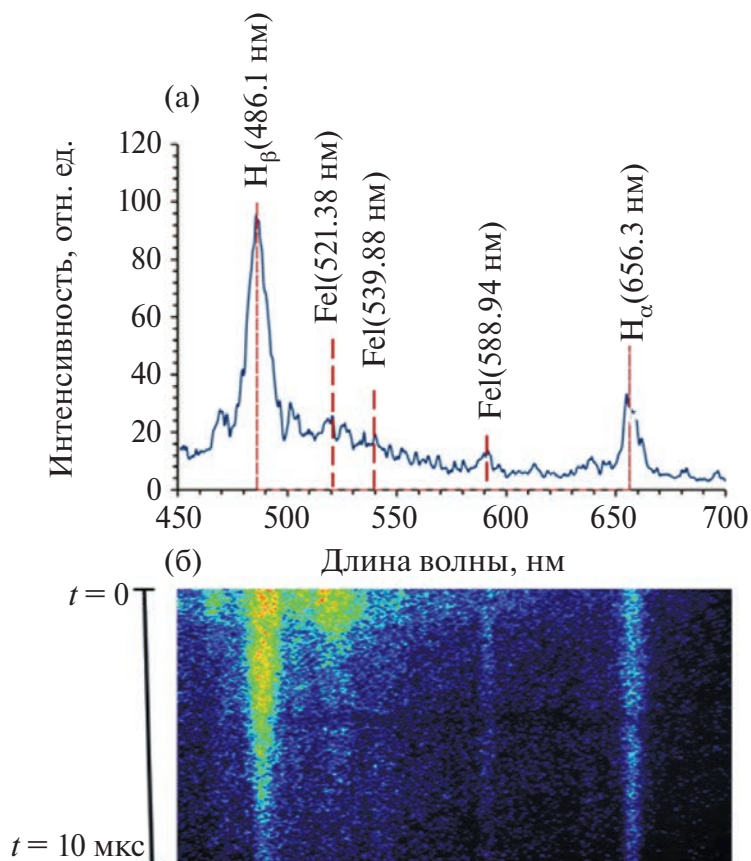


Рис. 9. Оптический спектр собственного свечения водородной плазменной струи.

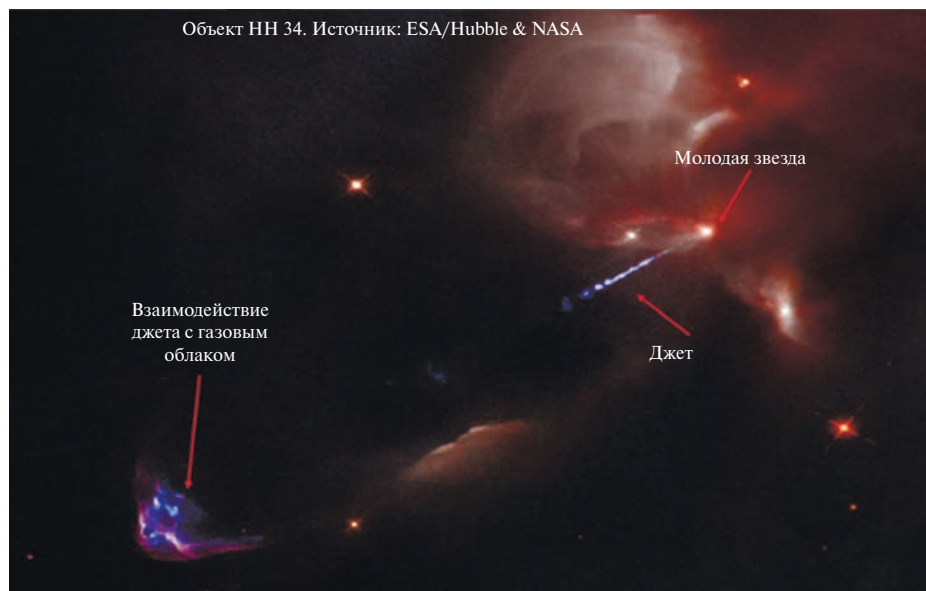


Рис. 10. Формирование водородного джета в космосе.

Из данных, приведенных на рис. 6 видно, что ток протекает по всей высоте плазменного столба. Величина тока уменьшается с высотой, т. е. по мере увеличения высоты столба плазмы часть тока постоянно ответвляется и протекает внутри плазменного столба к катоду. Видно, что на максимуме тока дугового разряда на высоте 1 см от пушки протекает примерно половина тока дуги, а на высоте в 3 и 5 см примерно 10% от полного тока, что составляет около 30 кА, что по всей видимости вполне достаточно для удержания плазмы от радиального разлета. Также видно, что ток на разных высотах начинает протекать в разное время что дает нам информацию о скорости движения фронта плазменного джета. Из рис. 7 видно, что фронт токонесущей плазмы распространяется с различной скоростью для алюминиевой и водородной плазмы. Водородная плазма имеет существенно большую начальную скорость (около 30 см/мкс) по сравнению с алюминиевой плазмой (около 10 см/мкс), однако ее скорость падает с высотой (до 5 см/мкс на высоте 5 см), в то время как скорость алюминиевой плазмы возрастает (до 20 см/мкс на высоте 5 см). Данный факт говорит о существенно разных условиях протекания тока в этих плазменных образованиях. Для объяснения данного факта необходимо проведение детального моделирования процессов, происходящих в таких системах.

Как уже говорилось выше, скорости, получаемые при помощи измерений магнитными зондами, характеризуют движение не основной массы

плазмы (которую мы видим на фотографиях), а лишь малой, самой горячей ее части, имеющей наибольшую проводимость. Как видно из рис. 8 основная часть плазменного джета движется медленнее и для водородной плазмы составляет около 9 см/мкс.

Состав алюминиевой плазменной струи обсуждался в работах [19–28], в которых радиографическим методом и при помощи времяпролетного масс-спектрометра показали, что основным материалом, поставляемым плазменной пушкой с легкоплавкими электродами, является материал электродов. Для того чтобы убедиться в том, что основным материалом водородной плазменной струи является именно водород, в части экспериментов регистрировался оптический спектр с временным разрешением.

Как видно из полученного спектра (см. рис. 9), основными линиями спектра являются линии водорода H_α (656 нм) и H_β (486.1 нм) с небольшими примесями железа. Наличие слабых интенсивных линий железа можно объяснить близким расположением щели спектрометра к плазменной пушке, и видимо небольшая часть испаренного металла успевает долететь до места регистрации спектра, однако по мере удаления количество примесей должно уменьшаться за счет того, что элементы с большей массой движутся гораздо медленнее водорода.

По полученным спектрам излучения плазмы можно произвести оценку параметров плазмы

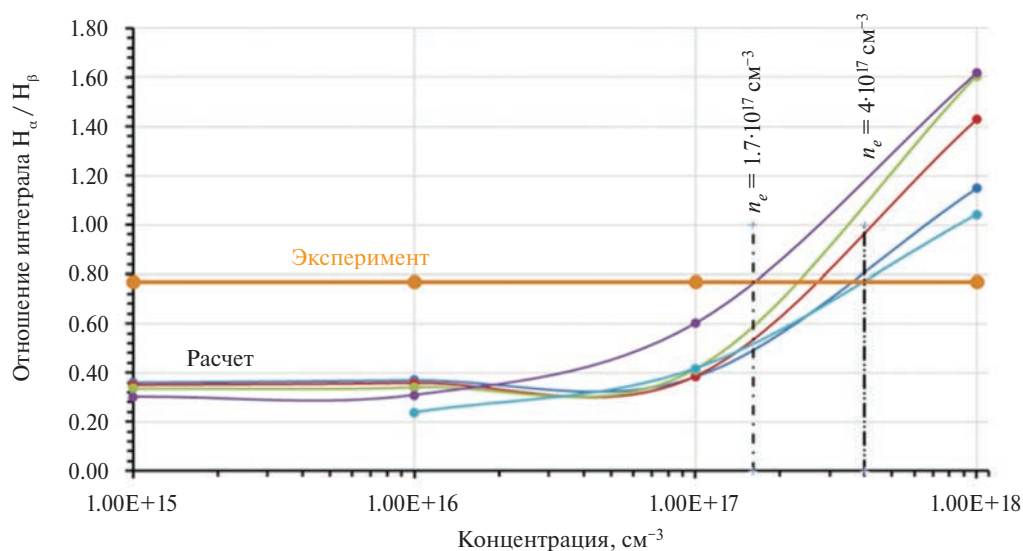


Рис. 11. Сравнение теоретического и экспериментально найденного отношения интенсивностей линий водорода.

с помощью ударной излучательной модели [31]. На рис. 11 приведены отношения интенсивностей линий водорода, полученных из экспериментального спектра и такие же соотношения, полученные из расчета по ударной излучательной модели для разных концентраций плазмы и ее температуры. Расчетные температурные кривые приведены для $Te = 1, 2, 3, 4$ и 5 эВ. При проведении данных теоретических оценок, выбор диапазона температуры плазмы обусловлен типичными значениями горения дугового разряда в вакууме [30]. Из полученных данных можно заключить, что концентрация плазмы лежит в пределах $(2-4) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Разумеется, данные оценки являются достаточно грубыми, поскольку сделаны при допущении, что плазма дающая основной вклад в интенсивность используемых в расчете линий находится в термодинамическом равновесии. Однако, принимая в расчет то, что периферийная плазма, которая может существенно отличаться по температуре от плазмы в плотном центральном столбе за счет своей низкой плотности имеет низкую светимость и дает минимальное искажение соотношений интенсивности наблюдаемых линий.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований был разработан новый способ формирования как металлической, так и водородной плазменной струи. При помощи электрических зондовых измерений была произведена оценка скорости распространения фронта плазменного джета в различные мо-

менты времени и на расстоянии от 1 до 5 см от плазменной пушки. Фронт токнесущей плазмы распространяется с различной скоростью для алюминиевой и водородной плазмы. Водородная плазма имеет существенно большую начальную скорость (около 30 см/мкс) по сравнению с алюминиевой плазмой (около 10 см/мкс), однако ее скорость падает с высотой (до 5 см/мкс на высоте 5 см), в то время как скорость алюминиевой плазмы возрастает (до 20 см/мкс на высоте 5 см). Оптический хронограф показал, что скорость движения основной массы водородной плазменной струи составляет около 9 см/мкс. При помощи спектральной диагностики было доказано, что водородный плазменный джет действительно состоит в основном из водорода. Полученные спектральные данные в сочетании с оптическими и электрическими измерениями позволят провести в дальнейшем моделирование процесса формирования таких плазменных структур.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ 20-19-00364.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reipurth Bo, Heathcote S., Morse J., Hartigan P., Bally J. // *Astron. J.* 2002. V. 123. P. 362. Doi: 10.1086/324738.
2. Урвачев Е.М., Лосева Т.В., Ляхов А.Н., Зецер Ю.И. // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. С. 1118. Doi: 10.31857/S0367292123601145.
3. Lebedev S.V., Frank A., Ryutov D.D. // *Rev. Modern Phys.* 2019. V. 91. P. 025002. Doi: 10.1103/RevModPhys.91.025002.

4. Александров В.В., Баско М.М., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 613.
Doi: 10.31857/S0367292121070039.
5. Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Смирнов В.П., Александров В.В., Олейник Г.М., Орешкин В.И., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н., Грибов А.Н., Самохин А.А., Сасоров П.В., Митрофанов К.Н., Медовицков С.Ф., Хищенко К.В., Рупасов А.А., Болховитинов Е.А. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 11.
6. Cherdizov R.K., Fursov F.I., Kokshenev V.A., Kurmaev N.E., Labetsky A.Yu., Ratakhin N.A., Shishlov A.V., Cikhardt J., Cikhardtova B., Klir D., Kravarik J., Kubes P., Rezac K., Dudkin G.N., Garapatsky A.A., Padalko V.N., Varlachev V.A. // J. Phys.: Conf. Series. 2017. V. 830. P. 012017.
Doi: 10.1088/1742-6596/830/1/012017.
7. Kalinin Yu.G. // Plasma Phys. Reps. 2003. V. 29. P. 571.
Doi: 10.1134/1.1592556.
8. Haines M.G., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Beg F.N., Bland S.N., Dangor A.E. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. P. 1672.
Doi: 10.1063/1.874047.
9. Shishlov A.V., Baksht R.B., Chaikovskiy S.A., Fedunin A.V., Fursov F.I., Kovalchuk B.M., Kokshenev V.A., Kurmaev N.E., Labetsky A.Yu., Oreshkin V.I., Rousskikh A.G., Zhidkova N.A., Lassalle F., Bayol F., Mangelant C. // IEEE Transac. Plasma Sci. 2007. V. 35. P. 592.
Doi: 10.1109/TPS.2007.896776.
10. Coleman P.L., Apruzese J.P., Velikovich A.L., Thornhill J., Davis J., Coverdale C.A., Levine J.S., Failor B., Sze H., Banister J. // IEEE Transac. Plasma Sci. 2007. V. 35. P. 31.
Doi: 10.1109/TPS.2006.889273.
11. Giuliani J.L., Comisso R.J. // IEEE Transac. Plasma Sci. 2015. V. 43. P. 2385.
Doi: 10.1109/TPS.2015.2451157.
12. Gardiner T.A., Frank A., Blackman E.G., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Ampleford D., Bland S.N., Ciardi A., Sherlock M., Haines M.G. // Astrophys. Space Sci. 2003. V. 287. P. 69.
Doi: 10.1023/B:ASTR.0000006202.93195.e3.
13. Suzuki-Vidal F., Lebedev S.V., Ciardi A., Bland S.N., Chittenden J.P., Hall G.N., Harvey-Thompson A., Marocchino A., Ning C., Stehle C., Frank A., Blackman E.G., Bott S.C., Ray T. // Astrophys. Space Sci. 2009. V. 322. P. 1.
Doi: 10.1007/s10509-009-9981-1.
14. Gourdain P.A., Blesener I.C., Greenly J.B., Hammer D.A., Knapp P.F., Kusse B.R., Schrafel P.C. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 012706.
Doi: 10.1063/1.3292653.
15. Митрофанов К.Н., Ананьев С.С., Войтенко Д.А., Крауз В.И., Астапенко Г.И., Марколия А.И., Мятон В.В. // Астрономич. ж. 2017. Т. 94. С. 762.
Doi: 10.7868/S0004629917080084.
16. Полухин С.Н., Никулин В.Я., Силин П.В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 328.
Doi: 10.31857/S0367292122040114.
17. Бескин В.С., Крауз В.И., Ламзин С.А. // УФН. 2023. Т. 193. С. 327.
Doi: 10.3367/UFNr.2021.12.039130.
18. Лосева Т.В., Косарев И.Б., Поклад Ю.В., Ляхов А.Н., Зецер Ю.И., Урвачев Е.М. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 956.
Doi: 10.31857/S0367292122600583.
19. Rousskikh A.G., Artyomov A.P., Zhigalin A.S., Fedunin A.V., Oreshkin V.I. // IEEE Transac. Plasma Sci. 2018. V. 46. P. 3487.
Doi: 10.1109/TPS.2018.2849205.
20. Rousskikh A.G., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I., Chaikovskiy S.A., Labetskaya N.A., Baksht R.B. // Physics of Plasmas. 2011. V. 18. P. 092707.
Doi: 10.1063/1.3640535.
21. Русских А.Г., Бакирт Р.Б., Жигалин А.С., Орешкин В.И., Чайковский С.А., Лабецкая Н.А. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 651.
22. Baksht R.B., Rousskikh A.G., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I. // IEEE Transac. Plasma Sci. 2013. V. 41. P. 182.
Doi: 10.1109/TPS.2012.2230453.
23. Русских А.Г., Жигалин А.С., Бакирт Р.Б., Лабецкая Н.А., Чайковский С.А., Лазарь А.П. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2014. Т. 57. С. 255.
24. Русских А.Г., Жигалин А.С., Орешкин В.И., Чайковский С.А., Бакирт Р.Б., Земсков Ю.А. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2014. Т. 57. С. 234.
25. Русских А.Г., Жигалин А.С., Орешкин В.И. // ЖТФ. 2016. Т. 86. С.37.
26. Artyomov A.P., Rousskikh A.G., Fedunin A.V., Chaikovskiy S.A., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I. // IOP Conf. Series: J. Phys. 2017. V. 1830. P. 0012038.
Doi: 10.1088/1742-6596/830/1/012038.
27. Русских А.Г., Федюнин А.В., Артёмов А.П., Жигалин А.С., Орешкин В.И. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2018. Т. 61. С. 57.
28. Rousskikh A.G., Fedyunin A.V., Artyomov A.P., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I. // Current Appl. Phys. 2019. V. 19. P. 704.
Doi: 10.1016/j.cap.2019.03.015.
29. Rousskikh A.G., Oreshkin V.I., Labetsky A.Yu., Chaikovskiy S.A., Shishlov A.V. // Technical Phys. 2007. V. 52. P. 571.
Doi: 10.1134/S1063784207050064.
30. Anders A., Yushkov G.Y. // J. Appl. Phys. 2002. V.91. P. 4824.
Doi: 10.1063/1.1459619.
31. Oreshkin V.I., Oreshkin E.V., Shmelev D.L. // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. P. 113301.
Doi: 10.1063/5.0160649.

FORMATION OF DIRECTED PLASMA JETS DURING THE COMBUSTION OF A HIGH-CURRENT VACUUM-ARC DISCHARGE

A. G. Rousskikh^{a,*}, A. S. Zhigalin^a, V. I. Oreshkin^a, N. A. Labetskaya^a, and A. M. Kuzminykh^a

^a*Institute of High Current Electronics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Tomsk, 634055 Russia*

^{*}*e-mail: russ@ovpe2.hcei.tsc.ru*

The paper describes a method for generating aluminum and hydrogen plasma jets. It illustrates the formation mechanism of extended plasma structures produced during the combustion of a high-current vacuum-arc discharge. The current-carrying plasma front is shown to propagate at different velocities for aluminum plasma and hydrogen plasma. The hydrogen plasma has a substantially higher initial velocity (about 30 cm/μs) compared to the aluminum plasma (about 10 cm/μs). It is shown that the bulk velocity of the hydrogen plasma jet is about 9 cm/μs. It was proven by means of spectral diagnostics that the hydrogen plasma jet is indeed composed mainly of hydrogen.

Keywords: plasma jets, high-current vacuum-arc discharge

УДК 533.9

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АСИММЕТРИЧНЫХ СЦЕНАРИЕВ СВЕРХНОВЫХ ПРИ НАЛИЧИИ ЭКВАТОРИАЛЬНОГО ДИСКА

© 2024 г. Е. М. Урвачев^{а,б,с,*}

^аВсероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

^бНИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

^сИнститут динамики геосфер им. ак. М.А. Садовского РАН, Москва, Россия

*e-mail: urvachevyegor@gmail.com

Поступила в редакцию 17.04.2024 г.

После доработки 15.05.2024 г.

Принята к публикации 25.05.2024 г.

Поле излучения от многомерного плазменного образования может обладать значительной долей асимметрии. Часто для нахождения светимости такого объекта используют одномерные модели с учетом различных поправочных коэффициентов несферичности. В работе представлена модель определения светимости асимметричных плазменных образований на основе согласованных многомерных радиационно-гидродинамических расчетов на примере сценариев сверхновых с наличием экваториального диска. Проведено сравнение с данными наблюдений сверхновой SN2009ip. Определены болометрические кривые светимости при наблюдении такого объекта в плоскости диска и с полюса. Сделан вывод о невозможности описания многомерной структуры поля излучения в рамках одномерной модели с поправочными коэффициентами – требуется проведение полного трехмерного моделирования.

Ключевые слова: сверхновые, кривые блеска, радиационная гидродинамика, численное моделирование

DOI: 10.31857/S0367292124070062, **EDN:** OJEZAC

1. ВВЕДЕНИЕ

Существенно многомерной и асимметричной структурой обладает значительное число экспериментов физики плазмы. Трудно согласованно описать в рамках одномерного приближения, например, истечение струи в ионосферу при проведении активного геофизического ракетного эксперимента (АГРЭ) [1–3], лабораторные плазменные джеты [4–8], Z-пинчи [9–14], взрывы астероидов и падение комет [15–17], разряды молний [18–20] и многие другие явления [21–23]. Оценку наблюдаемых характеристик при этом обычно делают не напрямую из расчета, а на стадии постобработки результатов, как, например, в работах [24, 25]. Поскольку при таком подходе находится стационарная картина поля излучения, то он может привести к ошибкам, в особенности при быстрых изменениях светимости объекта.

Наиболее остро необходимость учитывать нестационарность поля излучения стоит при моделировании астрофизических объектов. Жизненный цикл некоторых звезд завершается вспышкой сверхновой [26–30]. Прекращение термоядерных реакций в центре звезды приводит к стремительному сжатию звезды к центру – коллапсу ядра, поскольку уже нет сил, которые могут компенсировать гравитационную. Процессы, происходящие при коллапсе, приводят в конечном итоге к выходу ударной волны на поверхность звезды, что сопровождается короткой, но очень яркой вспышкой (shock breakout в терминологии англоязычных публикаций) [31, 32]. Такой процесс невозможно описать в рамках стационарного приближения для переноса излучения [33–35]. Отметим, что другим возможным типом сверхновых, помимо коллапсирующих, являются сверхновые в результате термоядерного взрыва [36, 37].

Структура сверхновых может быть существенно многомерной. Сферическая симметрия может теряться из-за развития разнообразных неустойчивостей [38–40]. Кроме этого, асимметрия может быть изначально заложена в систему [41–43]. Наблюдаемая светимость таких объектов может значительно отличаться при наблюдении под различными углами. Вместе с тем, подавляющее большинство исследований в мировой литературе до сих пор проводится в рамках одномерных приближений (см., например, [44–47]). При описании существенно многомерной системы при этом обычно рассматривают усредненную по углам модель [40, 48], а иногда и вводят дополнительные поправочные коэффициенты несферичности [49]. Разумеется, такой подход не является полностью обоснованным и может приводить к значительным ошибкам. Использование же многомерных радиационно-гидродинамических кодов для астрофизических исследований позволит найти наблюдаемые потоки излучения под различными углами более согласованно. В настоящей статье демонстрируется возможность использования многомерного параллельного кода front [38, 50] для решения такого класса задач.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В коде front реализована многомерная система эйлеровой гидродинамики с учетом переноса излучения. При этом все параметры поля излучения предполагаются измеренными в сопутствующей системе отсчета, движущейся со скоростью вещества относительно неподвижного наблюдателя. В случае, когда коэффициент непрозрачности κ не зависит от частоты излучения, решаемая система уравнений имеет вид [51–53]

$$\partial_t \rho + \partial_i (\rho v_i) = 0, \quad (1)$$

$$\partial_t (\rho v_j) + \partial_i (\rho v_i v_j + p \delta_{ij}) = G_i, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \partial_t \left(\rho e + \rho \frac{v^2}{2} \right) + \partial_i \left[\left(\rho e + \rho \frac{v^2}{2} + p \right) v_i \right] = \\ = c G^0 + v_i G_i, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\partial_t U + \partial_i (F_i + v_i U) + P_{ij} \partial_j v_i = -c G^0, \quad (4)$$

$$\partial_t F_j + \partial_i (c^2 P_{ij} + v_i F_j) + F_i \partial_j v_i = -c^2 G_j, \quad (5)$$

$$G^0 = \kappa (U - a T^4), \quad (6)$$

$$G_j = \kappa \frac{F_j}{c}, \quad (7)$$

где ρ , p , e — плотность, давление и удельная внутренняя энергия вещества, δ_{ij} — дельта-символ Кронекера, U , F , P_{ij} — плотность энергии, поток и тензор давления излучения соответственно, v_i — скорость вещества, а c — скорость света, $a = 8\pi^5 k_B^4 / 15 h^3 c^3$ — радиационная постоянная (k_B — постоянная Больцмана, h — постоянная Планка), T — температура вещества.

Для замыкания системы уравнений (4) и (5) используется М1-приближение [54, 55], являющееся интерполяцией между случаем изотропного поля излучения и режима направленного луча света

$$P_{ij} = D_{ij} U, \quad (8)$$

$$D_{ij} = \frac{1-\xi}{2} \delta_{ij} + \frac{3\xi-1}{2} n_i n_j, \quad (9)$$

$$\xi = \frac{3+4f^2}{5+2\sqrt{4-3f^2}}, \quad (10)$$

$$f = \frac{|F|}{cU}, \quad n_i = \frac{F_i}{|F|}.$$

За счет учета режима направленного излучения М1-приближение является более точным по сравнению с часто используемым диффузионным приближением с ограничителем потока (FLD — Flux Limited Diffusion) [56–58]. Диффузионные модели основаны на предположении, что излучение практически изотропно, что является хорошим приближением при малых пробегах. В случае переменной оптической толщины привлекательнее пользоваться уже М1-приближением, которое учитывает анизотропию излучения. Например, в рамках М1-приближения, в отличие от FLD-приближения, корректно воспроизводится образование тени за оптически толстой средой [59, 60]. Кроме этого, возникающая при использовании М1-приближения гиперболическая система уравнений может быть эффективно решена на высокопроизводительных вычислительных кластерах с помощью подходов, хорошо зарекомендовавших себя в гидродинамике [61].

Тем не менее в М1-модели для переноса излучения два различных луча света будут взаимодействовать друг с другом из-за локальности ее замыкания. Это проявляется в нефизичном увеличении плотности энергии излучения в области

взаимодействия потоков от двух независимых источников. Такую особенность M1-приближения необходимо учитывать при моделировании соответствующего класса задач, либо же использовать более сложные и ресурсоемкие методы [38, 62].

Система (1)–(5) решается с помощью явной схемы годуновского типа с использованием приближенных римановских решателей, как для гидродинамики, так и для переноса излучения. Технические детали реализации подробно изложены в [61, 63].

В качестве объекта исследования выберем сверхновую SN2009ip. Эта сверхновая относится к типу II_n [64, 65] с наличием в спектре узких линий на широкой подложке. Такое поведение спектра может объясняться наличием нескольких выбросов вещества от сверхновой. Более быстрый и сильный выброс, объясняющий широкие линии, сталкивается с медленно летящим предыдущим выбросом — «ветром», который и объясняет узкие линии [66–68].

Предшествующие основной вспышке сверхновой выбросы вещества могут объясняться пульсационной неустойчивостью звезды, когда она сбрасывает часть своей оболочки, но при этом взрыва сверхновой не происходит [69–71]. Такой механизм за счет эффективного преобразования кинетической энергии выбросов в излучение может объяснять самые яркие сверхновые — сверхмощные сверхновые [72].

Выбросы вещества на стадии предсверхновой могут приводить к различным асимметриям в структуре системы. Предшествующий основному взрыву сверхновой выброс массы может привести к образованию диска в экваториальной плоскости, например, из-за наличия в системе звезды-компаньона [73–75]. По данным спектральных наблюдений широких линий SN2009ip были высказаны гипотезы о наличии в системе плотного экваториального диска [49, 76]. Ударная волна по такому диску будет бежать медленнее, чем по менее плотному околозвездному веществу [77], что, в свою очередь, повлияет на наблюдаемые характеристики.

Ранее для SN2009ip была разработана модель [61, 78], объясняющую максимум светимости сверхновой в районе 20 сентября 2012 года. При этом предполагалось, что сферически-симметричная предсверхновая состоит из гидростатического ядра, имеющего политропную структуру с зависимостью температура-плотность

$T \sim \rho^{1/2}$, солнечной массы $M_{\odot}$ и радиусом $700R_{\odot}$ солнечных. Ядро окружено областью ветра, размерами $700R_{\odot} \leq r \leq 10^5 R_{\odot}$, с суммарной массой $0.3M_{\odot}$ и законом падения плотности $\rho \sim 1/r^3$. На рис. 1 изображены начальные профили плотности и температуры в сферически-симметричной модели SN2009ip. Взрыв моделировался с помощью сценария «тепловой бомбы» — выделения энергии 10^{51} эрг в небольшой центральной области в течении первых 10 с. Начальный этап после взрыва был промоделирован с помощью одномерного лагранжевого радиационно-гидродинамического кода stella [34]. На момент времени $t \approx 2$ дня после взрыва профили всех физических величин были экспортированы в эйлеров код front.

Введем в модель SN2009ip экваториальный диск следующим образом:

$$\rho_d(r, z) = f_d \rho_{\text{csm}}(r, z) = f_d \rho_{\text{csm}}(R), \quad (11)$$

при $R = \sqrt{r^2 + z^2} \geq L_d = 10^{15}$ см и $r/R \geq \cos \alpha_d$, где $\alpha_d = 10^\circ$ — угол раствора диска, а $\rho_{\text{csm}}(R)$ — профиль плотности околозвездного вещества в изначальной модели. При этом рассмотрим три модели: с $f_d = 1$ (аналог сферически-симметричного случая), $f_d = 10$ и $f_d = 100$. Разумеется, более детальное и реалистичное описание диска требуется учета вопросов звездной эволюции. Тем не менее даже модельная постановка поможет сделать вывод об угловых зависимостях наблюдаемых величин.

Основным процессом, вносящим вклад в непрозрачность вещества при астрофизических условиях является томпсоновское рассеяние. Поскольку можно считать, что в таком случае коэффициент непрозрачности $\kappa = 0.2$ см²/г не зависит от частоты, то будем пользоваться приближением серой непрозрачности. Такое приближение хорошо зарекомендовало себя при описании болометрических кривых блеска сверхновых [63, 77]. Также для простоты используется уравнение состояния идеального газа с $\gamma = 5/3$ и $\mu = 0.879$, что соответствует полностью ионизованной смеси водорода и гелия с небольшой примесью металлов [61].

3. ДВУМЕРНЫЕ РАСЧЕТЫ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ

Перейдем к описанию результатов радиационно-гидродинамических расчетов модели

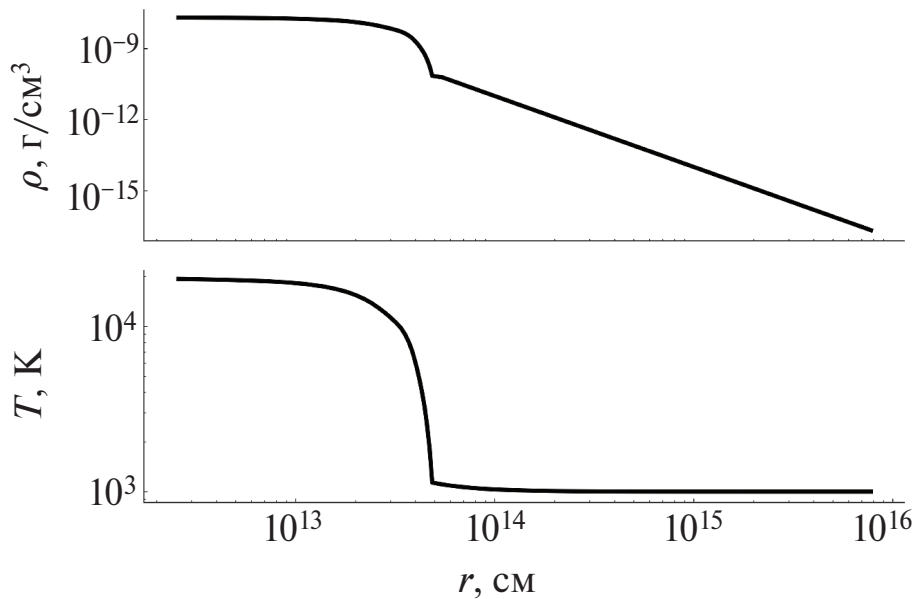


Рис. 1. Профили начальной плотности ρ и температуры T в сферически-симметричной модели SN2009ip [61, 78].

SN2009ip с экваториальным диском. Моделирование проводилось на равномерной двумерной сетке в RZ -цилиндрической геометрии с числом ячеек вдоль каждой из осей $N_r = 4096$ и $N_z = 8192$ и размерами $[0; L] \times [-L; L]$, где $L = 7.78 \cdot 10^{15}$ см. На внутренней границе оси R предполагаются граничные условия стенки, а на всех остальных границах — свободные условия. В области, где $R = \sqrt{r^2 + z^2} > L$, задавалась плотность $\rho = 10^{-9} \rho_{\text{csm}}(L)$ для моделирования низкоплотной околосредной среды [61]. Из профилей плотности, представленных на рис. 2 на момент времени $t = 50$ дней, хорошо видно, что чем плотнее вещество диска, тем ударная волна по нему бежит медленнее, чем по менее плотному околосредному веществу. В возникающем из-за сильного охлаждения плотном слое в районе экваториального диска при $f_d = 100$ начинают развиваться возмущения из-за комбинации неустойчивостей Рэлея—Тейлора и Вишняка [39, 79].

Локальную светимость в каждой точке можно определить как

$$L(r, z) = 4\pi(r^2 + z^2)\sqrt{F_r^2 + F_z^2}. \quad (12)$$

Из профилей светимости, также изображенных на рис. 2, видно, что развивающиеся неустойчивости не влияют на светимость ближе к границе счетной области. Кроме этого, начиная с определенного радиуса $R = \sqrt{r^2 + z^2}$, когда уже

вещество становится оптически прозрачным, светимость выходит на постоянную величину. Таким образом, наблюдаемую болометрическую светимость в зависимости от угла θ можно оценить как [79]

$$L_{\text{obs}}(\theta) = L(R_{\text{max}} \cos \theta, R_{\text{max}} \sin \theta), \quad (13)$$

где $R_{\text{max}} = 7 \cdot 10^{15}$ см. Найденные болометрические кривые светимости под различными углами наблюдения для модели SN2009ip без диска, а также для моделей с диском при $f_d = 10$ и $f_f = 100$ изображены на рис. 3. Стоит отметить, что вместо углов наблюдения 0° и 90° были выбраны углы 5° и 85° для исключения влияния численного карбункул-эффекта вдоль координатных осей [80, 81]. Также для каждого случая приводятся кривые светимости, найденные из расчетов одномерных сферизованных моделей с аналогичным пространственным разрешением. Усреднение при этом проводилось следующим образом:

$$\rho(R) = \rho_{\text{csm}}(R) \frac{f_d \alpha_d + (90^\circ - \alpha_d)}{90^\circ}. \quad (14)$$

Для модели без диска наблюдаемые светимости под различными углами идентичны и совпадают с одномерным расчетом. Такая модель является тестом корректности реализации методики оценки наблюдаемой светимости.

Оцениваемая в плоскости диска (при наблюдении под углом 5°) светимость оказывается гораздо меньшей, чем при наблюдении под углами,

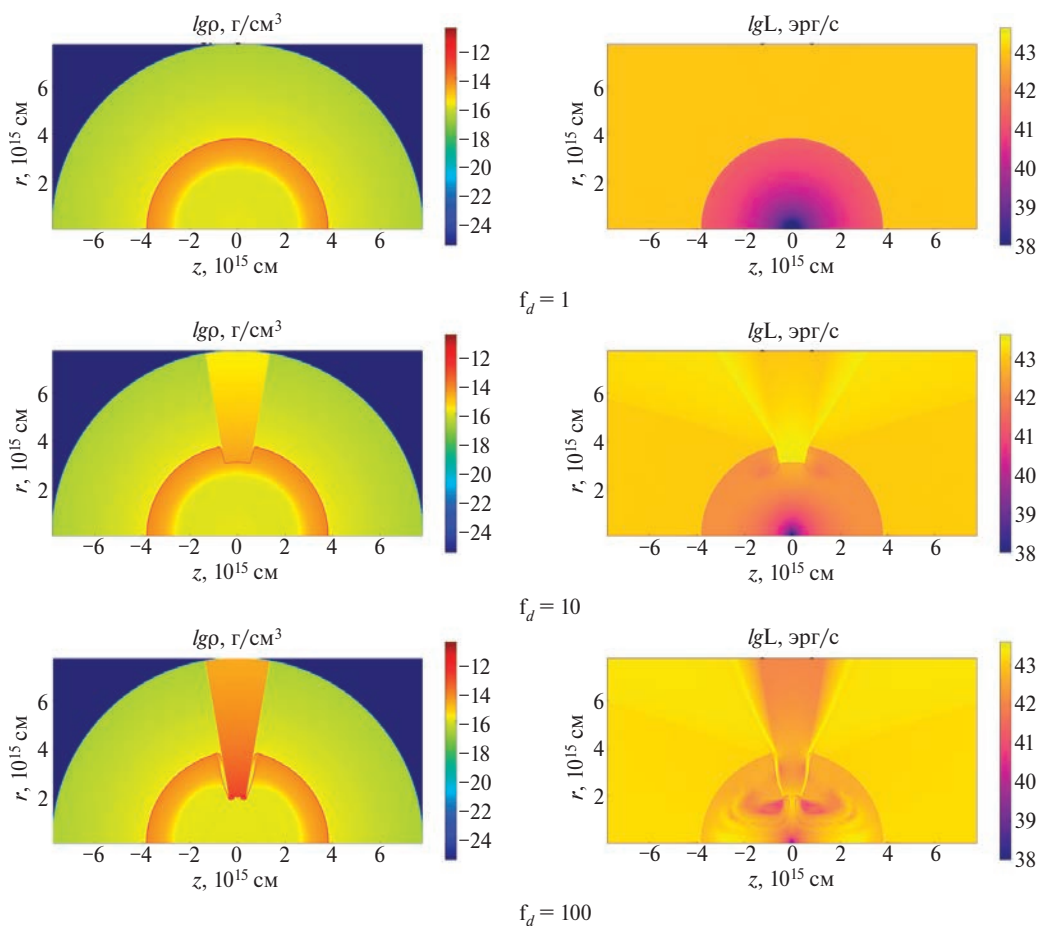


Рис. 2. Профили плотности ρ и локальной светимости L на момент времени $t = 50$ дней для различных моделей SN2009ip (без диска с $f_d = 1$ и с диском с $f_d = 10$ и $f_d = 100$) в двумерных расчетах в RZ -цилиндрической геометрии (число ячеек 4096×8192).

большими угла раствора диска. Такое поведение связано с некоторым недостатком используемой методики [79], поскольку в оценке светимости участвуют лишь радиальные лучи. Указанного недостатка можно избежать при проведении трехмерных расчетов.

Для модели с плотностью диска, в 10 раз превышающей фоновую, было показано, что болометрическая кривая светимости под углами наблюдения, превышающими угол раствора диска, может быть неплохо описана в рамках одномерной, усредненной по углу модели. При более плотном диске (с плотностью в 100 раз больше фоновой) для описания хвоста кривой светимости в рамках одномерной модели по аналогии с работой [49] потребуются введение поправочного коэффициента $f_{1D} = 0.5$, на который необходимо умножить светимость, полученную в одномерном расчете. Вместе с тем, даже введение поправочных коэффициентов не по-

зволит описать первый пик светимости в рамках одномерной сферизованной модели.

Окончательный вывод касательно характера светимости можно будет сделать на основе трехмерных расчетов, результаты которых, а также сравнение с данными реальных наблюдений SN2009ip будут приведены ниже.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ СХОДИМОСТИ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

Одним из важных вопросов при проведении численного моделирования является сходимость найденного решения. В рассматриваемой задаче при прохождении сильной ударной волны в системе образуется тонкий плотный слой. Скачок плотности при этом может на несколько порядков превышать предельное сжатие на фронте сильной адиабатической ударной волны [38, 82, 83]. Для разрешения детальной структуры такого слоя уже

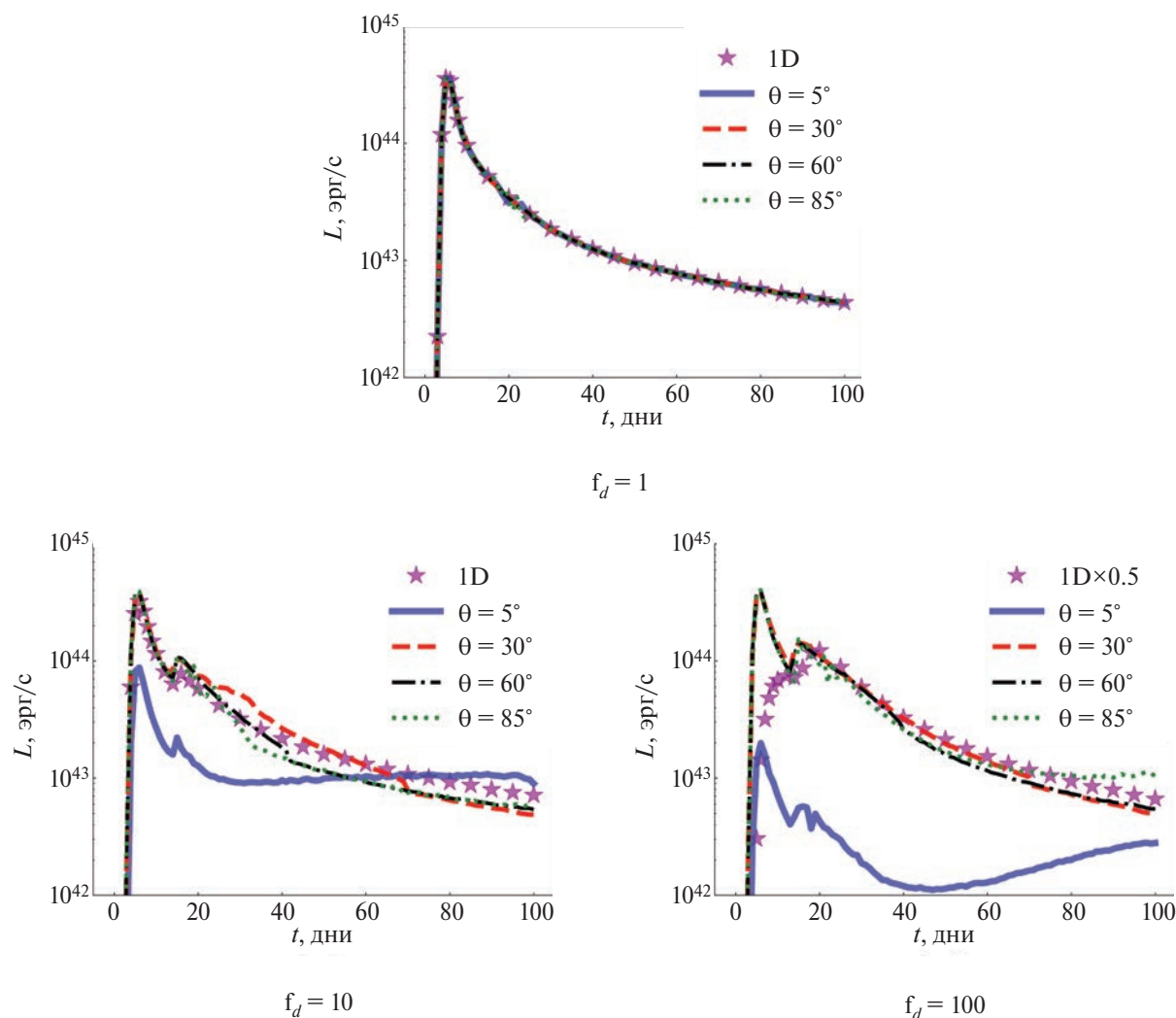


Рис. 3. Болومترические кривые светимости для различных моделей SN2009ip (без диска с $f_d = 1$ и с диском с $f_d = 10$ и $f_d = 100$) при наблюдении под различными углами, вычисленные на основе двумерного расчета в RZ -цилиндрической геометрии. Также приводится светимость для аналогичных одномерных сферизованных моделей.

в одномерии может понадобиться порядка нескольких миллионов ячеек, как в случае плотных слоев в остатках сверхновых [39, 84]. Проведение же многомерного расчета с аналогичным разрешением не представляется возможным для современных вычислительных комплексов даже самой высокой производительности.

Чем лучше пространственное разрешение, тем ниже будет численная вязкость. Это приведет к более высокой плотности в области плотного тонкого слоя. Кроме этого, в плотном слое могут развиваться разнообразные неустойчивости [38, 39, 85, 86]. В таком случае крайне трудно, а порою и невозможно, достичь локальной сходимости по всем физическим величинам. Вместо этого имеет

смысл говорить о сходимости по некоторым интегральным величинам.

В случае сверхновых одной из главных характеристик является ее светимость. На рис. 4 изображены кривые блеска, найденные из одномерных расчетов модели SN2009ip без диска с различным пространственным разрешением. Начиная с $N_r = 1024$ ячеек вдоль радиуса болومترическая светимость уже выходит на сходимость. При худшем же пространственном разрешении основная динамика кривой блеска описывается также корректно, но уже не столь детально. Таким образом, качественно верные результаты в трехмерных расчетах уже можно получить при $N = 256$ ячейках вдоль каждой из полуосей.

Другой интегральной характеристикой может являться положение плотного тонкого слоя на различные моменты времени, т. е. его динамика. На рис. 4 также изображены усредненные по $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ профили плотности на момент времени $t = 50$ дней, найденные из двумерных расчетов в RZ-цилиндрической геометрии модели SN2009ip без диска с различным пространственным разрешением. Чем лучше пространственное разрешение, тем сильнее сжатие вещества в области тонкого слоя. Тем не менее, его положение не зависит от используемого для расчета числа ячеек.

Проведенное исследование сходимости показывает справедливость выводов, сделанных в предыдущем разделе на основе расчетов на двумерной сетке с $N_r = 4096$ и $N_z = 8192$. Также сделанные выводы позволяют оценить минимальное число ячеек, необходимых для корректного описания кривой блеска при проведении трехмерных расчетов. Для представления необходимых вычислительных ресурсов параметры проведенных многомерных расчетов представлены в сводной табл. 1. Временной шаг во всех расчетах выбирался на основе критерия Куранта [87] с $C_{\text{eff}} = 0.25$. В этом случае шаг зависит только пространственного разрешения, поэтому для моделей с разным f_d время счета до момента времени $t = 100$ дней практически не отличается.

Представленные результаты указывают на главный недостаток многомерных расчетов, в особенности трехмерных — они требуют огромное количество вычислительных мощностей.

Кроме этого, многомерные исследования часто требуют проведения серии численных экспериментов, в том числе, из-за необходимости работы по модификации исходной модели. Тем не менее проведение трехмерного согласованного радиационно-гидродинамического моделирования астрофизических объектов в высокой степени целесообразно. Такого рода предсказательные расчеты взаимосвязанных разномасштабных явлений необходимы для получения новых знаний и для полноценного сравнительного анализа расчетных результатов с данными наблюдений.

5. ТРЕХМЕРНЫЕ РАСЧЕТЫ В ДЕКАРТОВОЙ ГЕОМЕТРИИ

Многомерный параллельный код *front* позволяет проводить трехмерные расчеты. Такие расчеты будут более согласованными, поскольку позволят найти полный выходящий поток через границу области напрямую. Введем в ранее рассмотренную модель экваториальный диск теперь уже в рамках декартовой геометрии

$$\rho_d(x, y, z) = f_d \rho_{\text{csm}}(x, y, z) = f_d \rho_{\text{csm}}(R), \quad (15)$$

при $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \geq L_d = 10^{15}$ см

и $\sqrt{x^2 + y^2} / R \geq \cos \alpha_d$, где $\alpha_d = 10^\circ$ — угол раствора диска. При этом также как и в двумерном случае будем рассматривать три модели с $f_d = 1$ (аналог сферически-симметричной модели), $f_d = 10$ и $f_d = 100$.

Трехмерные расчеты проводились на равномерной сетке с декартовой геометрией и числом

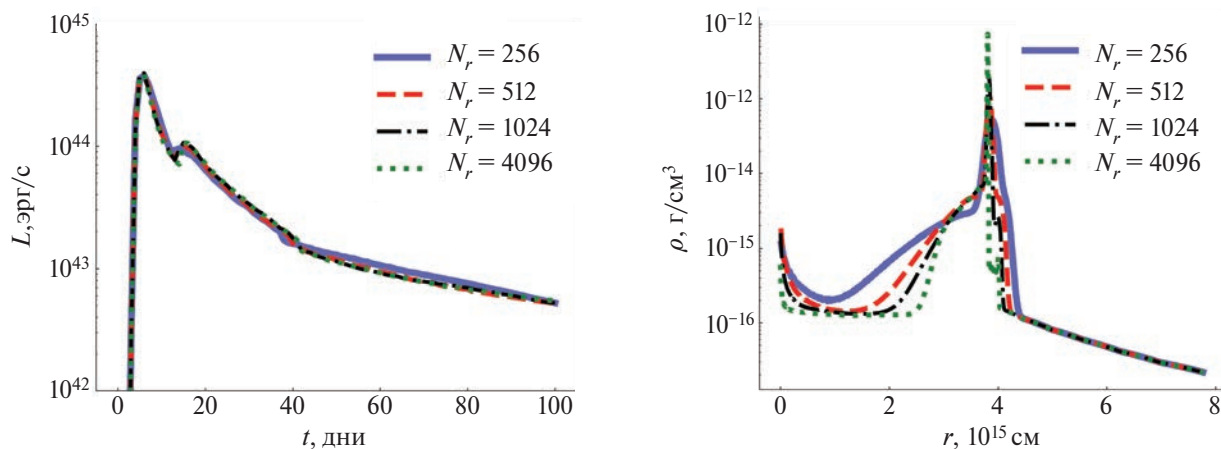


Рис. 4. Болومترические кривые светимости L , найденные из одномерных расчетов, а также усредненные по $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ профили плотности на момент времени $t = 50$ дней, найденные из двумерных расчетов в RZ-цилиндрической геометрии, для модели SN2009ip без диска при различном пространственном разрешении.

Таблица 1. Параметры проведенных расчетов многомерным параллельным кодом front

Размерность	Геометрия	Число ячеек	Процессорное время, тыс. час.
1D	сферическая	256	$0.04 \cdot 10^{-3}$
		512	$0.11 \cdot 10^{-3}$
		1024	$0.45 \cdot 10^{-3}$
		2048	$1.72 \cdot 10^{-3}$
		4096	$6.81 \cdot 10^{-3}$
2D	RZ-цилиндрическая	256×512	0.05
		512×1024	0.34
		1024×2048	2.13
		2048×4096	21.1
		4096×8192	169.8
3D	декартова	512^3	96.0
		1024^3	626.1
		2048^3	3113.0

ячеек вдоль каждой из осей $N_x = N_y = N_z = 512$ и размерами $[-L; L] \times [-L; L] \times [-L; L]$. Важно отметить, что на вычислительную сетку была отображена вся модель, а не 1/8 ее часть. Таким образом можно согласованно получить поток выходящего из области излучения без каких-либо предположений. Граничные условия при этом предполагались свободными.

Характерную динамику такой системы с диском можно увидеть на рис. 5, на котором изображены профили плотности на момент времени $t = 50$ дней. Как и в двумерном случае хорошо заметна разная скорость распространения ударной волны по диску и по менее плотному веществу.

M1-приближение для переноса излучения позволяет получить компоненты потока излучения F_x, F_y, F_z вдоль координатных осей напрямую из расчета. Тогда светимость вдоль определенного направления можно найти как $L_{x,y,z} = S_{x,y,z} F_{x,y,z}$, где $S_{x,y,z}$ — площадь границы области перпендикулярной рассматриваемому направлению, а $F_{x,y,z}$ — усредненная по всем граничным ячейкам соответствующая компонента потока.

На рис. 6 изображены найденные болометрические кривые светимости L_x и L_z при наблюдении вдоль осей x и z для случаев $f_d = 1$, $f_d = 10$ и $f_d = 100$ соответственно. Для сравнения с кривыми светимости, определенными по методике [79] на основе двумерных расчетов, $L_{x,z}$ необходимо умножить на 2π , т.е. найти изотроп-

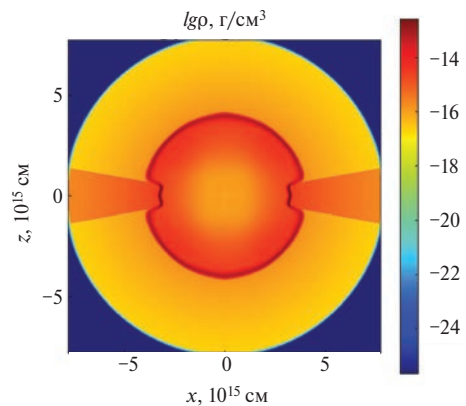


Рис. 5. Профили плотности (срез xz вдоль плоскости $y = 0$) на момент времени $t = 50$ дней в модели SN2009ip с диском с $f_d = 10$ в трехмерном расчете (число ячеек 512^3).

ную светимость. Для случая $f_d = 1$ (аналог сферически симметричной модели) светимости L_x и L_z совпадают как между собой, так и результатами, определенными из двумерного расчета. При этом светимость L_z не подвержена влиянию карбункул-возмущения как $L(\theta = 85^\circ)$, поскольку определяется на основе множества лучей, а не одного.

Для системы с диском при $f_d = 10$ и $f_d = 100$ методика [79] дает предсказание для $L(\theta = 5^\circ)$ полностью отличающееся от L_x . При наблюдении такой системы в плоскости диска основной вклад в полную светимость будут давать области вне диска, которые никак не учитываются в методе [79]. В трехмерных же расчетах кодом front учитываются все области, дающие поток через границу

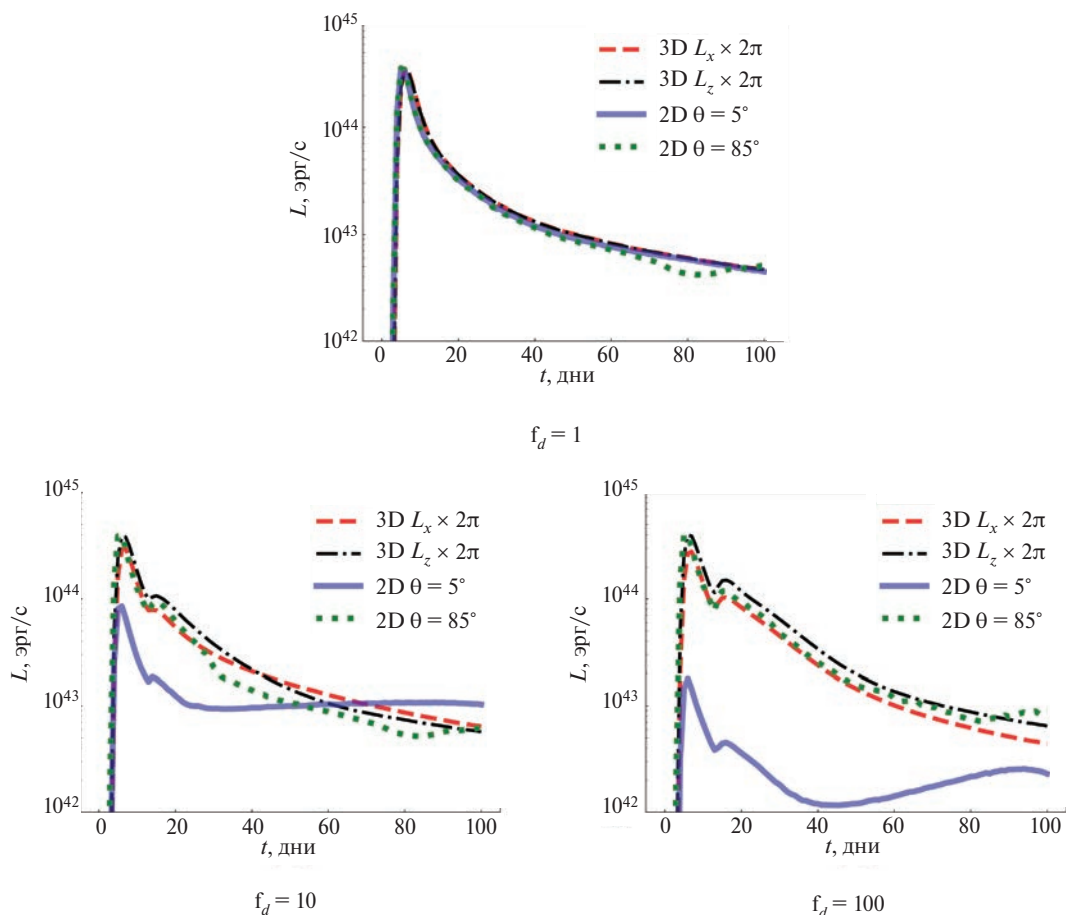


Рис. 6. Болومترические кривые светимости L_x и L_z вдоль осей x и z для различных моделей SN2009ip (без диска с $f_d = 1$ и с диском с $f_d = 10$ и $f_d = 100$), определенные из трехмерных расчетов. Также изображены кривые светимости при наблюдении в плоскости диска ($\theta = 5^\circ$) и с полюса ($\theta = 85^\circ$), определенные по методике [79] на основе двумерных расчетов.

счетной области. Таким образом, одним из возможных способов для более корректной оценки наблюдаемых потоков является продемонстрированная методика на базе трехмерных расчетов.

6. АНАЛИЗ КРИВЫХ БЛЕСКА

Самым важным этапом исследования является проведение сравнения с данными реальных наблюдений объекта. На рис. 7 представлены кривые светимости в модели с диском и $f_d = 100$, рассчитанные на основе двумерного и трехмерного, а также одномерного сферизованного расчетов. На рис. 7 также представлена полная наблюдаемая болومترическая кривая блеска SN2009ip по данным [64], состоящая из двух максимумов: в районе августа и сентября 2012 года. Модель, взятая за основу в настоящей статье, изначально была создана для описания сверхно-

вой в районе 24 сентября [78]. В настоящей статье мы также сосредоточимся на основном максимуме светимости сверхновой.

Наилучшее совпадение с данными наблюдений показывает светимость из одномерного сферизованного расчета, умноженная на коэффициент несферичности $f_{ID} = 0.05$, что полностью согласуется с результатами, полученными в работе [49]. Разумеется, использованная в одномерном исследовании [49] модель несколько лучше описывает наблюдаемые данные. Тем не менее болومترическая кривая блеска, определенная на основе одномерного расчета отличается на порядок, по сравнению со светимостью, определенной на основе более согласованных многомерных расчетов. Кроме этого, значительно различается и форма максимума светимости сверхновой, поэтому введение коэффициентов несферичности не позволит полноценно описать многомерную струк-

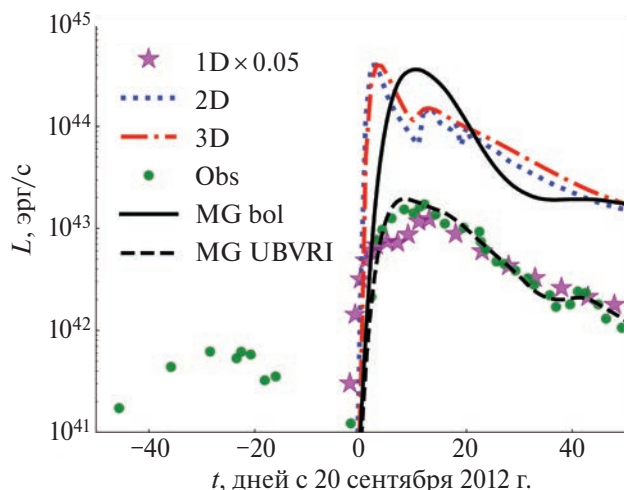


Рис. 7. Болометрические кривые светимости модели SN2009ip с диском с $f_d = 100$ при наблюдении с полюса, определенные на основе многомерных и одномерного сферизованного расчетов. Наблюдаемые данные из работы [64] изображены черными точками. Также изображены полная болометрическая светимость и светимость в диапазоне UBVRi, полученные в рамках сферически-симметричной многогрупповой модели (MG) в работе [88].

туру в рамках одномерного расчета. Противоречий с наблюдаемыми данными при этом нет. Используемая в настоящей статье модель сверхновой основана на ударно-волновом взаимодействии. В результате основной поток излучения будет исходить в мягком рентгене и экстремальном ультрафиолете (диапазон XEUV 0.15–124 нм), которые мы наблюдать не можем. Наблюдаемая кривая блеска [64] основана на чернотельной аппроксимации и не может учесть диапазон XEUV. Поэтому более корректно сравнивать с данными наблюдений не полную болометрику из расчетов, а наблюдаемую (диапазон UBVRi 320–900 нм), как в спектральных расчетах в работе [88].

Для корректного нахождения кривой блеска в диапазоне UBVRi необходимо проведение многогрупповых расчетов с учетом модели реалистичной непрозрачности. Поэтому для демонстрации на рис. 7 изображена светимость в диапазоне UBVRi, полученная в многогрупповой сферически-симметричной модели в работе [88]. Эта кривая блеска лучше описывает данные наблюдений, чем одномерная сферизованная модель с диском, в особенности в районе роста и максимума светимости. При этом стоит отметить, что такого совпадения в работе [88] удалось добиться за счет использования более

сложной модели — с учетом переменной ионизации, спектральной зависимости коэффициента непрозрачности, эффекта непрозрачности при расширении. Тем не менее полная болометрическая кривая светимости в модели [88] также более чем на порядок превосходит наблюдаемые значения, что подтверждает корректность полученных кривых блеска в рамках многомерных расчетов. Стоит заметить, что при построении моделей, в которых с наблюдаемыми данными будет совпадать все же полная болометрика, можно столкнуться с противоречиями с типичными параметрами ударно-волновых сверхновых.

Дополнительно отметим, что светимость в моделях с диском при углах наблюдения, превышающих угол раствора диска, имеет двухпиковую структуру. Такое поведение косвенно указывает на возможность объяснения в рамках такой модели сразу обоих этапов роста светимости SN2009ip в 2012 г. при варьировании параметров диска, а также небольших «горбов» на этапе падения светимости. Разработка трехмерной многогрупповой модели SN2009ip с учетом наличия диска, хорошо описывающей наблюдения в спектральном диапазоне UBVRi, будет является предметом будущих исследований.

В рамках M1-приближения напрямую из расчета известны лишь компоненты потока вдоль координатных осей. Для нахождения потока при наблюдении под произвольным углом необходимо проводить процедуру восстановления диаграммы направленности излучения. Кроме этого, можно пользоваться методами для переноса излучения, хранящими более подробную информацию о поле излучения, например, кодом shdom [38, 89–91].

В качестве альтернативного подхода можно проводить трехмерное моделирование в рамках M1-приближения с повернутым под нужным углом объектом. На рис. 8 изображены профили плотности на момент времени $t = 50$ дней в расчете с повернутым диском под углом $\varphi = 45^\circ$ относительно оси x . В этом случае поток F_z вдоль оси z будет эквивалентен потоку под углом $\theta = 45^\circ$ в исходной системе. Такой подход также позволит получать наблюдаемые изображения объекта напрямую из расчета, без проведения процедуры постобработки. На рис. 8 изображен и поток излучения F_z на границе области. При этом видно, что наиболее яркой будет область на краю плотного диска. Отметим, что для демонстрации возможностей кода front данный

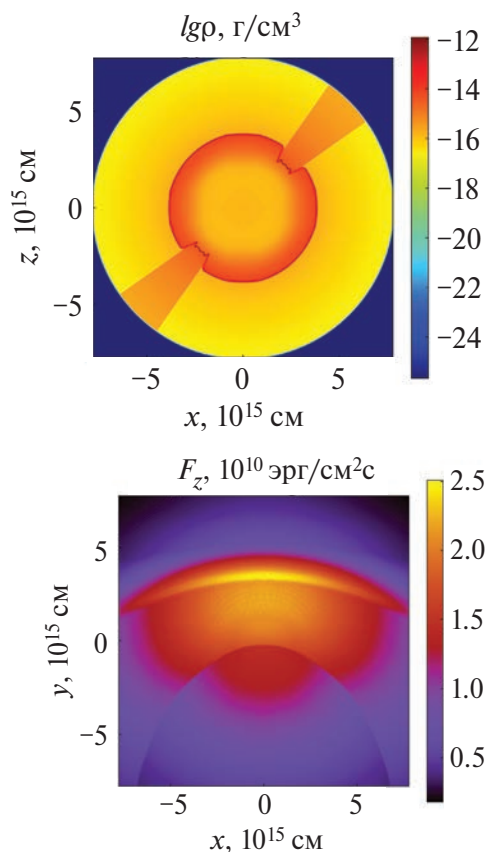


Рис. 8. Профили плотности ρ (срез xz вдоль плоскости $y = 0$) и поток излучения F_z вдоль оси z на границе счетной области (срез xy вдоль плоскости $y = L_{\max}$) на момент времени $t = 50$ дней в модели SN2009ip с повернутым на угол 45° диском с $f_d = 10$ в трехмерном расчете (число ячеек 2048^3).

расчет был выполнен при рекордном для кода пространственном разрешении 2048^3 (порядка 8 миллиардов счетных ячеек). Стоит отметить, что при проведении массовых трехмерных расчетов требования к вычислительной мощности могут быть снижены без сильного ухудшения точности за счет использования неоднородных вычислительных сеток. Кроме этого, неравномерная сетка позволяет моделировать кодом front самые первые стадии развития взрыва сверхновой.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Многие явления физики плазмы обладают существенной асимметричной структурой. При наблюдении таких явлений под различными углами, регистрируемые потоки излучения могут существенно различаться. Обычно оценку таких потоков проводят на этапе постобработки результатов многомерных расчетов. В настоящей

статьей демонстрируется подход, развитый в параллельном многомерном коде front, позволяющий согласованно находить кривые светимости при наблюдении под различными углами прямо во время расчета.

Для демонстрации был построен ряд многомерных моделей сверхновой SN2009ip, учитывающих наличие в системе плотного экваториального диска. На основе проведенных двумерных радиационно-гидродинамических расчетов найдены угловые зависимости наблюдаемых болометрических кривых блеска. Показано, что при наблюдении объекта под углами, превышающими угол раствора диска, кривая блеска будет иметь двухпиковую структуру. При этом продемонстрировано, что светимость в модели с плотностью диска в 10 раз превышающей фоновую может объясняться в рамках одномерной, усредненной по углу модели. При плотности диска в 100 раз большей фоновой для описания светимости в рамках одномерной модели потребуется введение поправочных коэффициентов несферичности.

Также было проведено трехмерное моделирование рассматриваемых моделей SN2009ip. В мировой литературе для определения угловой зависимости наблюдаемой светимости используют преимущественно результаты двумерных расчетов. Недостатком такого подхода является предсказание всей светимости объекта лишь на основе одного радиального луча. В реальности вклад от различных лучей, исходящих из объекта под углом, равным углу наблюдения, может быть разным. Проведение же трехмерных расчетов позволило определить полный выходящий поток из области напрямую из расчета. По такой методике были определены болометрические кривые светимости при наблюдении объекта в плоскости диска и с полюса. При этом было показано, что оцениваемый по одному радиальному лучу поток излучения при наблюдении объекта в плоскости экваториального диска существенно отличается от полного наблюдаемого потока.

Было проведено сравнение рассчитанных болометрических кривых блеска с результатами наблюдений SN2009ip. Наилучшее совпадение с данными наблюдений показывает светимость из одномерного сферизованного расчета модели с диском с $f_d = 100$ с учетом коэффициента несферичности $f_{1D} = 0.05$. Несмотря на согласие

с результатами, представленными в литературе [49], светимость, определенная из одномерного расчета, как качественно, так и количественно отличается от согласующихся между собой результатов двумерных и трехмерных расчетов. Таким образом, введение коэффициентов несферичности не позволяет в полной мере описать многомерную структуру в рамках одномерного расчета. Кроме этого, с данными наблюдений корректно сравнивать не истинную полную болометрическую светимость, а наблюдаемую (спектральный диапазон UVRI) [88].

Один из описанных трехмерных радиационно-гидродинамических расчетов был проведен с использованием рекордного для кода *front* числа счетных ячеек, который составил порядка 8 миллиардов. Таким образом, была отработана возможность счета кодом *front* на вычислительных кластерах высочайшей производительности. Важно отметить, что развитая методика определения потоков может быть легко обобщена и на уже проводимые спектральные радиационно-гидродинамические расчеты [88] и расчеты с учетом множества плазменных эффектов [92, 93].

Работа по анализу кривых блеска проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт». Исследование сходимости численного решения выполнено в рамках государственного задания № FMWN-2022-0021. Автор благодарит Глазырина С.И., Лосеву Т.В. и Блинникова С.И. за плодотворные научные дискуссии, Муханова А.Э. за техническую помощь при проведении расчетов, а также анонимных рецензентов за ценные замечания по работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Erlandson R.E., Meng C., Zetzer J.-I.* // J. Spacecraft Rockets. 2004. Т. 41. С. 481482.
2. *Zetser J., Poklad Y.V., Erlandson R.* // Izvestiya, Phys. Solid Earth. 2021. Т. 57. С. 745–760.
3. *Лосева Т., Косарев И., Поклад Ю., Ляхов А., Зецер Ю., Урвачев Е.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 956.
4. *Hsu S., Moser A., Merritt E., Adams C., Dunn J., Brockington S., Case A., Gilmore M. Lynn A., Messer S. и др.* // J. Plasma Phys. 2015. Т. 81. С. 345810201.
5. *Kuzenov V., Ryzhkov S., Frolko P.* // IOP Publishing. 2017. Т. 830. С. 012049.
6. *Roussikh A.G., Artyomov A.P., Zhigalin A.S., Fedynin A.V., Oreshkin V.I.* // IEEE Transac. Plasma Sci. 2018. Т. 46. С. 3487–3492.
7. *Крауз В., Харрасов А., Ламзин С., Додин А., Мяттон В., Ильичев И.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 506.
8. *Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Varaksin A.Y.* // Aerospace. 2023. Т. 10. С. 662.
9. *Ryutov D., Derzon M.S., Matzen M.K.* // Rev. Modern Phys. 2000. Т. 72. С. 167.
10. *Haines M.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2011. Т. 53. С. 093001.
11. *Бакишев Ю., Брызгунов В., Вихрев В., Волобуев И., Данько С., Казаков Е., Королев В., Клир Д., Мироненко-Маренков А., Пименов В. и др.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 516–516.
12. *Roussikh A., Zhigalin A., Oreshkin V., Labetskaya N., Chaikovskiy S., Batrakov A., Yushkov G. Y., Baksht R.* // Phys. Plasmas. 2014. Т. 21.
13. *Болдарев А., Болховитинов Е., Вичев И., Волков Г., Гасилов В., Грабовский Е., Грицук А., Данько С., Зайцев В., Новиков В. и др.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 195–199.
14. *Александров В., Грабовский Е., Грицук А., Волобуев И., Казаков Е., Калинин Ю., Королев В., Лаухин Я., Медовщиков С., Митрофанов К. и др.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 673–682.
15. *Shuvalov V., Artem'eva N., Kosarev I.* // Internat. J. Impact Engineering. 1999. Т. 23. С. 847–858.
16. *Nemtschinov I., Shuvalov V., Kosarev I., Artem'Eva N., Trubetskaya I., Svetsov V., Ivanov B., Loseva T., Neukum G., Hahn G. и др.* // Planetary Space Sci. 1997. Т. 45. С. 311–326.
17. *Losseva T., Golub A.P., Lyakhov A.N., Kosarev Lil* // JETP Lett. 2016. Т. 103. С. 680–686.
18. *Ripoll J.-F., Zinn J., Jeffery C.A., Colestock P.L.* // J. Geophys. Res.: Atmospheres. 2014. Т. 119. С. 9196–9217.
19. *Syssoev A., Iudin D., Bulatov A., Rakov V.* // J. Geophys. Res.: Atmospheres. 2020. Т. 125. e2019JD031360.
20. *Iudin D.* // Atmospheric Res. 2021. Т. 256. С. 105560.
21. *Nemtschinov I., Artem'ev V., Bergelson V., Khazins V., Orlova T., Rybakov V.* // Shock Waves. 1994. Т. 4. С. 35–40.
22. *Shuvalov V.* // Shock Waves. 1999. Т. 9. С. 381–390.
23. *Bychenkov V.Y., Lobok M. G.* // JETP Lett. 2021. Т. 114. С. 579–584.
24. *Лосева Т., Урвачев Е., Зецер Ю., Ляхов А., Косарев И., Поклад Ю.* // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 797.
25. *Урвачев Е., Лосева Т., Ляхов А., Зецер Ю.* // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 1118–1126.
26. *Sugimoto D., Nomoto K.* // Space Sci. Rev. 1980. Т. 25. С. 155.
27. *Bethe H. A.* // Rev. Modern Phys. 1990. Т. 62. С. 801.
28. *Brown G.E., Bethe H.A., Baym G.* // Nuclear Phys. A. 1982. Т. 375. С. 481.
29. *Filippenko A. V.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1997. Т. 35. С. 309.

30. Woosley S.E., Heger A., Weaver T.A. // *Rev. Modern Phys.* 2002. T. 74. C. 1015.
31. Woosley S., Janka T. // *Nature Phys.* 2005. T. 1. C. 147.
32. Janka H.-T., Langanke K., Marek A., Martinez-Pinedo G., Muller B. // *Phys. Reps.* 2007. T. 442. C. 38.
33. Blinnikov S.I., Bartunov O. // *Astron. Astrophys.* 1993. T. 273. C. 106.
34. Blinnikov S., Eastman R., Bartunov O., Popolitov V., Woosley S. // *Astrophys. J.* 1998. T. 496. C. 454.
35. Kozyreva A., Nakar E., Waldman R., Blinnikov S., Baklanov P. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2020. T. 494. C. 3927.
36. Arnett W. D. // *Astrophys. J. Lett.* 1979. T. 230. C. L37.
37. Leibundgut B. // *Astron. Astrophys. Rev.* 2000. T. 10. C. 179.
38. Urvachev E., Shidlovski D., Tominaga N., Glazyrin S., Blinnikov S. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2021. T. 256. C. 8.
39. Badjin D.A., Glazyrin S.I. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2021. T. 507. C. 1492–1512.
40. Moriya T.J., Chen K.-J., Nakajima K., Tominaga N., Blinnikov S.I. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2021. T. 503. C. 1206–1213.
41. Nagao T., Cikota A., Patat F., Taubenberger S., Bulla M., Faran T., Sand D., Valenti S., Andrews J., Reichart D. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.: Lett.* 2019. T. 489. C. L69–L74.
42. Margutti R., Metzger B., Chornock R., Vurm I., Roth N., Grefenstette B., Savchenko V., Cartier R., Steiner J., Terzeran G. u dp. // *Astrophys. J.* 2019. T. 872. C. 18.
43. Hoefflich P., Yang Y., Baade D., Cikota A., Maund J. R., Mishra D., Patat F., Patra K.C., Wang L., Wheeler J.C. u dp. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2023. T. 520. C. 560–582.
44. Leung S.-C., Blinnikov S., Nomoto K., Baklanov P., Sorokina E., Tolstov A. // *Astrophys. J.* 2020. T. 903. C. 66.
45. Tsvetkov D.Y., Pavlyuk N., Vozyakova O., Shatsky N., Tatarnikov A., Nikiforova A., Baklanov P., Blinnikov S., Ushakova M., Larionova E. u dp. // *Astron. Lett.* 2021. T. 47. C. 291–306.
46. Jin H., Yoon S.-C., Blinnikov S. // *Astrophys. J.* 2021. T. 910. C. 68.
47. Xiang D., Wang X., Zhang X., Sai H., Zhang J., Brink T.G., Filippenko A.V., Mo J., Zhang T., Chen Z. u dp. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2023. T. 520. C. 2965.
48. Kozyreva A., Janka H.-T., Kresse D., Taubenberger S., Baklanov P. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2022. T. 514. C. 4173.
49. Chugai N. // *Astron. Lett.* 2022. T. 48. C. 442.
50. Glazyrin S. // *Astron. Lett.* 2013. T. 39. C. 221.
51. Skinner M.A., Dolence J.C., Burrows A., Radice D., Vartanyan D. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2019. T. 241. C. 7.
52. Gonzalez M., Audit E., Huynh P. // *Astron. Astrophys.* 2007. T. 464. C. 429.
53. Just O., Obergaulinger M., Janka H.-T. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2015T. 453. C. 3386.
54. Levermore C. // *J. Quantitative Spectroscopy Radiative Transfer.* 1984. T. 31. C. 149–160.
55. Dubroca B., Feugeas J.-L. // *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences-Series I-Mathematics.* 1999. T. 329. C. 915.
56. Turner N., Stone J. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2001. T. 135. C. 95.
57. Krumholz M.R., Klein R.I., McKee C.F., Bolstad J. // *Astrophys. J.* 2007. T. 667. C. 626.
58. Zhang W., Howell L., Almgren A., Burrows A., Dolence J., Bell J. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2012. T. 204. C. 7.
59. Hayes J.C., Norman M.L. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2003. T. 147. C. 197.
60. Jiang Y.-F., Stone J. M., Davis S.W. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2012. T. 199. C. 14.
61. Urvachev E., Glazyrin S. // *Mathematical Models Computer Simulations.* 2022. T. 14. C. 633.
62. Weih L., Gabbana A., Simeoni D., Rezzolla L., Sued S., Tripiccion R. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2020. T. 498. C. 3374.
63. Urvachev E., Blinnikov S., Glazyrin S., Baklanov P. // *Astron. Lett.* 2022. T. 48. C. 20.
64. Margutti R., Milisavljevic D., Soderberg A.M., Chornock R., Zauderer B., Murase K., Guidorzi C., Sanders N.E., Kuin P., Fransson C. u dp. // *Astrophys. J.* 2013. T. 780. C. 21.
65. Prieto J.L., Brimacombe J., Drake A., Howerton S. // *Astrophys. J. Lett.* 2013. T. 763. C. L27.
66. Chevalier R. A. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1977. T. 15. C. 175–196.
67. Grasberg E., Nadezhin D. // *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal.* 1986. T. 12. C. 168.
68. Chugai N.N., Blinnikov S.I., Cumming R.J., Lundqvist P., Bragaglia A., Filippenko A.V., Leonard D.C., Matheson T., Sollerman J. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2004. T. 352. C. 1213.
69. Woosley S.E., Blinnikov S., Heger A. // *Nature.* 2007. T. 450. C. 390.
70. Chen K.-J., Woosley S., Heger A., Almgren A., Whalen D.J. // *Astrophys. J.* 2014. T. 792. C. 28.
71. Woosley S. // *Astrophys. J.* 2017. T. 836. C. 244.
72. Gal-Yam A. // *Science.* 2012. T. 337. C. 927.
73. Chevalier R. A. // *Astrophys. J. Lett.* 2012. T. 752. C. L2.
74. Pejcha O., Metzger B.D., Tomida K. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* T. 461. C. 2527.
75. Matsumoto T., Metzger B.D. // *Astrophys. J.* 2022. T. 936. C. 114.
76. Smith N., Mauerhan J.C., Prieto J.L. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2014. T. 438. C. 1191.
77. Urvachev E., Blinnikov S., Nomoto K. // *Astron. Lett.* 2021. T. 47. C. 738.

78. Baklanov P.V., Blinnikov S.L., Potashov M.S., Dolgov A.D. // JETP Lett. 2013. T. 98. C. 432.
79. Suzuki A., Moriya T.J., Takiwaki T. // Astrophys. J. 2019. T. 887. C. 249.
80. Liou M.-S. // J. Computational Phys. 2000. T. 160. C. 623.
81. Pandolfi M., D'Ambrosio D. // J. Computational Phys. 2001. T. 166. C. 271.
82. Sorokina E., Blinnikov S., Nomoto K., Quimby R., Tolstov A. // Astrophys. J. 2016. T. 829. C. 17.
83. Moriya T.J., Sorokina E.L., Chevalier R.A. // Space Sci. Rev. 2018. T. 214. C. 1.
84. Badjin D., Glazyrin S., Manukovskiy K., Blinnikov S. // Monthly Notices Royal Astronom. Soc. 2016. T. 459. C. 2188.
85. Vishniac E.T. // Astrophys. J. 1983. T. 274. C. 152.
86. Chevalier R., Blondin J. M. // Astrophys. J. 1995. T. 444. C. 312.
87. Courant R., Friedrichs K., Lewy Я. // IBM journal of Research and Development. 1967. T. 11. C. 215.
88. Urvachev E., Blinnikov S., Glazyrin S., Shidlovski D. // Astron. Lett. 2023. T. 49. C. 454.
89. Evans K. F. // J. Atmospheric Sci. 1998. T. 55. C. 429.
90. Pincus R., Evans K.F. // J. Atmospheric Sci. 2009. T. 66. C. 3131.
91. Tominaga N., Shibata S., Blinnikov S.I. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 2015. T. 219. C. 38.
92. Glazyrin S., Brantov A., Rakitina M., Bychenkov V.Y. // High Energy Density Physics. 2020. T. 36. C. 100824.
93. Brantov A. V., Rakitina M.A., Glazyrin S.I., Bychenkov V.Y. // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2023. T. 50. S755.

NUMERICAL SIMULATION OF THE ASYMMETRICAL SUPERNOVA SCENARIOS IN THE PRESENCE OF AN EQUATORIAL DISK

E. M. Urvachev^{a, b, c, *}

^a*Dukhov Research Institute of Automatics, Moscow, 127055 Russia*

^b*National Research Centre "Kurchatov Institute," Moscow, 123182 Russia*

^c*Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia*

*e-mail: urvachevyegor@gmail.com

The radiation field of a multi-dimensional plasma formation can be substantially asymmetrical. Often, the luminosity of such an object is determined using one-dimensional models with various correction factors to account for the nonsphericity. In this work, a model is presented for the determination of the luminosity of asymmetrical plasma formations based on consistent multi-dimensional radiation–hydrodynamics calculation on the example of the scenarios of supernovae with an equatorial disk. The simulations were compared with the observations of the supernova SN2009ip. The bolometric light curves were determined for the observation of this object in the disk plane and from the pole. A conclusion was made that it is impossible to describe the multi-dimensional structure of the radiation field within the framework of the one-dimensional model with correction factors and that, rather, a full three-dimensional simulation is required.

Keywords: supernovae, light curves, radiation hydrodynamics, numerical simulations

УДК 533.951; 523.682.2

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА МАРСЕ, СВЯЗАННАЯ С ПЫЛЕВОЙ ЗВУКОВОЙ МОДОЙ

© 2024 г. Т. И. Морозова^{а,*}, С. И. Попель^а^аИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: timoroz@yandex.ru

Поступила в редакцию 10.04.2024 г.

После доработки 20.05.2024 г.

Принята к публикации 25.05.2024 г.

Предполагается, что наблюдаемые низкочастотные шумы, регистрируемые на поверхности Марса, могут быть связаны с присутствием в его атмосфере заряженной пылевой компоненты и возникновением в такой системе пылевых звуковых возмущений, которые модулируют электромагнитную волну от Солнца. Также показана возможность данной связи с плазменно-пылевыми процессами в хвостах метеороидов. Описан механизм возбуждения модуляционной неустойчивости электромагнитной волны, связанной с пылевой звуковой модой в атмосфере Марса, а именно в пылевых облаках на высоте 60 и 100 км, где обнаруживается пылевая плазма с частицами из замерзшего углекислого газа. Показано, что развитие модуляционной неустойчивости обусловлено воздействием на пылевую плазму в атмосфере Марса высокочастотных электромагнитных волн как от природных источников (солнечное излучение, молниевые разряды), так и антропогенной природы (от оборудования с космических спутников и со станций на поверхности планеты). Найдены параметры электромагнитных волн накачки, при которых ожидается активное развитие модуляционной неустойчивости электромагнитных волн, связанной с пылевой звуковой модой и значения инкрементов модуляционной неустойчивости. Развитие модуляционной неустойчивости в пылевой плазме марсианских облаков в свою очередь может объяснить возникновение низкочастотных шумов, регистрируемых оборудованием на поверхности Марса. Обсуждается связь наблюдаемых радиошумов в диапазоне от 3 Гц — 3 кГц и плазменно-пылевых процессов в атмосфере Марса, в частности, в пылевых облаках на 60 и 100 км, а также в пылевой плазме хвостов метеороидов, где концентрация пыли высока.

Ключевые слова: пылевая плазма, атмосфера Марса, хвосты метеороидов, модуляционная неустойчивость, пылевые облака Марса, пылевой звук

DOI: 10.31857/S0367292124070072, **EDN:** OIZWWR

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевая плазма обнаруживается широко в Солнечной системе и за ее пределами. В частности, она присутствует в ионосфере Земли на высотах 80–120 км, в атмосфере Марса, вблизи Луны и других безатмосферных тел, на некоторых спутниках планет с атмосферами (например, на Титане), в кольцах Юпитера и Сатурна [1], в комах комет [2–4], в протопланетных дисках [5–7], молекулярных облаках и других космических системах. Изучение процессов, происходящих в космической пылевой плазме, важно для понимания

их проявлений и описания наблюдательных эффектов. Исследования по изучению проявлений пылевой плазмы также представляют большой интерес и значимость в контексте будущих межпланетных миссий, в частности, на Луну и на Марс.

На Марсе пылевые частицы приобретают заряды под воздействием солнечного излучения, взаимодействия с заряженными частицами атмосферы и солнечного ветра, трибоэффекта в пылевых вихрях и других факторов. Атмосфера Марса имеет некоторую схожесть с земной атмосферой. На Марсе обнаруживаются пылевые об-

лака на 60 и 100 км, состоящие из частиц конденсированного углекислого газа, либо из силикатных частиц.

Пыль может попадать в атмосферу Марса в результате конвективных процессов с поверхности планеты, а также оставаться там в результате падения микрометеоритов и сгорания метеорных тел. В атмосфере Марса также, как и в земной атмосфере наблюдается сгорание метеорных тел, чему свидетельствуют пары металлов метеорного происхождения [8], и ожидается, что наблюдаемые радиошумы могут быть связаны также и с процессами, происходящими в пылевой плазме хвостов метеороидов наравне с пылевыми облаками на 60 и 100 км в марсианской атмосфере.

Особое место в метеорной физике занимает изучение возникновения звуковых явлений, сопровождающих пролеты метеоров. Это могут быть как звуки одновременно с пролетом метеорных тел, так и после них. Аномальные звуки, слышимые одновременно с пролетом метеоров и называемые электрофонными, очевидно, связаны с электромагнитными явлениями. В такой ситуации наблюдатели на Земле могут слышать различные звуки, такие как свист, треск, шипение, гул [9].

Ранее было показано, что в ионосфере Земли в случае метеорных потоков, когда неоднозначно определяется одновременность звуков, модуляционная неустойчивость может объяснять возникновение электрофонных шумов одновременно с пролетом метеороидов [10, 11]. Электрофонные шумы представляют собой низкочастотные колебания, которые регистрируются одновременно с пролетом метеороидов. Спонтанность падения метеорных тел затрудняет наблюдения пролетов метеороидов. Низкочастотные электромагнитные волны могут быть преобразованы в звуковые у поверхности Земли посредством различных приемников и выпрямителей [11] или в результате нагрева предметов и теплопроводности воздуха [12]. Также была показана возможность существования модуляционной неустойчивости от отдельных метеороидов [13] с возможным возникновением электрофонных шумов.

Были получены данные по регистрации низкочастотных шумов в атмосфере Марса наземными аппаратами в диапазоне частот, аналогичном земным электрофонным шумам от пролета метеорных тел [14]. Предполагается, что в случае марсианской атмосферы данные

электромагнитные шумы могут наблюдаться также от пролетов метеорных тел или от областей пылевой плазмы на 60 и 100 км.

В целом для пылевой плазмы важным процессом, влияющим на распространение электромагнитных волн в плазме, является модуляционное взаимодействие [15]. Ранее [10, 16–20] проводились исследования линейной стадии модуляционного взаимодействия — модуляционной неустойчивости электромагнитных волн при их распространении в запыленной ионосферной плазме Земли во время высокоскоростных метеорных потоков и при воздействии на ионосферу мощной электромагнитной волны накачки. Модуляционная неустойчивость электромагнитных волн, связанная с пылевой звуковой модой в пылевой плазме, может объяснить возникновение низкочастотных шумов в атмосфере Земли. Аналогично этой ситуации следует ожидать схожих эффектов в атмосфере Марса, которые подкрепляются наблюдениями. В частности, на это могут влиять процессы, происходящие в хвостах метеороидов, образующих плазменно-пылевые хвосты в ионосфере или в пылевых облаках на высотах 60 и 100 км, где непрерывно присутствуют пылевые частицы различного происхождения — конденсированные из углекислого газа и железосиликатного состава, в том числе металлические частицы вследствие конденсации паров металлов метеорного происхождения, и породы с поверхности планеты.

Структура работы следующая: в первом разделе приводятся типичные параметры запыленной атмосферы Марса, во втором — детали наблюдений низкочастотных шумов на Марсе, в третьем рассматривается модуляционная неустойчивость электромагнитной волны накачки, связанной с пылевой звуковой модой в марсианских пылевых облаках и в четвертом рассмотрен случай развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн, связанной с пылевой звуковой модой в хвостах метеороидов, сгораемых в марсианской ионосфере.

2. ЗАПЫЛЕННАЯ АТМОСФЕРА МАРСА

Атмосфера Марса существенно отличается от земной: содержание углекислого газа в ней составляет 95.3%, в то время, как кислород и азот имеют значительно меньшие доли, давление и плотность в 160 раз меньше земных, что способствует более глубокому проникновению сол-

нечного излучения и созданию ионосферных слоев и слоев пылевой плазмы на высотах, значительно меньших, чем в земной атмосфере. Ионосфера Марса занимает области от 80–100 км и до 500–600 км. Присутствие пылевых частицы наблюдается в широком диапазоне высот: пылевые облака могут присутствовать на 60–100 км, пылевые дьяволы могут поднимать с поверхности планеты пыль на высоты до нескольких километров, что в условиях наличия в данных системах вихревых движений и трибоэлектрического эффекта приводит к электризации пыли даже на высотах близко к поверхности планеты. На 60 и 100 км присутствуют облака, аналогичные земным серебристым облакам, но состоящие из льда углекислого газа.

Пылевые частицы в атмосфере Марса имеют характерные размеры порядка мкм и концентрации $0.005\text{--}0.05\text{ см}^{-3}$ в южном полушарии и $0.01\text{--}0.3\text{ см}^{-3}$ в северном. В северном полушарии присутствует и более мелкая пыль с размерами десятки нм. Следует отметить, что концентрация пыли уменьшается с ростом высоты [21].

Пыль от метеороидов может присутствовать на высотах 110 км и ниже. В атмосфере Марса в диапазоне высот 90–110 км происходит сгорание микрометеороидов с массами до 10^{-4} г, на высотах 60–90 км сгорают (в том числе частично) метеороиды с массами 10^{-4} г. Именно горение метеороидов обеспечивает присутствие металлических паров, недавно обнаруженных в атмосфере Марса [8]. Параметры плазмы марсианской ионосферы на 100 км следующие: концентрация нейтралов $n_n = 10^{10}\text{ см}^{-3}$, электронов $n_e = 10^4\text{ см}^{-3}$, ионов $n_i = 10^4\text{ см}^{-3}$ [22], температура электронов составляет 140 К, ионов – 150 К, нейтралов – 140 К [23].

Источниками пылевых частиц в атмосфере может служить пыль от сгорания метеорных тел и конденсация углекислого газа при низких температурах на высоте порядка 100 км. Также падения метеорных тел поднимают пыль у поверхности, которая потом конвекционными потоками и ветрами может переноситься в верхние слои атмосферы. Присутствие заряженных пылевых частиц на высотах 60 и 100 км при воздействии на них электромагнитных волн, в частности, от Солнца или от работы оборудования на поверхности Марса, может создать условия для развития модуляционной неустойчивости в пылевой плазме марсианских облаков. Это в свою очередь может

объяснить возникновение низкочастотных шумов, регистрируемых на поверхности Марса.

Спектр солнечного излучения в атмосфере Марса аналогично с земной атмосферой обрывается на некоторых энергиях, в случае Марса это соответствует 7.5 эВ на 100 км [24, 25]. Работа выхода CO₂ в твердой фазе составляет приблизительно 11.5 эВ (см. рис. 3 работы [26]). Таким образом, можно считать, что на рассматриваемых высотах влияние фотоэффекта на зарядку частиц сухого льда (CO₂) несущественно, и, ввиду большей подвижности электронов, чем ионов, заряды частиц сухого льда в дневное и ночное отрицательные [27]. Стоит отметить, что железо-силикатные пылевые частицы заряжаются днем положительно ввиду низкой работы выхода их материала, а ночью – отрицательно. В хвостах метеороидов зарядка частиц в основном положительна из-за доминирующего воздействия эмиссионных токов и фототока от ударной волны метеора.

При расчетах использовались следующие параметры солнечного ветра: $n_{eS} = n_{iS} = 3.7\text{ см}^{-3}$, $T_{eS} = 1.4 \cdot 10^5\text{ К}$, $T_{iS} = 7 \cdot 10^4\text{ К}$, $u_i = 468 \cdot 10^5\text{ см/с}$. Здесь $n_{e(i)}$ – концентрация электронов (ионов), $T_{e(i)}$ – температура электронов (ионов), индекс S характеризует величины, относящиеся к солнечному ветру, u_i – скорость солнечного ветра. В качестве ионов солнечного ветра выбирались протоны. В ночное время источником электромагнитных волн накачки солнечное излучение служить не может. На Марсе солнечное излучение в 2.5 раза слабее, чем на Земле.

3. НАБЛЮДЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ШУМОВ

Низкочастотные шумы в диапазоне 3 Гц – 3 кГц детектировались наземным оборудованием у поверхности Марса [14]. Поскольку рассматриваемые явления в основном имеют очень малую интенсивность, измерения проводились высокочувствительной и малозумящей аппаратурой на поверхности Марса. Полоса пропускания приемника составляла от 30 мГц до 1.5 кГц, были получены непрерывные необработанные данные измерений спектра и формы сигнала. Так как сигналы данных частот проходят большие расстояния, то оказывается возможным изучить свойства планеты в записи с одной станции. Для изучения электромагнитных свойств планеты можно использовать пассивную и активную электромагнитную разведку. Пассивные датчики могут

использоваться при наличии на планете естественных источников электромагнитного излучения, активные — при недостаточной интенсивности этих источников.

Авторы не дают однозначного объяснения наблюдаемого явления, они обозначают наличие источников радиоизлучения, но не указывают на явления, их вызывающие, однако выдвигают предположения, что это может быть связано с процессами зарядки частиц в атмосфере Марса и что источниками излучения могут быть пылевые дьяволы и молниевые разряды. Однако недостаточные знания об электромагнитных процессах в марсианской ионосфере и магнитосфере не позволяют точно определить их свойства и возможность их измерений с поверхности планеты.

Присутствие заряженных пылевых частиц на высотах 60 и 100 км при воздействии на них электромагнитных волн, в частности, от Солнца или от работы оборудования на поверхности Марса могут создать условия для развития модуляционной неустойчивости в пылевой плазме. Это в свою очередь может объяснить возникновение низкочастотных шумов, регистрируемых на поверхности Марса.

Атмосфера Марса отличается от земной, но тем не менее имеет схожую структуру и в ней могут протекать похожие процессы, как и в запыленной ионосфере Земли. В частности, ранее было показано, что в атмосфере Земли возникновение данных шумов также может быть связано с пролетом метеорных тел, возникновением различных мод колебаний и развитием ряда неустойчивостей в пылевой плазме метеороидных хвостов. А именно, модуляционной неустойчивости электромагнитной волны, связанной с пылевой звуковой модой [10–11, 13], неустойчивости типа Бунемана, а также распространением ленгмюровских и нижнегибридных волн [28, 29]. Также в атмосфере Марса на 60 и 100 км обнаруживаются облака, похожие на земные серебристые облака, но состоящие из льда углекислого газа, в которых также происходят плазменно-пылевые процессы. Аналогично проведенным ранее исследованиям [15–20] предполагается, что в пылевых облаках на Марсе может развиваться модуляционная неустойчивость электромагнитных волн, связанная с пылевой звуковой модой. Развитие модуляционной неустойчивости в пылевой плазме марсианских облаков в свою очередь может объяснить возникновение низкочастотных

шумов, регистрируемых на поверхности Марса в диапазоне от 3 Гц — 3 кГц.

В данной работе предполагается, что наблюдение данных шумов также может быть связано с пролетом метеорных тел и микрометеоритов в атмосфере Марса и увеличению в этой связи концентрации пыли в пылевой плазме метеороидных хвостов и пылевых облаках Марса.

4. МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Решая основную систему уравнений, описывающих модуляционную неустойчивость электромагнитных волн в ионосферной плазме (см. уравнения (1)–(7) в [17]) для случая пылевой плазмы ионосферы Марса, можно найти инкременты развития модуляционной неустойчивости.

Введем основные обозначения: индекс 0 соответствует невозмущенным параметрам, индекс 1 — возмущенным величинам первого порядка малости, индекс eq обозначает, что соответствующая величина вычисляется при заряде пылевой частицы, равном его равновесному значению q_{d0} ; $\chi_e = 3.16T_e / (m_e v_e)$, $\chi_i = 3.9T_i / (m_i v_i)$ — электронный и ионный коэффициенты температуропроводности соответственно, $v_{e(i)n}$ — эффективная частота столкновений электронов (ионов) с нейтрами, $v_{e(i)}$ — сумма частот столкновений электронов (ионов) со всеми другими сортами частиц, включая нейтралы и пылевые частицы. Для них частоты столкновений электронов с нейтрами можно получить из [30]. Частоты столкновений электронов с другими частицами определяются в основном частотами столкновений электронов и нейтралов. Для высот марсианской атмосферы 60 и 90 км частота столкновений электронов определяется как $v_e = 10^3 \text{ с}^{-1}$.

Модуляционная неустойчивость приводит к росту низкочастотных возмущений электрического поля, связанных с пылевой звуковой модой.

Предполагая, что низкочастотные колебания в плазме меняются как $\exp(i\Omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ (где Ω и $\mathbf{k}$ — частота и волновой вектор, связанные с низкочастотными возмущениями), уравнения, описывающие эволюцию высокочастотного электромагнитного поля, можно записать в виде

$$\epsilon_{\pm} \mathbf{E}_{\pm} - \frac{c^2}{\omega_{\pm}^2} \mathbf{K}_{\pm} \times (\mathbf{K}_{\pm} \times \mathbf{E}_{\pm}) = \frac{n_{e1}}{n_{e0}} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{\pm}^2} \mathbf{E}_{0\pm}, \quad (1)$$

где $\omega_{\pm} = \Omega \pm \omega_0$ и $\mathbf{K}_{\pm} = \mathbf{k} \pm \mathbf{K}_0$; $\omega_0, \mathbf{K}_0$ — частота и волновой вектор, соответствующие волне накачки; $\mathbf{K}$ — волновой вектор амплитудной модуляции электромагнитной волны накачки; $\omega_{pe}^2 = 4\pi n_{e0} e^2 / m_e$ — электронная плазменная частота; $\epsilon_{\pm} = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega_{\pm}^2$ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость ионосферной плазмы; $\mathbf{E}_+ = \mathbf{E}$, $\mathbf{E}_- = \mathbf{E}^*$, $\mathbf{E}_{0+} = \mathbf{E}_0$, $\mathbf{E}_{0-} = \mathbf{E}_0^*$ ($\mathbf{E}^*$ — комплексно-сопряженная величина).

В природной ситуации часто встречается воздействие электромагнитных волн широких спектров [31, 32]. Однако поскольку рассмотрение модуляционной неустойчивости широких спектров чрезвычайно сложно, то решение задач часто проводят, используя результаты исследования модуляционной неустойчивости монохроматической волны накачки, тем более что инкременты развития неустойчивости оказываются одного порядка.

В рассматриваемом в статье случае, когда $q_d > 0$, модуляционная неустойчивость развивается, когда [3]

$$\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} = \max \left(\frac{3}{8} \frac{C_{Sd} k}{v_e} \frac{\omega_0^2 v_e^2 + k^4 c^4}{k^2 c^2} \frac{\omega_0^2}{\omega_{pe}^4}, \frac{3}{8} \frac{(\omega_{\chi e} + v_{en})^3}{v_e C_{Sd}^2 k^2} \frac{\omega_0^2 v_e^2 + k^4 c^4}{k^2 c^2} \frac{\omega_0^2}{\omega_{pe}^4} \right). \quad (2)$$

Здесь $C_{Sd} = |q_{d0} / e| \sqrt{n_d T_e / (n_e m_d)}$ — скорость пылевого звука, $k = |\mathbf{k}|$ — длина волнового вектора модуляционных возмущений, c — скорость света, $\omega_{\chi e} = \chi_e k^2 / 2$, $\omega_{\chi i} = \chi_i k^2 / 2$.

Для положительного заряда пылевых частиц частота низкочастотных возмущений, возбуждаемых в результате развития модуляционной неустойчивости при условии $\omega_{\chi e} \gg \Omega \gg C_{Sd} K$ дается выражением [33]

$$\Omega \sim \gamma \sim \left(\omega_0 \frac{C_{Sd}^2}{\chi_e} \frac{\omega_{pe}^4}{\omega_0^4} \right)^{1/2} \left(\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где γ — максимальный инкремент модуляционной неустойчивости.

В случае отрицательных зарядов частиц для пыли силикатного или железного происхождения в ночное время и для ледяных частиц в ситуации дня и ночи в отсутствии фотоэффекта модуляционное возбуждение пылевых звуковых низкочастотных возмущений частоты Ω характеризуется

инкрементом развития модуляционной неустойчивости

$$\Omega \sim \gamma \sim \left(\frac{v_e c^2}{\chi_e} \right)^{1/2} \frac{\omega_{pe}^6}{v_e \omega_0^5} \left(\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \right)^{3/2}. \quad (4)$$

Для плазменно-пылевых облаков на 60 и 100 км наблюдается относительно стационарная ситуация и следует ожидать, что даже на больших временных масштабах неустойчивость также будет развиваться. Нестационарность заключается в процессах седиментации частиц в облаках под действием гравитации. Данные процессы протекают достаточно медленно, и занимает время больше часа. Следовательно, на меньших временах можно ожидать развития модуляционной неустойчивости. Время развития неустойчивости определяется как $\tau = 1 / \gamma$. Для ситуации марсианских облаков следует ожидать раскачки неустойчивости в диапазоне порядка частот пылевых звуковых колебаний. Таким образом, с учетом вышеперечисленных факторов, для развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн, связанной с пылевыми звуковыми колебаниями, в условиях пылевых облаков атмосферы Марса инкремент неустойчивости должен принимать значения $\gamma = 10^{-1} - 10$ с $^{-1}$.

Вычисления для типичных параметров пылевой плазмы и атмосфере Марса и для волн накачки широкого спектра солнечного излучения в атмосфере Марса с амплитудой $E_0 = 0.01$ В/м дают следующие значения инкрементов модуляционной неустойчивости для данной ситуации для параметров пылевой плазмы марсианских облаков ($n_e = 10^4$ см $^{-3}$, $n_i = 10^4$ см $^{-3}$, $n_n = 10^{10}$ см $^{-3}$, $n_d = 1$ см $^{-3}$, $T_e = 0.01$ эВ, $T_i = 0.01$ эВ):

1) для $q_d > 0$ (силикатных частиц днем): $\omega_0 = 10^2$ с $^{-1}$, $\gamma = 10$ с $^{-1}$; $\omega_0 = 10^3$ с $^{-1}$, $\gamma = 1$ с $^{-1}$;

2) для $q_d < 0$ (ледяных частиц в любое время суток и силикатных частиц ночью): $\omega_0 = 10^5$ с $^{-1}$, $\gamma = 1$ с $^{-1}$; $\omega_0 = 10^4$ с $^{-1}$, $\gamma = 10$ с $^{-1}$.

5. НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ШУМЫ ПРИ ПРОЛЕТЕ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ

Для условий Земной ионосферы было показано, что модуляционная неустойчивость электромагнитных волн, связанная с пылевой звуковой модой, может объяснить возникновение электрофонных звуков от пролета метеороидов в нижнем диапазоне частот. То, что данные звуки наблюдались одновременно с пролетом метеорных тел,

свидетельствует о связи электрофонных шумов с электромагнитными явлениями. Наблюдались также и электромагнитные низкочастотные шумы, сопровождающие пролеты метеороидов у поверхности Земли [12].

Приведем расчеты инкрементов неустойчивости для параметров плазменно-пылевых хвостов от пролета метеороидов в марсианской атмосфере. Характерные параметры хвостов метеороидов: концентрация электронов $n_{eTail} = 10^8 - 10^{11} \text{ см}^{-3}$, ионов $n_{iTail} = 10^6 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, нейтралов $n_{nTail} = 10^{10} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$, пыли $n_{dTail} = 10^2 - 10^4 \text{ см}^{-3}$, температура электронов хвоста $T_{eTail} = 0.1 - 1 \text{ эВ}$, ионов — $T_{iTail} = 0.1 - 1 \text{ эВ}$.

Зарядка пылевых частиц с учетом фототока и тока термоэлектронной эмиссии [10] с метеорного тела приводит к тому, что частицы в хвосте заряжаются положительно. Стоит отметить, что работа выхода металлов и силикатных частиц низка.

Вычисления для типичных параметров пылевой плазмы в атмосфере Марса и для широкого спектра частот солнечного излучения в атмосфере Марса дают следующие значения инкрементов модуляционной неустойчивости: $\gamma < 10 \text{ с}^{-1}$.

Для частиц с $q_d > 0$ метеорного вещества и диапазона волн накачки $\omega_0 = 5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, $\gamma < 10 \text{ с}^{-1}$, в частности, при $\omega_0 = 10^3 \text{ с}^{-1}$ инкремент развития неустойчивости $\gamma < 15 \text{ с}^{-1}$ (расчеты производились для параметров плазмы $n_{eTail} = 10^8 \text{ см}^{-3}$, $n_{iTail} = 10^6 \text{ см}^{-3}$, $n_{nTail} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_{dTail} = 10^3 \text{ см}^{-3}$, $T_{eTail} = 1 \text{ эВ}$, $T_{iTail} = 1 \text{ эВ}$). Соответственно, времени развития неустойчивости для рассмотренных случаев $\tau < 0.1 \text{ с}$, что меньше времени жизни метеорного следа для слабых метеоров. В случае более длительных событий диапазоны частот, при которых имеет место развитие модуляционной неустойчивости электромагнитной волны в хвостах метеороидов, имеют более широкие пределы.

Пространственный инкремент модуляционной неустойчивости в рассматриваемых случаях принимает вид

$$\gamma_{space} = \frac{k^3 \lambda_{De}^2}{\omega_d} \left(1 + \frac{1}{k^2 \lambda_{De}^2} \right)^{3/2} \gamma. \quad (5)$$

Значения пространственного инкремента для характерных параметров пылевой плазмы марсианских облаков и плазмы хвостов метеороидов ($n_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $n_i = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $n_n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0.01 \text{ эВ}$, $T_i = 0.01 \text{ эВ}$, $n_{eTail} = 10^8 \text{ см}^{-3}$,

$n_{iTail} = 10^6 \text{ см}^{-3}$, $n_{nTail} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_{dTail} = 10^3 \text{ см}^{-3}$, $T_{eTail} = 1 \text{ эВ}$, $T_{iTail} = 1 \text{ эВ}$) в случае характерных волновых векторов для марсианских облаков $k = 0.00001 \text{ см}^{-1}$: $\gamma_{space} = 50 \text{ см}^{-1}$, и в случае хвостов метеороидов для $k = 0.1 \text{ см}^{-1}$: $\gamma_{space} = 10^4 \text{ см}^{-1}$. В обоих рассматриваемых случаях выполняется условие развития модуляционной неустойчивости: $1 / \gamma_{space} = r$, где r — характерный пространственный масштаб задачи (для марсианских плазменно-пылевых облаков $r \sim 10^5 \text{ см}$, для хвостов метеороидов $r \sim 10 \text{ см}$. То есть значения пространственного инкремента в минус первой степени оказываются много меньше характерных пространственных масштабов задачи, что показывает возможность развития рассматриваемой модуляционной неустойчивости.

6. ВЫВОДЫ

Описан механизм возбуждения модуляционной неустойчивости электромагнитной волны, связанной с пылевой звуковой модой в атмосфере Марса, а именно, в пылевых облаках на высоте 60 и 100 км, где обнаруживается пылевая плазма с частицами из замерзшего углекислого газа. Показано, что развитие модуляционной неустойчивости обусловлено воздействием на пылевую плазму в атмосфере Марса высокочастотных электромагнитных волн как от природных источников (солнечное излучение, молниевые разряды), так и антропогенной природы (от оборудования с космических спутников и со станций на поверхности планеты). Развитие модуляционной неустойчивости в пылевой плазме марсианских облаков в свою очередь может объяснить возникновение низкочастотных шумов, регистрируемых на поверхности Марса. Данные шумы наблюдаются в диапазоне от 3 Гц — 3 кГц и до настоящего времени не дано однозначного объяснения природы их возникновения. Отмечается, что наблюдение данных шумов также может быть связано с пролетом метеорных тел и метеороидов в атмосфере Марса и увеличению в этой связи концентрации пыли в пылевой плазме метеороидных хвостов и пылевых облаках Марса. При этом показано, что время развития модуляционной неустойчивости в хвостах метеороидов в атмосфере Марса много меньше времени жизни метеорного следа, что свидетельствует о том, что можно ожидать активного развития данной неустойчивости в рассмат-

риваемой плазменно-пылевой системе. В свою очередь, в плазменных облаках на 60 и 100 км также может развиваться модуляционная неустойчивость электромагнитной волны, связанная с пылевой звуковой модой на временах меньших, чем нестационарные перестройки марсианских облаков. Найдены диапазоны частот солнечного излучения, приводящие к развитию модуляционной неустойчивости, связанной с пылевой звуковой модой в данных плазменно-пылевых системах. Обычно модуляционное взаимодействие рассматривают как некий выделенный процесс. В данной работе удалось показать, что эти шумы могут быть объяснены с помощью модуляционного взаимодействия, но мы не против того, что могут быть и другие процессы, однако более детальное изучение всех процессов требует отдельного рассмотрения и является предметом дальнейших исследований. Также предполагается, что в плазменно-пылевых системах Марса может возникать модуляционная неустойчивость, связанная с ионно-звуковой модой. Вопрос возможности развития данной неустойчивости является предметом дальнейшего исследования.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Данная работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Попель С. И. Лекции по физике пылевой плазмы. М.: МФТИ, 2012. 160 с.
2. Gueymard C. // Solar Energy. 2004. V. 76. P. 423.
3. Альвен Х., Арпениус Г. Эволюция солнечной системы. М.: Мир, 1979. 511 с.
4. Goertz C.K. // Rev. Geophys. 1989. V. 27. P. 271.
5. Drain B.T. Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium. Princeton Univ. press, 2011. 540 P.
6. Морозова Т.И., Гарасев М.А., Кузнецов И.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2022. Т. 65. С. 1.
7. Морозова Т.И., Кузнецов И.А. // Вестн. Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2023. Т. 78. С. 2330802.
8. Haider, S.A., Pandya, B.M. // Geosci. Lett. 2015. V. 2. P. 8.
Doi: 10.1186/s40562-015-0023-2.
9. Бронштэн В.А. Метеоры. Метеориты. Метеороиды. М.: Наука. 1987.
10. Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 993.
11. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. // Геомагнетизм и аэрономия. 2021. Т.61. С. 794.
12. Trautner R., Koschny D., Witasse O., Zender J., Knöfel A. // Proceed. Asteroids, Comets, Meteors. ACM 2002. International Conference, 2002.
13. Morozova T.I. Popel S.I. // J. Phys.: Confer. Ser. 2021. V. 1787. P. 012052.
14. Kozakiewicz, J., Kulak, A., Kubisz, J., Zietara K. // Earth Moon Planets. 2016. V. 118. P. 103.
Doi: 10.1007/s11038-016-9493-2.
15. Vladimirov S.V., Tsytoich V.N., Popel S.I., Khakimov F.Kh. // Modulational Interactions in Plasmas. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1995.
16. Копнин С.И., Попель С.И., Минг Ю. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 323.
17. Борисов Н.Д., Копнин С.И., Попель С.И., Морозова Т.И. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С.346.
18. Morozova T.I., Koppin S.I., Popel S.I., Borisov N.D. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 033703.
19. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 867.
20. Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 42.
Doi: 10.31857/S0367292122601199.
21. Извекова Ю. Н., Попель С.И. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 1010.
22. Xu Sh., Thiemann Ed, Mitchell D., Eparvier F., Pawlowski D., Benna M., Andersson L., Liemohn M.W., Bougher S., Mazelle Ch. // Geophys. Res. Lett. 2018. V. 45. P. 7382.
23. Fox J.L., Dalgarno A. // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P. 7315.
Doi: 10.1029/ja084ia12p07315.
24. Bertaux J.-L., Korabely O., Perrier S., Quemerais E., Montmessin F., Leblanc F., Lebonnois S., Rannou P., Lefèvre F., Forget F., Fedorova A., Dimarellis E., Reberac A., Fonteyn D., Chaufray J.Y., Guibert S. // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. P. E10S90.
25. Bertaux J.-L., Fonteyn D., Korabely O., Chassefre E., Dimarellis E., Dubois, J.P., Hauchecorne A., Lefèvre F., Cabane M., Rannou P., Levasseur-Regourd A.C., Cernogora G., Quemerais E., Hermans C., Kockarts G., Lippens, C., de Maziere M., Moreau D., Muller C., Neefs E., Simon P.C., Forget F., Hourdin F., Talagrand O., Moroz V.I., Rodin A., Sandel B., Stern A. // Mars Express: the scientific payload / Ed. A. Wilson. Eur. Space Agency Spec. Publ., 2004. ESA-SP 1240. P. 95.
26. Campbell M.J., Liesegang J., Riley J.D., Jenkin J.G. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1982. V. 15. P. 2549.
27. Резниченко Ю.С., Дубинский А.Ю., Попель С.И. // Письма ЖЭТФ. 2023. Т. 117. С. 420.
28. Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 635.
Doi: 10.31857/S0367292122600406.

29. Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 924.
Doi: 10.31857/S0367292122600777.
30. Мишин Е.В., Ружин Ю.Я., Телегин В.А. Взаимодействие электронных потоков с ионосферной плазмой. М.: Гидрометеиздат, 1989. 264 с.
31. Popel S.I., Tsytovich V.N., Vladimirov S.V. // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. P. 2176–2188.
32. Попель С.И. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 1093.
33. Popel S.I., Elsasser K. // Comments Plasma Phys. Cont. Fusion. 1994. V. 16. P. 79.

MODULATIONAL INSTABILITY OF ELECTROMAGNETIC WAVES ON MARS ASSOCIATED WITH DUST ACOUSTIC MODE

T. I. Morozova^{a,*} and S. I. Popel^a

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

^{*}*e-mail: timoroz@yandex.ru*

It is assumed that the low-frequency noise recorded on the surface of Mars may be associated with a charged dust component in its atmosphere and the occurrence of sound perturbations in such a dust system that modulate the electromagnetic wave from the Sun. It is also shown that it can be associated with plasmadust processes in meteoroid tails. The mechanism for the excitation of modulational instability of an electromagnetic wave associated with a dust acoustic mode in the Martian atmosphere, namely in dust clouds at an altitude of 60 and 100 km, where the dusty plasma with particles of frozen carbon dioxide is detected, is described. It is shown that the development of modulational instability is due to the influence of high-frequency electromagnetic waves on the dusty plasma in the Martian atmosphere from both natural sources (solar radiation, lightning discharges) and anthropogenic nature (from equipment from space satellites and from stations on the surface of the planet). The parameters of electromagnetic pump waves, at which the active development of modulational instability of electromagnetic waves associated with the dust acoustic mode is expected, and the modulational instability growth rates are found. The development of the modulational instability in the dusty plasma of Martian clouds, in turn, can explain the occurrence of low-frequency noise recorded by equipment on the surface of Mars. The relation between observed radio noise in the range of 3 Hz – 3 kHz and plasma-dust processes in the Martian atmosphere, in particular, in dust clouds at 60 and 100 km, as well as in dusty plasma meteoroid tails, where the dust concentration is high, is discussed.

Keywords: dusty plasma, Martian atmosphere, meteoroid tails, modulational instability, Martian dust clouds, dust sound

УДК 533.951; 523.682.2

ИОННО-ЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ХВОСТОВ МЕТЕОРОИДОВ С ИОНОСФЕРОЙ ЗЕМЛИ

© 2024 г. Т. И. Морозова^{а,*}, С. И. Попель^а^аИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: timoroz@yandex.ru

Поступила в редакцию 10.04.2024 г.

После доработки 10.05.2024 г.

Принята к публикации 15.05.2024 г.

Исследуется ионно-звуковая неустойчивость в хвостах метеороидов в результате их пролета в атмосфере Земли и приводятся условия, при которых она развивается. Развитие данной неустойчивости происходит в результате относительного движения плазмы хвостов метеороидов и пылевой плазмы ионосферы Земли. Пыль в свою очередь создает условия, когда данная неустойчивость может развиваться в ситуации приблизительно равных температур ионов и электронов, что наблюдается в рассматриваемой плазменно-пылевой системе. Показан механизм возбуждения ионно-звуковых волн в результате развития ионно-звуковой неустойчивости в хвостах метеороидов. Найдены инкременты ионно-звуковой неустойчивости и характерные времена ее развития. Показано, что неустойчивость успевает развиваться за времена пролета метеорного тела в атмосфере Земли и образования метеороидного следа, которые имеют значения, много большие времен развития ионно-звуковой неустойчивости в рассматриваемой системе. Найдено, при каких значениях волновых векторов и скоростей метеорных тел предполагается развитие ионно-звуковой неустойчивости. Отмечается, что для возможных больших амплитуд волн можно ожидать выхода неустойчивости на нелинейный режим.

Ключевые слова: пылевая плазма, ионосфера Земли, хвосты метеороидов, ионно-звуковые волны, ионно-звуковая неустойчивость

DOI: 10.31857/S0367292124070084, **EDN:** OINEYN

1. ВВЕДЕНИЕ

Метеорные явления играют важную роль в формировании свойств ионосферы Земли. В частности, в результате сгорания метеорных тел на высотах 80–120 км обнаруживаются пылевые частицы, которые приобретают заряды и влияют на состав ионосферной плазмы и прохождение различных процессов в ней.

При влете метеорного тела в плотные слои атмосферы (ниже 120–130 км), начинает образовываться метеорный след, который состоит из электронов, ионов, нейтралов и заряженных пылевых частиц. Это происходит в результате столкновений атомов и молекул, и их последующей ионизации, а также в результате воздействия тока термоэлектронной эмиссии с поверхности метеорного тела, механоэмиссии и фототока от из-

лучения следа [1, 2]. Метеорный след излучает в результате возбуждения атомов и ионов метеорного вещества и атмосферных газов. В нижних слоях атмосферы образующаяся ударная волна перед метеорным телом приводит к большим потерям энергии тела, вследствие чего оно тормозится и энергии столкновения атомов оказываются недостаточными для ионизации и возбуждения атомов и молекул метеорного вещества и атмосферных газов. Также торможению метеорного тела способствуют вихревые движения воздуха. Мощное излучение, образующееся ударной волной, ионизует воздух, происходит плавление и испарение метеорного вещества. Далее помимо дробления метеороида происходит затвердевание расплавленных струй и конденсация испаренного вещества, которые совместно

образуют пылевой след. В результате воздействия токов электронов и ионов окружающей плазмы, а также эмиссионных токов образующиеся в следе пылевые частицы приобретают заряд. Для ярких метеоров при достаточной интенсивности излучения от ударной волны следует также учитывать фототок, чего не было сделано ранее.

В ионизованном метеорном следе могут происходить плазменно-пылевые явления: возбуждаться различные волновые моды и развиваться ряд неустойчивостей. Ранее рассматривались такие неустойчивости в хвостах метеороидов, как модуляционная неустойчивость электромагнитной волны, связанная с пылевой звуковой модой [2–7], неустойчивости типа Бунемана, а также распространение ленгмюровских и нижнегибридных волн и связанные с ними модуляционные неустойчивости [8–10]. Метеорные следы образуются на высотах 70–130 км и время их жизни составляет от долей секунды до нескольких секунд и даже минут.

Типичная ситуация взаимодействия плазмы хвостов метеороидов и ионосферной плазмы может приводить к возбуждению различных волновых мод и развитию ряда неустойчивостей. В данной работе исследуются условия возбуждения ионно-звуковых волн в результате развития ионно-звуковой неустойчивости в хвостах метеороидов при их пролете в ионосфере Земли и приводятся характерные времена ее развития.

2. ИОННО-ЗВУКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

Присутствие пылевой компоненты изменяет условия распространения ионно-звуковых волн и развития ионно-звуковой неустойчивости и оказывается возможным при равенстве температур ионов и электронов [11], что наблюдается в хвостах метеороидов [1, 2].

Ионно-звуковая неустойчивость создает в системе возможность стабильного возбуждения ионно-звуковых волн, а они в свою очередь влияют на развитие модуляционного взаимодействия электромагнитных волн, связанного с ионным звуком. Этот процесс может объяснить возникновение электрофонных шумов одновременно с пролетом метеороидов в диапазоне частот от нуля до нескольких килогерц, что совпадает с наблюдаемыми при пролете метеорных тел шумами [12–16] и является предметом дальнейшего исследования.

Условия распространения и возбуждения ионно-звуковых волн в хвостах метеороидов определяются условиями развития ионно-звуковой неустойчивости.

Основные величины, используемые в задаче [2], сведены в табл. 1.

То, что происходит в хвосте метеороид — сложная картина, однако мы предполагаем, что скорость хвоста совпадает со скоростью метеорного тела, как единственно известная скорость.

Получается, что для рассматриваемого диапазона частот

$$kv_{TiIon} \ll kv_{TiTail} \ll \omega \ll kv_{TeIon} \ll kv_{TeTail},$$

движение плазмы хвоста метеороида относительно плазмы ионосферы создает условия для развития ионно-звуковой неустойчивости, дисперсионное уравнение которой принимает вид

$$1 + \frac{1}{k^2 \lambda_{DeTail}^2} \left(1 + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega - ku}{kv_{TeTail}} \right) + \frac{1}{k^2 \lambda_{DeIon}^2} - \frac{\omega_{iIon}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{iTail}^2}{(\omega - ku)^2} = 0, \quad (1)$$

С учетом того, что $\omega_{iIon}^2 / \omega^2 \ll \omega_{iTail}^2 / (\omega - ku)^2$, малым членом $\omega_{iIon}^2 / \omega^2$ можно пренебречь, получая дисперсионное уравнение третьего порядка. Для данного уравнения третьего порядка и условий диапазона частот

$$kv_{TiIon} \ll kv_{TiTail} \ll ku + k \sqrt{1 / i \sqrt{2} / \pi v_{TeTail} \lambda_{Tail}^2 \omega_{iTail}} \ll \omega \ll kv_{TeIon} \ll kv_{TeTail}$$

можно получить решение

$$\omega(k) = ku + i \left(\frac{kv_{TeTail} (\lambda_{Ion}^2 + \lambda_{Tail}^2)}{\sqrt{\pi} / 2 \lambda_{Ion}^2} + \frac{kv_{TeTail} \lambda_{Tail}^2}{\sqrt{\pi} / 2} \right). \quad (2)$$

Здесь и далее все дебаевские радиусы указаны с опущенными индексами и обозначают электронные дебаевские радиусы соответствующих компонент: ионосферы и хвоста метеороида.

Таблица 1. Основные величины параметров плазмы, используемые в задаче.

Параметр	Определение
$T_{eTail} = 0.1-10$ эВ	Температура электронов хвоста метеороида
$T_{iTail} = 0.1-10$ эВ	Температура ионов хвоста метеороида
$T_{eIon} = 0.1$ эВ	Температура электронов ионосферы Земли
$T_{iIon} = 0.1$ эВ	Температура ионов ионосферы Земли
$T_{nIon} = 0.1$ эВ	Температура нейтралов ионосферы Земли
$n_{eTail} = 10^{10}-10^{13}$ см ⁻³	Концентрация электронов хвоста метеороида
$n_{iTail} = 10^8-10^{12}$ см ⁻³	Концентрация ионов хвоста метеороида
$n_{eIon} = 100$ см ⁻³	Концентрация электронов ионосферы Земли
$n_{iIon} = 100$ см ⁻³	Концентрация ионов ионосферы Земли
$n_{nTail} = 10^{12}-10^{15}$ см ⁻³	Концентрация нейтралов хвоста метеороида
$n_{dTail} = 10^4-10^6$ см ⁻³	Концентрация пыли хвоста метеороида
$n_{nIon} = 10^{12}-10^{15}$ см ⁻³	Концентрация нейтралов ионосферы Земли
$n_{dIon} = 100$ см ⁻³	Концентрация пыли ионосферы Земли
$v_{TiTail} = 10^6$ см/с	Тепловая скорость ионов хвоста метеороида для $T_{iTail} = 1$ эВ
$v_{TeTail} = 3 \cdot 10^7$ см/с	Тепловая скорость электронов хвоста метеороида для $T_{eTail} = 1$ эВ
$v_{TeIon} = 10^7$ см/с	Тепловая скорость электронов ионосферы Земли для $T_{eIon} = 0.01$ эВ
$v_{TiIon} = 3 \cdot 10^5$ см/с	Тепловая скорость ионов ионосферы Земли $T_{iIon} = 0.01$ эВ
$\lambda_{Tail} = 10^{-3}$ см	Дебаевский радиус электронов хвоста метеороида для $T_{eTail} = 1$ эВ, $n_{eTail} = 10^{12}$ см ⁻³
$\lambda_{Ion} = 30$ см	Дебаевский радиус электронов ионосферы Земли для $T_{eIon} = 0.01$ эВ, $n_{eIon} = 100$ см ⁻³
$\omega_{iTail} = 1.5 \cdot 10^8$ с ⁻¹	Плазменная частота ионов хвоста метеороида для $T_{iTail} = 1$ эВ, $n_{iTail} = 10^{10}$ см ⁻³
$\omega_{eTail} = 5 \cdot 10^{10}$ с ⁻¹	Плазменная частота электронов хвоста метеороида для $T_{eTail} = 1$ эВ, $n_{eTail} = 10^{12}$ см ⁻³
$\omega_{iIon} = 1.5 \cdot 10^4$ с ⁻¹	Плазменная частота ионов ионосферы Земли для $T_{iIon} = 0.01$ эВ, $n_{iIon} = 100$ см ⁻³
$\omega_{eIon} = 5 \cdot 10^5$ с ⁻¹	Плазменная частота электронов ионосферы Земли для $T_{eIon} = 0.01$ эВ, $n_{eIon} = 100$ см ⁻³
$u = (1.1 - 7.2) \cdot 10^6$ см/с	Скорость движения метеорного тела в ионосфере Земли

Тогда легко найти инкремент неустойчивости

$$\gamma(k) = \text{Im} \omega = \left(\frac{kv_{TeTail}(\lambda_{Ion}^2 + \lambda_{Tail}^2)}{\sqrt{\pi} / 2\lambda_{Ion}^2} + \frac{kv_{TeTail}\lambda_{Tail}^2}{\sqrt{\pi} / 2} \right). \quad (3)$$

Условие развития неустойчивости $\gamma > 0$, что в данном случае выполняется для любых волновых векторов k . Таким образом, в рассматриваемом диапазоне частот ионно-звуковая неустойчивость развивается всегда.

Характерные значения волновых векторов можно определить из соотношения $\omega(k) > kv_{TiTail}$, таким образом

$$k > \text{Re} \left(\sqrt{\frac{i\sqrt{\pi} / 2\lambda_{Ion}^2(u - v_{TiTail}) - v_{TeTail}(\lambda_{Ion}^2 + \lambda_{Tail}^2)}{v_{TiTail}\lambda_{Ion}^2\lambda_{Tail}^2}} \right). \quad (4)$$

Отсюда можно оценить волновые вектора для типичных параметров плазмы хвостов метеороидов

и запыленной ионосферы Земли и оказывается, что они принимают значения, характерные для поперечных размеров хвостов метеороидов $k = 0.001-1$ см⁻¹. Для параметров плазмы $T_{eTail} = 1$ эВ, $n_{eTail} = 10^{12}$ см⁻³, $T_{iTail} = 1$ эВ, $n_{iTail} = 10^{10}$ см⁻³, $T_{iIon} = 0.01$ эВ, $n_{iIon} = 100$ см⁻³, $u = 2 \cdot 10^6$ см/с, $k = 0.1$ см⁻¹, характерное значение инкремента развития неустойчивости в данном случае $\gamma = 3 \cdot 10^6$ с⁻¹. Соответственно, время развития неустойчивости $\tau = 1 / \gamma = 0.3 \cdot 10^{-6}$ с, что меньше времени жизни метеорного следа.

Для случая диапазона частот

$$kv_{TiIon} \ll kv_{TiTail} \ll \omega \ll ku + k\sqrt[3]{1 / i\sqrt{2} / \pi v_{TeTail}\omega_{iTail}\lambda_{Tail}^2} \ll kv_{TeIon} \ll kv_{TeTail}$$

оказывается, что дисперсионное уравнение не имеет неустойчивых решений. Дисперси-

онное выражение в данном случае задается выражением

$$\omega(k) = ku + \sqrt{\frac{k^2 \lambda_{Ion}^2 \lambda_{Tail}^2 \omega_{iTail}^2}{k^2 \lambda_{Ion}^2 \lambda_{Tail}^2 + \lambda_{Ion}^2 + \lambda_{Tail}^2}}. \quad (5)$$

В случае более точного нахождения корней дисперсионного уравнения (1) следует решить уравнение 5-го порядка, рассмотрев случаи различных диапазонов частот и находя для них различные ветви колебаний. Уравнение (1) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} & \omega^5 B + \omega^4 (A - 3kuB) + \\ & + \omega^3 (-2kuA + 3Bk^2 u^2) + \\ & + \omega^2 (-Ak^2 u^2 - Bk^3 u^3 - C - D) + \\ & + \omega \cdot 2Cku - Ck^2 u^2 = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где коэффициенты

$$\begin{aligned} A &= k^4 \lambda_{Tail}^2 \lambda_{Ion}^2 + k^2 \lambda_{Tail}^2 + k^2 \lambda_{Ion}^2, \\ B &= i\sqrt{\pi} / 2k^4 \lambda_{Ion}^2 / kv_{TeTail}, \\ C &= k^4 \lambda_{Tail}^2 \lambda_{Ion}^2 \omega_{iu}^2, \\ D &= k^4 \lambda_{Tail}^2 \lambda_{Ion}^2 \omega_{iTail}^2. \end{aligned}$$

Для оценки диапазонов частот, в которых лежат наиболее значимые корни уравнения, рассмотрим следующие ситуации.

В случае, когда $\omega^5 B \ll \omega^4 (A - 3kuB)$

$$\omega \ll \frac{k^2 \lambda_{Tail}^2 \lambda_{Ion}^2 + \lambda_{Tail}^2 + \lambda_{Ion}^2}{i\sqrt{\pi} / 2 / (kv_{TeTail}) \lambda_{Ion}^2}, \quad (7)$$

Когда в дополнение к этому

$$\omega^4 (A - 3kuB) \ll \omega^3 (-2kuA + 3Bk^2 u^2), \text{ т. е.}$$

$$\omega \gg -\frac{ku(k^2 \lambda_{Tail}^2 \lambda_{Ion}^2 + \lambda_{Tail}^2 + \lambda_{Ion}^2)}{k^2 \lambda_{Tail}^2 \lambda_{Ion}^2 + \lambda_{Tail}^2 + \lambda_{Ion}^2 - i3u\lambda_{Ion}^2 \sqrt{\pi} / 2 / v_{TeTail}} - ku, \quad (8)$$

то дисперсионное уравнение для выбранного диапазона частот

$$\begin{aligned} & kv_{TiIon} \ll kv_{TiTail} \ll \\ & \ll -\frac{ku(k^2 \lambda_{Tail}^2 \lambda_{Ion}^2 + \lambda_{Tail}^2 + \lambda_{Ion}^2)}{k^2 \lambda_{Tail}^2 \lambda_{Ion}^2 + \lambda_{Tail}^2 + \lambda_{Ion}^2 - i3u\lambda_{Ion}^2 \sqrt{\pi} / 2 / v_{TeTail}} - \\ & -ku \ll \omega \ll \frac{k^2 \lambda_{Tail}^2 \lambda_{Ion}^2 + \lambda_{Tail}^2 + \lambda_{Ion}^2}{i\sqrt{\pi} / 2 / (kv_{TeTail}) \lambda_{Ion}^2} \ll \\ & \ll kv_{TeIon} \ll kv_{TeTail}, \end{aligned} \quad (9)$$

можно решить аналитически с учетом того, что член при частоте во второй степени всегда отрицательный и свободный член всегда больше члена

первой степени частоты. Тогда получим решение дисперсионного уравнения в виде

$$\omega(k) = \sqrt[3]{\frac{ik^6 u^2 \lambda_{Tail}^2 \lambda_{Ion}^2 \omega_{iTail}^2}{-2iuk(k^4 \lambda_{Tail}^2 \lambda_{Ion}^2 + k^2 \lambda_{Tail}^2 + k^2 \lambda_{Ion}^2) - 3\sqrt{\pi} / 2 / v_{TeTail} \cdot (k^3 u^2 \lambda_{Ion}^2)}}. \quad (10)$$

Таким образом, уравнение (10) имеет неустойчивые решения для любых значений волновых векторов, удовлетворяющих условиям рассматриваемой задачи.

Можно найти инкремент развития ионно-звуковой неустойчивости $\gamma = \text{Im } \omega$

$$\gamma(k) = \sqrt[3]{\frac{a}{c \cdot \cos(\arctg b / a)}} \sin \frac{\arctg(b / a) + 2\pi n}{3}, \quad (11)$$

где $n = \{0, 1, 2\}$ и введены коэффициенты

$$\begin{aligned} a &= -2k^8 u^3 \lambda_{Tail}^2 \lambda_{Ion}^2 \omega_{iTail}^2 (k^2 \lambda_{Tail}^2 \lambda_{Ion}^2 + \lambda_{Tail}^2 + \lambda_{Ion}^2), \\ b &= -3\sqrt{\pi} / 2k^7 u^2 \lambda_{Tail}^2 \lambda_{Ion}^2 \omega_{iTail}^2 / v_{TeTail}, \\ c &= 4u^2 k^6 (k^2 \lambda_{Tail}^2 \lambda_{Ion}^2 + \lambda_{Tail}^2 + \lambda_{Ion}^2) + \\ &+ 9\pi k^6 u^2 \lambda_{Ion}^4 / (2v_{TeTail}^2). \end{aligned}$$

Выбирая ветви уравнения таким образом, что для развития неустойчивости выполнялось неравенство $\gamma > 0$, находим итоговое решение в виде

$$\gamma(k) = \sqrt[3]{\frac{\sqrt{a^2 + b^2}}{c}} \sin \frac{\arctg(b / a) + 2\pi}{3}. \quad (12)$$

Исследуя максимум данной функции $\gamma(k)$, можно получить характерные значения волновых векторов, при которых инкремент раскачки неустойчивости максимален. Вычисления дают величины волновых векторов, соотносимые с размерами хвостов метеороидов. Таким образом, следует ожидать развития неустойчивости, когда волновые вектора принимают значения, сопоставимые с поперечными размерами хвостов метеороидов.

Стоит отметить, что рассматриваемый в данном случае диапазон частот (9) при характерных волновых векторах, удовлетворяющих условиям задачи, реализуем при небольших скоростях метеорных тел $u = 1.1 - 2 \cdot 10^6$ см/с, т. е. в данной ситуации ионно-звуковая неустойчивость может развиваться только в случае достаточно медленных метеороидов.

Для типичных параметров плазмы хвостов метеороидов и типичных параметров пылевой плазмы ионосферы Земли: $T_{eTail} = 1$ эВ, $n_{eTail} = 10^{12}$ см $^{-3}$, $T_{iTail} = 1$ эВ, $n_{iTail} = 10^{10}$ см $^{-3}$, $T_{eIon} = 0.01$ эВ, $n_{eIon} = 100$ см $^{-3}$, $T_{iIon} = 0.01$ эВ,

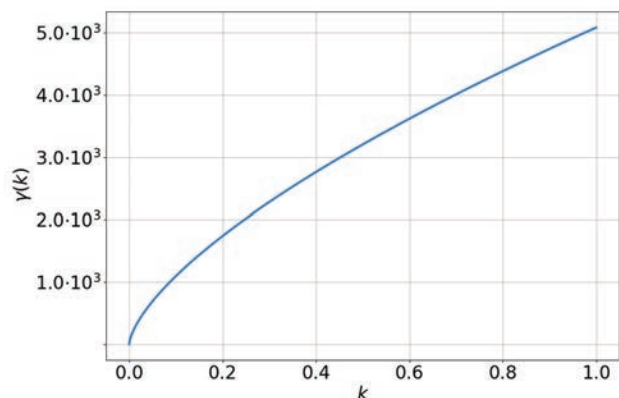


Рис. 1. Инкремент неустойчивости, являющийся решением уравнения (6) для диапазона (9).

$n_{i\text{Ion}} = 100 \text{ см}^{-3}$, $u = 2 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $k = 0.1 \text{ см}^{-1}$, характерное значение инкремента развития неустойчивости в данном случае принимает значения: $\gamma = 100 \text{ с}^{-1}$.

Времена развития ионно-звуковой неустойчивости отсюда имеют величины порядка $\tau = 1 / \gamma = 0.01 \text{ с}$. Таким образом, ионно-звуковая неустойчивость успевает развиваться за время пролета метеорного тела в ионосфере Земли, которое составляет от долей секунды до нескольких секунд (и в отдельных случаях может достигать нескольких минут [17]) и данный процесс наиболее вероятен для крупных метеорных тел с большими временами жизни метеорного следа.

Если брать волновые вектора для метеорных тел небольших размеров $k = 1 \text{ см}^{-1}$, то можно добиться раскачки неустойчивости при $\tau = 1 / \gamma = 10^{-4} \text{ с}$ (рис. 1). При таких значениях инкрементов ионно-звуковой неустойчивости, максимальная амплитуда волны возрастает в 104 раз, и линейная неустойчивость с течением времени нарастает. Также этот режим реализуем для случая максимальных инкрементов из уравнения (3). Таким образом, можно ожидать перехода на нелинейный режим, и, в частности, распространения нелинейных волн и солитонов в данной плазменно-пылевой системе.

3. ВЫВОДЫ

Рассмотрена возможность распространения ионно-звуковых волн в хвостах метеороидов, связанная с развитием ионно-звуковой неустойчивости. Развитие данной неустойчивости связано с относительным движением плазмы хвоста метеороида и ионосферной пылевой плазмы. Отмеча-

ется, что развитие ионно-звуковой неустойчивости в системе, в которой температуры электронов и ионов имеют схожие значения, реализуемо в ситуации присутствия пыли, что наблюдается в плазме хвостов метеороидов. Найдены выражения максимальных инкрементов развития ионно-звуковой неустойчивости и характерных времен ее развития для наиболее значимых диапазонов частот. Показано, что ионно-звуковая неустойчивость успевает развиваться за время пролета метеорного тела в ионосфере Земли ввиду того, что времена ее развития много меньше времени жизни хвостов метеороидов. Приведены значения инкрементов развития ионно-звуковой неустойчивости и времен ее развития для типичных параметров плазмы метеороидных хвостов и ионосферной плазмы. Показано, что характерные значения волновых векторов, при которых развивается ионно-звуковая неустойчивость, имеют соотносимые с размерами хвостов метеороидов. Найдены скорости метеорных тел, при которых оказывается возможным развитие ионно-звуковой неустойчивости в рассматриваемых диапазонах частот. Отмечается, что в результате раскачки ионно-звуковой неустойчивости и нарастания амплитуды колебаний возможен переход на нелинейный режим.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-01066.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981. 416 с.
2. Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 993.
3. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 867.
4. Борисов Н.Д., Копнин С.И., Попель С.И., Морозова Т.И. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 346.
5. Morozova T.I., Popel S.I. // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 1787. P. 012052.
6. Morozova T.I., Kopnin S.I., Popel S.I., Borisov N.D. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 033703.
7. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. // Геомагнетизм и аэронавигация. 2021. Т. 61. С. 794.
8. Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 635.
Doi: 10.31857/S0367292122600406.
9. Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 924.
Doi: 10.31857/S0367292122600777

10. Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 42.
Doi: 10.31857/S0367292122601199.
11. Shukla P.K., Silin V.P. // Physica Scripta. 1992. V. 45. P. 508.
Doi: 10.1088/0031-8949/45/5/015.
12. Keay C. S. L. // Science. 1980. V.210. P. 11.
13. Verveer P., Bland A., Bevan A. W. R. // 63rd Ann. Meteoritical Soc. Meeting. 2000. P. 5233.
14. Zgrablić G., Vinković D., Gradečak S., Kovačić D., Biliskov N., Grbac N., Andreić Ž., Garaj S. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. P. SIA 11-1.
Doi: 10.1029/2001JA000310.
15. Trautner R., Koschny D., Witasse O., Zender J., Knöfel A. // Proceed. Asteroids, Comets, Meteors – ACM 2002. International Conference. 2002 / Ed. Warmbein, B. Noordwijk, Netherlands: ESA, 2002. P. 161.
16. Spalding R., Tencer J., Sweatt W., Conley B., Hogan R., Boslough M., Gonzales G., Spurný P. // Sci. Reps. 2017. V. 7. P. 41251.
Doi: 10.1038/srep41251.
17. Михалев А. В., Белецкий А.Б., Васильев Р.В., Еселевич М.В., Иванов К.И., Комарова Е.С., Подлесный А.В., Подлесный С.В., Сыренова Т.Е. // Солнечно-земная физика. 2019. Т. 5. С. 130.

ION-SOUND WAVES DURING THE INTERACTION OF METEOROID TAILS WITH THE EARTH'S IONOSPHERE

T. I. Morozova^{a,*} and S. I. Popel^a

^aSpace Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

*e-mail: timoroz@yandex.ru

The ion-acoustic instability in the tails of meteoroids as a result of their passage through the Earth's atmosphere is studied and the conditions under which it develops are given. The development of this instability occurs as a result of the relative motion of the plasma of meteoroid tails and the dusty plasma of the Earth's ionosphere. Dust, in turn, creates conditions when this instability can develop in a situation of approximately equal ion and electron temperatures, which is observed in the plasma–dust system under consideration. The mechanism of the excitation of ion-sound waves as a result of the development of the ionacoustic instability in meteoroid tails is shown. The growth rates of the ion-acoustic instability and the characteristic times of its development are found. It is shown that the instability has time to develop during the time of passage of a meteoroid body in the Earth's atmosphere and the formation of a meteoroid trail, which has values much greater than the time of development of ion-acoustic instability in the system under consideration. The wave vectors and velocities of meteoric bodies, at which the development of the ion-acoustic instability is expected, are found. It is noted that the instability can reach a nonlinear regime at possible large wave amplitudes.

Keywords: dusty plasma, Earth's ionosphere, meteoroid tails, ion-sound waves, ion-acoustic instability

УДК 537.5

ИНИЦИИРОВАНИЕ КОРОННОГО РАЗРЯДА С МОДЕЛЬНЫХ ГИДРОМЕТЕОРОВ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

© 2024 г. И. М. Куцык^{а,*}, Е. И. Бочков^{а,**}

^аРоссийский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт
экспериментальной физики, Саров, Нижегородской обл., Россия

*e-mail: kimsar@list.ru

**e-mail: e_i_bochkov@mail.ru

Поступила в редакцию 12.03.2024 г.

После доработки 06.05.2024 г.

Принята к публикации 20.05.2024 г.

Выполнено численное исследование инициирования положительного коронного разряда вблизи модельного гидрометеора в воздухе. В качестве моделей рассмотрены гидрометеоры в форме эллипсоида вращения и цилиндра с двумя полусферами на концах. Получены пороговые характеристики (напряженность внешнего электрического поля, заряд частицы) для гидрометров различного размера и формы при атмосферном давлении 0.4–1 атм. Анализ результатов многочисленных вариантов расчетов показал, что пороговое значение напряженности поля на вершине гидрометеора определяется радиусом кривизны поверхности в этой точке и давлением воздуха. Получена универсальная зависимость приведенной пороговой напряженности поля от произведения радиуса кривизны поверхности на давление воздуха. Результаты моделирования говорят о возможности инициирования коронного разряда в грозовом облаке с вершины гидрометеора длиной менее сантиметра при подпороговой величине приведенной напряженности поля 10–15 кВ/(см·атм).

Ключевые слова: коронный разряд, гидрометеор, затравочный электрон

DOI: 10.31857/S0367292124070097, **EDN:** OILYOL

1. ВВЕДЕНИЕ

Коронный разряд (корона), согласно [1], представляет собой предшествующую стримеру форму самостоятельного разряда, поддерживаемого процессами фотоионизации и развивающегося в сильно неоднородном электрическом поле. В работах [2, 3] обоснована важная роль коронных разрядов в грозовом облаке. При возникновении коронного разряда на гидрометеорах (далее — ГМ) в грозовых облаках может возникнуть целый ряд процессов, существенных для его эволюции: значительный рост ионизации воздуха, зарядка облачных частиц, образование и разделение зарядов в грозовых облаках и инициирование стримеров.

Проблема инициирования молнии непосредственно связана с инициированием разряда в грозовых подпороговых (с напряженностью поля ниже обычного пробоя) полях и коллективными стримерными процессами [4]. Инициирование положительных коронных разрядов с гидрометров приводит к старту положительных стримеров, а система многочисленных положительных стримеров в компактном внутриоблачном разряде (КВР) [5] создает условия для появления лидера молнии. В работе [6] для объяснения наблюдаемых явлений [5] предложена гипотеза “волны стримеризации” — волнового процесса самосогласованного движения поляризационной волны, обусловленной движением стримеров, рождение которых индуцировано полем на границе фронта.

Предполагается, что под действием поля происходит переход коронного микрозаряда в стримерную форму. В работе [7] на основе результатов численного моделирования сделан вывод о важности коронных разрядов на предшествующей стадии разряда для старта стримера.

Поскольку дистанционное исследование газоразрядных процессов в облаке весьма затруднено, теоретическое моделирование и экспериментальное лабораторное исследование разрядов с модельных гидрометеоров приобретает особое значение. Простейший модельный гидрометеор имеет сферическую форму. В работе [8] предложена методика вычисления пороговых параметров положительной короны для сферического и цилиндрического электродов. Эта методика была использована для вычисления порога инициирования короны с заряженных капель во влажном воздухе [9] и с заряженных гидрометеоров, имеющих форму вытянутого эллипсоида [10]. Для рассмотренных в [10] эллипсоидов объемом от 42 до 4.2 мм³ пороговое значение заряда составляет от 495 до 2430 пКл, что превышает верхнюю границу $Q_{\max} = 400$ пКл, при этом большинство гидрометеоров имеет заряд от 10 до 200 пКл и лишь малая часть от 200 до 400 пКл [11].

В связи с этим целесообразно рассмотреть возможность иницирования разряда с модельного гидрометеора во внешнем электрическом поле. В работе [12] моделировался старт стримера с заряженного гидрометеора во внешнем поле. Такие расчеты довольно трудоемки, и более простое моделирование старта короны представляется вполне целесообразным. Поскольку распределение поля в разных пространственно-временных масштабах и распределение гидрометеоров по размеру, форме, заряду неизвестны, расчеты могут быть полезны для верификации различных теорий, связанных с начальной стадией иницирования грозового разряда.

В данной работе выполнены расчеты порога иницирования положительной короны с модельных гидрометеоров (ГМ) под действием внешнего поля и собственного заряда. Модельный ГМ имеет вытянутую вдоль оси симметрии форму. Рассматривались два вида моделей: эллипсоид (как в расчетах [10–13] и экспериментах [14, 15]) и цилиндр со скругленными краями в виде двух полусфер на торцах (далее просто “цилиндр”) – расчет [7] и эксперимент [14]. Предполагалось, что внешнее поле $\vec{E}_a$ направлено вдоль оси ГМ. Степень вы-

тянутости ГМ характеризуется отношением продольного L и поперечного D размеров $\eta = L / D$. В случае эллипсоида это отношение размеров большой a и малой b полуосей $\eta = a / b$, а для цилиндра – $\eta = 2 \cdot R_c / L$ (R_c – радиус цилиндра). В большинстве расчетов $p = 0.4$ атм, соответствующему высоте наблюдаемых КВР [5], предполагалась высокая проводимость материала модельных гидрометеоров.

2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Описание расчетной модели

Численный расчет порога зажигания коронного разряда вблизи сферических ГМ описан в [8]. Эта же методика использована [9] для исследования влияния паров воды на зажигание разряда. В [10] она применена для моделирования старта короны с заряженных ГМ в форме эллипсоидов. Ионизирующие фотоны в коронном разряде рождаются в газе в области сильного поля вблизи поверхности электрода. В методике [8] для упрощения расчетов объемный источник фотонов заменен поверхностным, расположенным на электроде. В случае сферической симметрии ГМ в расчетах он заменяется точечным источником. В [10] предполагалось расположение точечного источника на вершине эллипсоида, что не вполне корректно. В нашей работе мы не используем это упрощение. Это усложняет запись критерия иницирования в виде одной формулы (см. (5) в [8]), поэтому мы кратко опишем алгоритм расчетов.

Электроны лавин, иницируемые свободными электронами, движутся в электрическом поле $\vec{E} = \vec{E}_a + \vec{E}_\sigma$, складывающемся из внешнего электрического поля $\vec{E}_a$ и поля электрических зарядов на поверхности гидрометеора $\vec{E}_\sigma = \int_S \frac{\sigma(\vec{r}) \vec{r} dS}{4\pi\epsilon_0 r^3}$ (ин-

тегрирование по поверхности ГМ, $\vec{r}$ – радиус-вектор из точки поверхности в точку наблюдения). Предварительно вычислялась плотность заряда на поверхности ГМ. Для заряженного проводящего эллипсоида плотность зарядов в точке с координатами (x, y, z) рассчитывалась так
$$\sigma(x, y, z) = \frac{Q}{4\pi abc} \left(\frac{x^4}{c^4} + \frac{y^2}{b^4} + \frac{z^2}{a^4} \right)^{-1/2} \quad [16]$$
 (здесь координаты точки поверхности в декартовой системе координат, начало которой в центре эллипсоида, оси x, y – перпендикулярны оси симмет-

рии z ; a, b, c – размеры полуосей эллипсоида). В данной работе рассматриваются ГМ, симметричные относительно оси z , поэтому $a > b = c$. Для проводящего эллипсоида во внешнем поле, направленном вдоль оси симметрии, $\sigma(x, y, z) = \sigma_0 \cdot n_z(x, y, z)$, где $\vec{n}(x, y, z)$ – единичный вектор нормали к поверхности. Плотность заряда на вершине ГМ связана с величиной E_0 напряженности поля в этой точке $\sigma_0 = E_0 / \epsilon_0$. Обозначим усиление поля на вершине эллипсоида $\Theta_{El} = E_0 / E_a$. Величина усиления в общем случае определяется из $1 / \Theta_{El} = 0.5abc \int_0^\infty \frac{d\zeta}{(\zeta + a^2) \cdot R_\zeta}$ [16],

где $R_\zeta = \sqrt{(\zeta + a^2) \cdot (\zeta + b^2) \cdot (\zeta + c^2)}$. Емкость эллипсоида рассчитывалась из выражения $1 / C_{El} = 0.5abc \int_0^\infty \frac{d\zeta}{R_\zeta}$ [16].

В случае цилиндрического ГМ распределение σ на поверхности находилось с помощью предварительных численных расчетов. Вычислялась также зависимость $\Theta_c(\eta)$ и емкость цилиндра $C_c = 4\pi\epsilon_0 \cdot R_c \cdot F(\eta)$, где F функция, близкая к линейной. Также вычислялся коэффициент $G(\eta)$, связывающий потенциал U заряженного цилиндра с напряженностью поля на его вершине $E_0 = (U / R_c) \cdot G$. На рис. 1 представлены результаты расчетов важных параметров Θ_c, F, G , определяющих усиление поля на вершине, емкость, связь поля на вершине заряженного ГМ с его потенциалом для цилиндрических ГМ различной формы.

Пороговые характеристики инициирования коронного разряда вычислялись следующим образом. Предполагается движение вдоль силовых линий поля электронных лавин, инициируемых

электронами, распределенными с плотностью $\rho_e(\vec{r})$ в объеме области ионизации. Силовая линия, проходящая через точку $\vec{r}$, пересекает поверхность ГМ в точке $\vec{r}_s = \mathcal{R}(\vec{r})$. Коэффициент усиления лавины $K(\vec{r})$, равный числу длин усиления вдоль траектории ζ , начинающейся в т. $\vec{r}$ и оканчивающейся на электроде, рассчитывался

$K(\vec{r}) = \int_\zeta \alpha_{ef}(E(\zeta), p) d\zeta$, где α_{ef} – эффективный коэффициент Таунсенда [8]. Поверхностная плотность электронов, достигших электрода, определялась путем вычисления интеграла $w_e(\vec{r}_s) = \int_V \rho_e(\vec{r}) \cdot \exp(K(\vec{r})) \cdot \delta(\mathcal{R}(\vec{r}) - \vec{r}_s) dV$, при интегрировании по объему области ионизации. Объемная плотность электронов, рожденных ионизирующими фотонами, вычисляется интегрированием по поверхности электрода

$\rho_e(\vec{r}) = \xi \cdot \beta \cdot \int_S w_e(\vec{r}_s) \cdot g(|\vec{r} - \vec{r}_s|) ds$. Выход ионизирующих фотонов характеризуется величиной $\xi\beta$, приведенной в [8]. Зависимость плотности вероятности рождения фотоэлектронов от расстояния r' до точечного источника $g(r')$ взята из [8]. Общее число фотоэлектронов $N_e = \int_V \rho_e(\vec{r}) dV$. Расчетная область ограничена поверхностями $\alpha_{ef} = 0$, ГМ (электрода) и конуса с углом $\theta < \pi / 2$ (θ – полярный угол относительно центра кривизны вершины ГМ и оси симметрии). При заданной конфигурации электрического поля, определяемой поверхностной плотностью зарядов $\sigma(\vec{r}_s)$, с помощью численного моделирования рассчитывались величины $K(\vec{r})$ и $G(\vec{r})$. Задавалась начальная плотность электронов $\rho_e(\vec{r}) = \rho_0(\vec{r})$ и вычислялась последовательность значений плотности фотоэлектронов N_e^{it} (it – номер итерации). Пороговая напряженность внешнего поля E_{th} или собственного заряда Q_{th} соответствует сходящейся к ненулевой величине последовательности $N_e^{it} = N_e^{it-1}$.

2.2. Результаты расчетов и их обсуждение

Расчеты порога коронирования для заряженных сферических ГМ различного радиуса показали хорошее согласие полученных пороговых значений K_{max} (вдоль траектории, совпадающей с осью симметрии) с результатами расчетов [8]. Важным пороговым параметром является величина напряженности электрического поля E_s на поверхности сферы (вершине ГМ). Расчетные

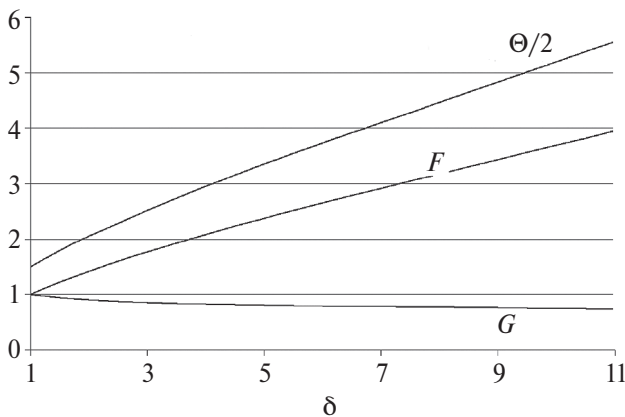


Рис. 1. Зависимость параметров цилиндрического ГМ Θ_c, F, G от геометрического параметра η .

зависимости приведенной пороговой напряженности E_s / p от величины $R_{cur} \cdot p$ для сферических ГМ при давлениях $p = 0.4$ атм и $p = 1$ атм приведены на рис. 2. На этом же рисунке представлены данные расчетов [8, 9] порога инициирования для сферы. Поскольку в [8] приведены только пороговые значения K_{max} , величина поля на поверхности сферы восстанавливалась, исходя из величины K_{max} с использованием зависимости $\alpha_{ef}(E, p)$, приведенной в этой работе. Согласие полученных величин E_s [8] с нашими данными хорошее. Результаты [9] отличаются на 10–15% от полученных нами, что объясняется, скорее всего, различием использованных в расчетах величин $\alpha_{ef}(E, p)$. Такое расхождение не принципиально для наших целей.

Для выявления области, наиболее важной для воспроизводства электронов и поддержания разряда, мы варьировали размер расчетной области по радиусу и полярному углу (относительно центра кривизны вершины ГМ). Границу значимой с точки зрения формирования обратной связи области можно грубо определить по резкому уменьшению отношения N_e^{it} / N_e^{it-1} при изменении границ расчетной области при неизменной плотности поверхностного заряда границы ГМ. Варьирование границы по радиусу показало, что

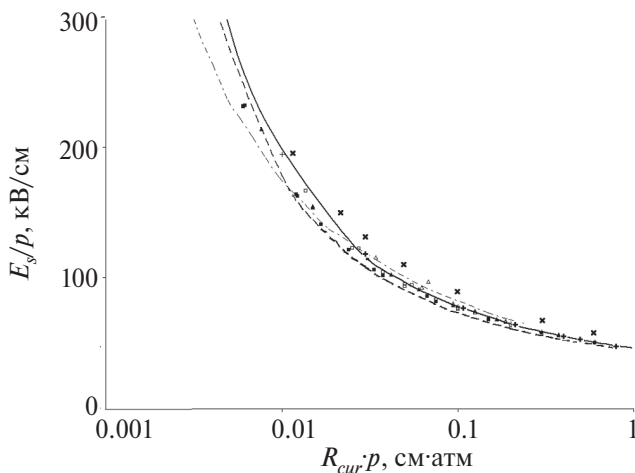


Рис. 2. Зависимости пороговой приведенной напряженности поля на поверхности ГМ от произведения радиуса ее кривизны на давление. Сплошная и прерывистая кривые соответствуют сферическому ГМ при $p = 1$ атм и $p = 0.4$ атм, штрихпунктирная — заряженным эллипсоидам (расчет [10]). Маркерами $+$ и $\times$ отмечены результаты расчетов [8] и [9] для сферических ГМ при $p = 1$ атм. Черные маркеры соответствуют расчетам для эллипсоидов, а белые — для цилиндров; квадраты — $p = 0.4$ атм и треугольники — $p = 1$ атм.

наибольший вклад в формирование обратной связи (зажигание короны) вносит участок начального усиления лавины (первые одна–две длины усиления, считая от верхней границы зоны ионизации). Варьирование угла, ограничивающего расчетную область, показало значимость области полярного угла $\theta < 0.2$.

Возможен и несколько другой подход к определению значимой области разряда с точки зрения вероятности инициирования короны затравочными электронами: старт затравочных электронов в этой области обеспечивает наибольшее число вторичных электронов и воспроизведение лавины. В этом варианте расчетов начальное распределение электронов сводилось к заполнению одной ячейки. Величина поля соответствовала предварительно найденному пороговому значению. При таком инициировании последовательность N_e^{it} выходит на стационарное значение P , пропорциональное вероятности инициирования разряда единичным электроном. Ячейки с наибольшими значениями P расположены вблизи оси разряда на первых 1–2 длинах усиления. Для радиального распределения вероятности эффективный радиус инициирования $r_{ini}(z)$ в плоскости, перпендикулярной оси z , можно определить из соотношения $\pi R_{ini}^2 \cdot P(r=0, z) = \int P(r, z) 2\pi r dr$.

В расчетах для сферических ГМ во внешнем поле при $R_{sph} \in [0.05, 1]$ см радиальный размер области инициирования составляет $r_{ini} / R_{sph} \approx 0.45$ – 0.29 для $p = 0.4$ атм, и $r_{ini} / R_{sph} \approx 0.4$ – 0.22 для $p = 1$ атм. Близкие результаты получены для эллипсоидов. Для простоты будем полагать $r_{ini} = 0.33 R_{cur}$, где R_{cur} — радиус кривизны поверхности вблизи вершины ГМ.

Выполнена серия расчетов величины порогового значения внешнего поля E_{th} для эллипсоидов с различными размерами большой и малой полуосей. На рис. 3 а,б представлены результаты расчетов величины E_{th} порогового значения внешнего поля при давлениях $p = 0.4$ и 1 атм для различных значений параметра η . На этих же рисунках приведены результаты аналогичных расчетов для цилиндров. На рис. 2 приведены пороговые значения приведенной напряженности поля на вершине эллипсоидов и цилиндров в зависимости от параметра $R_{cur} p$.

Анализ результатов, представленных на рис. 3 и 4, позволяет сделать следующие выводы. Увеличение размера L при сохранении формы ГМ приводит к уменьшению порога E_{th} . При фикс-

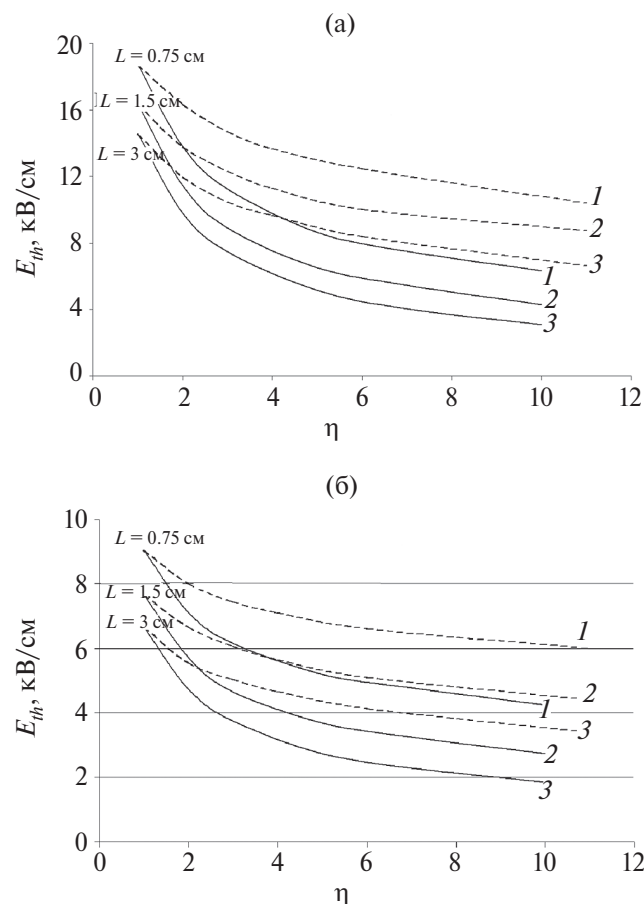


Рис. 3. Зависимость порогового поля E_{th} от параметра η (отношение продольного и поперечного размеров ГМ) для следующих условий: а) давление $p = 1$ атм, фиксированная длина ГМ; б) давление $p = 0.4$ атм, фиксированная длина ГМ. Сплошные кривые – расчеты для эллипсоидов, прерывистые – для цилиндров. Цифры 1, 2, 3 возле кривых соответствуют $L = 0.75, 1.5, 3$ см.

сированном L уменьшение поперечного размера также приводит к уменьшению E_{th} .

Определим минимальный продольный размер ГМ, необходимый для инициирования разряда в заданном поле. На рис. 4а,б представлены кривые $i = 1, 2, 3, 4$, их точки – продольный и поперечный размеры ГМ, для которых при $p = 0.4$ атм $E_{th}^i = 2, 4, 6, 8$ кВ/см (соответственно $E_{th}^i / p = 5, 10, 15, 20$ кВ/(см·атм)). Эти кривые делят плоскость рисунка на области I–III с различными значениями пороговой напряженности поля. Для точек, принадлежащих области I, пороговая напряженность поля $2 \text{ кВ/см} < E_{th} < 4 \text{ кВ/см}$; для области II – $4 \text{ кВ/см} < E_{th} < 6 \text{ кВ/см}$ и для III – $6 \text{ кВ/см} < E_{th} < 8 \text{ кВ/см}$. При напряженности внешнего поля, соответствующей области I,

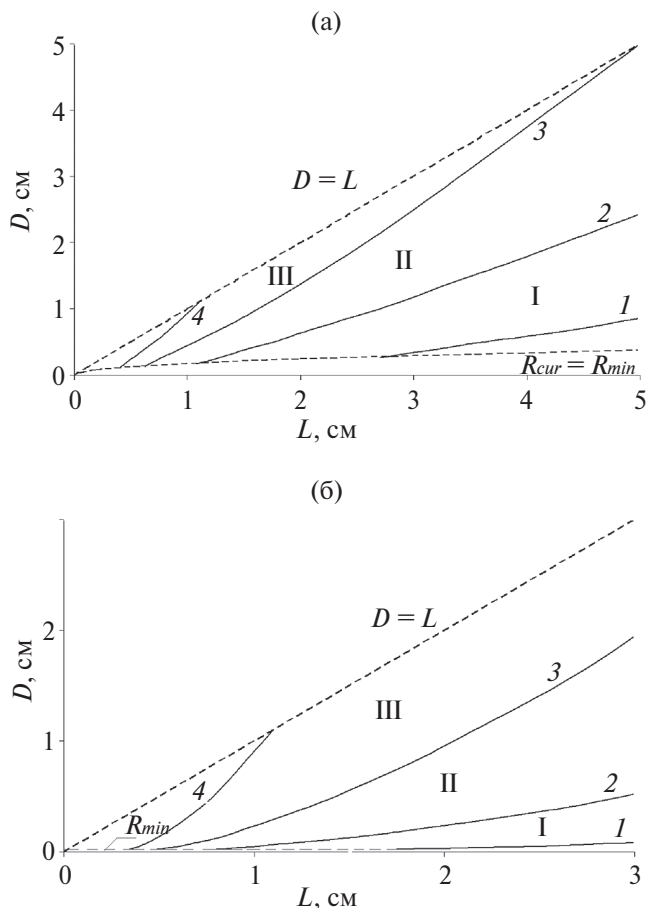


Рис. 4. Размеры ГМ (а – для эллипсоидов и б – для цилиндров), отвечающие заданному пороговому значению E_{th} . Давление $p = 0.4$ атм. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям напряженности поля $E_{th} = 2, 4, 6, 8$ кВ/см. Прерывистыми линиями изображены кривые $D = L$ и $R_{cur} = R_{min}$.

иницирование возможно лишь для очень крупных ГМ длиной $L > 1$ см. Для области III минимальная длина $L \sim 0.5 - 1$ см и для II минимальная $L \sim 0.35 - 0.5$ см. Величина $E_{th} = 2$ кВ/см близка к максимальным наблюдаемым значениям в грозовом облаке [4], а другие величины E_{th}^i соответствуют предполагаемым значениям поля в областях локального усиления.

В расчетах, результаты которых представлены на рис. 3, пороговый коэффициент усиления лавины K_{max} для эллипсоидов лежит в интервале от 9.29 до 10.2 при $p = 0.4$ атм и от 9.8 до 12.15 при $p = 1$ атм; для цилиндров от 8.429 до 9.0 при $p = 0.4$ атм и от 9.5 до 10.6 при $p = 1$ атм. В работе [13] на основании численного моделирования инициирования стримера вблизи диэлектрика при многоэлектронном иницировании утверждается, что в этом случае пороговая величина

$K \approx 10$, т. е. вдвое меньше критерия Мика [1]. Сравнивая полученные в наших расчетах пороговые значения усиления лавины с этой величиной, можно предположить переход коронного разряда в стримерную форму сразу после инициирования.

В работе [10], посвященной вычислению порога инициирования положительной короны вблизи заряженного эллипсоида, предложен следующий способ вычисления порогового внешнего поля инициирования короны с проводящего эллипсоида. Поле E_{th} вычислялось из предположения, что инициирование короны происходит, когда напряженность поля E_0 на вершине ГМ достигает порогового значения, не зависимо от способа создания поля (поляризация во внешнем поле или собственный заряд). Это предположение, естественно, требует проверки. Нетривиальность близости пороговых величин поля E_0 при различном способе инициирования короны очевидна при сравнении заряженной сферы и той же сферы без заряда, но во внешнем поле. Даже при одинаковом максимальном значении поля на поверхности ГМ конфигурации поля отличаются, т. к. отличаются радиальная зависимость поля на оси симметрии и угловое распределение $\sigma(\theta)$.

Были выполнены расчеты E_{th} по нашей программе для нескольких вариантов эллипсоидов в диапазоне $1 \leq \delta < 10$ из числа приведенных на рис. 8 в [10]. Отличие результатов наших расчетов и данных [10] около 1%, за исключением краев интервала η , где разность составила 5% и 7%, соответственно. На рис. 7а, в [10] приведены результаты расчета E_{th} для заряженных эллипсоидов. Мы сравнили эти данные с результатами нашими расчетами тех же вариантов размеров ГМ, но во внешнем поле и с нулевым зарядом. Для рассмотренных в [10] ГМ объемом $V = 0.01 \text{ см}^3$, 0.05 см^3 , 0.1 см^3 при давлении $p = 0.5 \text{ атм}$ и $p = 1 \text{ атм}$. и величине $2 < \eta < 10$ различия E_{th} менее 10% для $V = 0.01 \text{ см}^3$ и менее 5% для $V = 0.05 \text{ см}^3$ и 0.1 см^3 . На рис. 2 приведена зависимость E_s / p от $(R_{cur} \cdot p)$ для заряженных эллипсоидов [10]. Представленные результаты находятся в хорошем согласии с результатами наших расчетов.

Расчеты для заряженного цилиндра и цилиндра во внешнем поле также показали, что в обоих случаях пороговые значения E_s / p близки к соответствующим значениям для эллипсоидов при одинаковых значениях $R_{cur} p$.

Результаты численного моделирования позволяют сделать следующий вывод. В традиционном для газоразрядных процессов представлении зависимости приведенного порогового поля E_s / p от $R_{cur} p$, полученные для сферических заряженных ГМ при $p = 0.4$ и 1 атм довольно близки между собой (см. рис. 2). Точки, соответствующие полученным нами результатам для различных по форме и размеру гидрометеоров в разных условиях зажигания короны, расположены вблизи этих кривых. Следовательно, зависимость E_s / p от $R_{cur} \cdot p$ при $p = 1 \text{ атм}$ можно использовать в качестве универсального критерия инициирования короны.

Выявленная закономерность позволяет, зная E_{th} , вычислить пороговое Q_{th} для того же ГМ при том же давлении в отсутствие внешнего электрического поля. Величина иницирующего поля на вершине для эллипсоида и цилиндра соответственно $E_0 = E_{th} \cdot \Theta_{El,C}$. Пороговое значение Q_{th} заряда ГМ соответствует σ_{th} . Пороговая плотность заряда на вершине $\sigma_{th} = E_{th} \Theta_{El,C} \epsilon_0$.

Для эллипсоида $\sigma_0 = \frac{Q}{4\pi b^2}$; получаем $Q_{th} = \sigma_{th} 4\pi b^2 = 4\pi \epsilon_0 b^2 \Theta_{El} E_{th}$.

Результаты расчета Q_{th} для тех же вариантов, что и на рис. 3б, представлены на рис. 5. На этом же рисунке приведено значение заряда $Q_{max} = 400 \text{ пКл}$, соответствующее верхнему пределу наблюдений [11]. При фиксированной длине ГМ при уменьшении поперечного размера уменьшается величина Q_{th} . Эта закономерность более выражена у эллипсоидов. Для всех расчетных вариантов цилиндров, относящихся к рис. 5, пороговое $Q_{th} > Q_{max}$. Для эллипсоидов $Q_{th} < Q_{max}$ лишь для максимально вытянутых ГМ большого размера (порядка 3 см).

При фиксированном поперечном размере ГМ для всех эллипсоидов заряд Q_{th} минимален в случае $a = b$, так как плотность заряда σ_0 не зависит от a , радиус R_{cur} в этом случае максимален, следовательно, минимально значение σ_0 . Для заряженной сферы расчеты показали, что $Q_{th}(R_{cur})$ растет с ростом радиуса. При $p = 0.4 \text{ атм}$. $Q_{th} = Q_{max}$ при $R_{sph} \approx 0.1 \text{ см}$.

В рамках гипотезы инициирования микроразряда с гидрометеора (ГМ) во внешнем поле представляет интерес возможность существенного уменьшения порогового поля за счет собственного заряда ГМ. В случае заряженного ГМ во внешнем поле E_{th} порог определяется условием

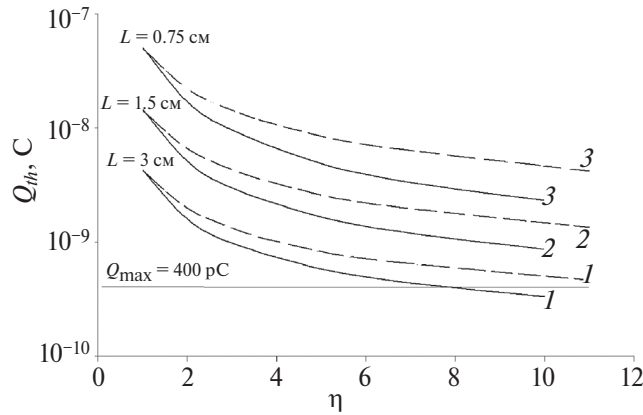


Рис. 5. Зависимость порогового значения заряда Q_{th} от геометрического параметра η при $p = 0.4$ (те же обозначения кривых, что на рис. 4).

$E_s(R_{cur}) = E_{th} = E_1 + E_2$, где вклад внешнего поля $E_1 = \Theta E_{th}$ и вклад собственного заряда $E_2(Q)$. Для существенного снижения величина компонента E_2 должна составлять заметную долю от E_1 . Величина заряда Q должна быть сравнима с Q_{th} , но почти всегда $Q_{th} \gg Q_{max}$. Следовательно, невозможно существенное снижение порогового поля при условии $Q < Q_{max}$.

2.3. Затравочные электроны

Для инициирования разряда с гидрометеора недостаточно достижения порогового значения напряженности поля. Необходимо наличие затравочных электронов в области ионизации, дающих старт первичной лавине. С их отсутствием может быть связана задержка старта. Этот фактор особенно важен в случае волновых процессов в грозовом облаке, связанных с распространением волны инициирования коронных [4] и стримерных [6] микроразрядов. Очевидно, время задержки инициирования должно быть значительно меньше характерного времени процесса (10^{-3} с для волны коронных разрядов [4] и 10^{-5} с для КВР [5]). В данной работе наше внимание направлено на процессы в КВР. В простейшем качественном рассмотрении “волну стримеризации” [6] можно представить как движение области поля $E_{max} > E_{th}$. Длительность импульса напряженности поля $\tau_E \sim 10^{-6}$. Для синхронизации зажигания разрядов с ГМ при прохождении волны стримеризации необходимо выполнение условий: $\Theta E_{max} \geq E_s(R_{cur}, p)$ (рассмотрено в предыдущем разделе) и $t_{delay} < \tau_E$.

Фоновая концентрация свободных электронов в атмосфере очень мала вследствие быстрого прилипания свободных электронов к молекулам воздуха. В опубликованных работах по тематике КВР (например, [10, 13] и приведенные в них ссылки) рассматриваются два механизма, обеспечивающие появление затравочных электронов в области ионизации ГМ: космические лучи (в частности, ШАЛ – широкие атмосферные ливни) и отрыв электронов от отрицательных ионов.

В случае, когда затравочные электроны создаются космическим излучением, частота инициирования потоком Φ_{cr} высокоэнергетичных частиц (электронов или позитронов), создаваемых первичным космическим излучением $f_{cr} = \pi r_{ini}^2 \cdot \Phi_{cr}$. Так как $r_{ini} = 0.33 R_{cur}$, то вероятность инициирования возрастает по квадратичному закону с ростом радиуса кривизны вблизи вершины. Из условия синхронизации $t_{delay} = 1 / f_{cr} = (\pi r_{ini}^2 \cdot \Phi_{cr})^{-1} < \tau_E$ следует, что необходимая величина потока электронов $\Phi_{cr} > (\pi r_{ini}^2 \cdot \tau_E)^{-1}$.

Рассмотрим вариант, при котором затравочные электроны возникают в результате отрыва электронов от отрицательных ионов в области ионизации вблизи вершины ГМ.

Согласно [17], для анализа процессов отрыва электрона от иона наиболее важны 3 сорта ионов O^- , O_2^- , O_3^- . Первые два образуются в результате процессов прилипания электронов: O^- в результате 2-частичного диссоциативного прилипания и O_2^- в 3-частичных соударениях. В результате конверсии иона O^- образуются ионы O_2^- и O_3^- .

В [13] предполагалось, что для инициирования разряда необходимо наличие одного затравочного электрона в цилиндре объемом 10 мм^3 вблизи вершины крупного ГМ. Эта оценка нуждается в существенном уточнении. Достоинством используемой методики моделирования [8] является простота, но она не позволяет адекватно описывать процессы с участием дискретных электронов и фотонов. Для этого необходимо моделирование переноса фотонов и отрыва электронов в соударении ионов с молекулами в рамках статистического моделирования методом Монте Карло, что выходит за рамки данной работы; поэтому мы ограничимся простыми предварительными оценками. Вблизи порога инициирования одним электроном, даже если он появился в точке, соответствующей максимуму усиления K_{max} , не гаранти-

ровано в силу флуктуаций числа электронов и фотонов. По мере роста напряженности поля вероятность инициирования P_{ini} быстро достигает значения $P_{ini} \approx 1$ в точке максимального усиления при величине внешнего поля E_{min} . Так как число электронов в лавине $\sim \exp(K_{max}(E_a))$ и $K_{max}(E_a) \sim (E_a)^2$ [6], будем полагать $(E_{min} - E_{th}) \ll E_{th}$.

Рассмотрим ГМ в поле $E_a > E_{th}$. Для оценки t_{delay} введем понятие эффективной частоты отрыва электронов, приводящей к инициированию коронного разряда f_i (i – сорт ионов). Очевидно, эта величина зависит как от параметров самого ГМ (прежде всего от R_{cur}), так и от E : $f_i = f_i(E_a, R_{cur})$. Для $E_a > E_{min} \approx E_{th}$ величина $f_i \geq f_i^{min} = f_i(E_{min}, R_{cur})$. В предыдущем разделе описаны результаты расчетов, позволившие оценить размер области, появление в которой затравочных электронов приводит к наиболее эффективному инициированию. Попробуем хотя бы грубо оценить величину f_i^{min} , полагая, что при рождении затравочного электрона в точке, соответствующей максимуму усиления K_{max} , вероятность инициирования $P_{ini} \approx 1$, а вероятность инициирования разряда электроном, рожденным в т. $\vec{r}$, пропорциональна усилению лавины, стартующей из этой точки $P_{ini}(\vec{r}) = \exp(-(K_{max} - K(\vec{r})))$. Это предположение представляется пригодным для предварительных оценок f_i^{min} , хотя оно, по-видимому, занижает вероятность при $K(\vec{r}) \approx K_{max}$. В этом приближении эффективную частоту для $i = 1, 2$ определим:

$$\begin{aligned} f_1^{min} &\approx \int \chi_1(E(\vec{r}, E_{min})) \cdot \exp(-(K_{max}(E_{min}) - \\ &\quad - K(\vec{r}, E_{min}))) dV \cdot [O^-] \cdot [N_2] \approx \\ &\approx \int \chi_1(E(\vec{r}, E_{th})) \cdot \exp(-(K_{max}(E_{th}) - \\ &\quad - K(\vec{r}, E_{th}))) dV \cdot [O^-] \cdot [N_2]. \end{aligned}$$

Аналогично

$$\begin{aligned} f_2^{min} &\approx \int \chi_1(E(\vec{r}, E_{th})) \cdot \exp(-(K_{max}(E_{th}) - \\ &\quad - K(\vec{r}, E_{th}))) dV \cdot [O_2^-] \cdot [N_2 + O_2]. \end{aligned}$$

Привязка к уже вычисленным величинам порогового поля E_{th} удобна; она оправдана близостью распределений $P_{ini}(\vec{r}, E_{min})$ и $P_{ini}(\vec{r}, E_{th})$ при $E_{min} \approx E_{th}$. Скорости реакций $\chi_{1,2,3}$ взяты из [17]. Поскольку скорость реакции отрыва χ_3 для O_3^- не зависит от напряженности поля, то $f_3^{min} = \chi_3 \cdot [O_3^-] \cdot [O] \cdot V_{ef}$, где эффективный объем инициирования

$$V_{ef} = \int \exp(-(K_{max}(E_{th}) - K(\vec{r}, E_{th}))) dV.$$

При вычислении частот интегрирование производится по всему объему расчетной области. Время задержки при отрыве от i -го иона $t_{delay} = 1 / f_i$. Распространения волны стримеризации возможно при выполнении условия $\sum_{i=1}^3 f_i > \sum_{i=1}^3 f_i^{min} > \tau_E^{-1}$.

На рис. 6 приведены результаты расчетов зависимости приведенных частот $f_{1,2}^{min} / N_{1,2}$ ($N_1 = [O^-]$, $N_2 = [O_2^-]$) от радиуса кривизны при $p = 0.4$ атм. и $p = 1$ атм для ГМ различной формы и размера при пороговой величине внешнего поля. Частоты, соответствующие одинаковым вариантам моделирования, близки друг к другу $f_1^{min} / N_1 \approx f_2^{min} / N_2$. Величины $f_{1,2}^{min} / N_{1,2}$ соответствующие разным давлениям $p = 0.4$ атм и $p = 1$ атм при одинаковых прочих условиях также достаточно близки, поэтому все приведенные значения аппроксимировали одной степенной функцией с показателем степени $k \approx 1.76$, пригодной для проведения оценок времени задержки зажигания разряда. Мы не рассматривали реакцию отрыва $O_3^- + O \rightarrow e + 2O_2$, т. к. концентрации озона и атомарного кислорода нам не известны; кроме того, необходимая энергия в 4 раза больше, чем для отрыва электрона от O_2^- [18]. На рис. 7 представлены результаты расчетов эффективного объема области инициирования в зависимости от радиуса кривизны для $p = 0.4$ атм и $p = 1$ атм. Результаты для различных давлений немного отли-

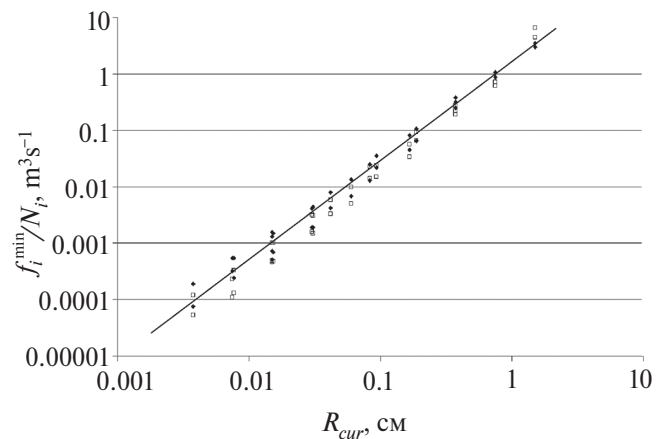


Рис. 6. Зависимость приведенных частот отрыва электрона $f_{1,2}^{min} / N_{1,2}$ от радиуса кривизны поверхности вблизи вершины ГМ. Черные маркеры соответствуют $p = 0.4$ атм, а маркеры с белым фоном $p = 1$ атм. Прямая – аппроксимация результатов степенной функцией с показателем $k \approx 1.76$.

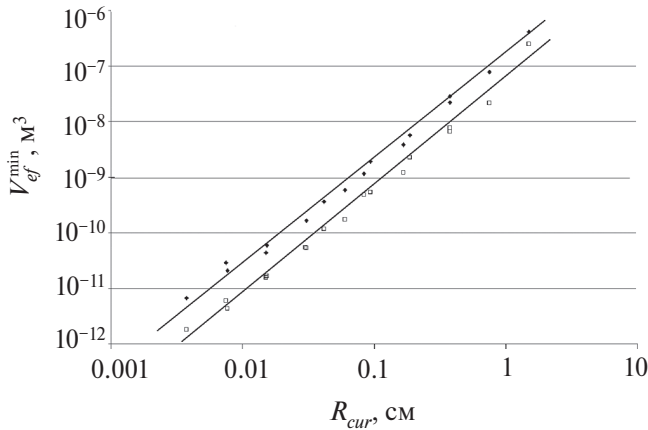
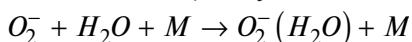


Рис. 7. Зависимости эффективного объема области инициирования в зависимости от радиуса кривизны для давлений $p = 0.4$ атм и $p = 1$ атм. Черные маркеры соответствуют $p = 0.4$ атм, а маркеры с белым фоном — $p = 1$ атм. Прямые — степенные функции с показателем $k \approx 1.92$ для аппроксимации полученных результатов.

чаются, поэтому для аппроксимации результатов полученных при разных давлениях, оказалось удобней использовать две степенные функции с одинаковым показателем степени $k \approx 1.92$, отличающиеся множителем около 3. Их можно использовать при оценке частоты отрыва для различных процессов, в которых скорость реакции слабо зависит от напряженности поля.

Поскольку неизвестен ионный состав атмосферы вблизи гидрометеора в облаке, мы вынуждены ограничиться простейшими оценками. Суммарную концентрацию отрицательных ионов, создаваемых космическим излучением, можно оценить $N_i^- = \sqrt{S / b_{ii}} \approx 10^9 - 10^{10} \text{ м}^{-3}$ ($S \sim 10^7 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ [2]) и ион-ионная рекомбинация в диапазоне давлений 0.4–1 атм порядка $b_{ii} \sim 10^{-12} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [1]. Для реализации волновой модели КВР время отлипания должно быть на порядок меньше длительности импульса КВР ~ 10 мкс, следовательно, частота $f_{1,2}^{\min} \geq 10^6 \text{ с}^{-1}$. Полагая $N_{1,2} \sim 10^9 \text{ м}^{-3}$, получаем диапазон возможных значений $R_{cur} \geq R_{cur}^{\min} = 0.015 \text{ см}$, при котором справедливо это условие. Приведенные выше оценки справедливы для сухого воздуха. Ситуация кардинально меняется при наличии в атмосфере паров воды. Отрыв электрона от гидратированного иона $O_2^-(H_2O)_n$ затруднен при $n = 1$ и невозможен при $n \geq 2$ [19]. Используя приведенные в этой работе скорости реакций гидратации $k_{H_2O} = 2 \cdot 10^{-28} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ и обратной реакции $k_{-H_2O} = 2 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, получаем для



при $[M] = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $[H_2O] = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (относительная концентрация 0.1%) время гидратации $t_{H_2O} = (k_{H_2O} \cdot [M] \cdot [H_2O])^{-1} = 0.05 \text{ мкс}$ и характерное время обратного процесса

$$t_{-H_2O} = (k_{-H_2O} \cdot [M])^{-1} = 500 \text{ с}.$$

В недавно опубликованной работе [20] показана возможность последовательной дегидратации отрицательных ионов в умеренном электрическом поле $E / N \sim 65 \text{ Тд}$. Представленные в [20] результаты можно использовать для обоснования возможности появления затравочного электрона вблизи вершины ГМ во влажном воздухе. Отрицательные гидратированные ионы, движущиеся в электрическом поле по направлению к области ионизации, могут последовательно терять молекулы воды. Предполагаем, что вдали от области ионизации практически все отрицательные ионы представлены компонентой $O_2^-(H_2O)_5$. На границе области ионизации концентрация ионов $[O_2^-] = \Delta_{dh} \cdot [O_2^-(H_2O)_5]$. В предположении преобладания процессов отрыва молекул воды над процессами гидратации в области сильного поля степень дегидратации ионов можно оценить $\Delta_{dh} \approx t_{dh} \cdot v_{dh5}$, где время дегидратации равно времени движения иона через область сильного поля $t_{dh} \sim R_{cur} / v_i$, а итоговая частота отрыва молекул воды от исходного иона определяется частотой v_{dh5} самого медленного этапа — отрыва молекулы воды от $O_2^-(H_2O)_5$. По результатам расчетов, представленных в [20], можно оценить $v_{dh5} \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$ при давлении воздуха, соответствующем высоте 6 км, и $E / N \sim 65 - 85 \text{ Тд}$. Скорость ионов полагаем $v_i = \mu_i \cdot N_0 \cdot (E / N) \approx 500 \text{ м/с}$ ($\mu_i = 2.5 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ [20]). Величина $\Delta_{dh} = \frac{R_{cur} \cdot v_{dh5}}{v_i} \geq 1$ при $R_{cur} \geq v_i / v_{dh5} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$. Этот критерий выполняется для большинства крупных ГМ, способных инициировать разряды в грозном облаке.

Сравнивая два источника затравочных электронов в облаке, можно сделать следующие выводы. Электроны, создаваемые ШАЛ, обеспечивают инициирование разрядов с ГМ как в сухом, так и во влажном воздухе. Однако высокая концентрация электронов, обеспечивающая высокую вероятность инициирования, реализуется в ограниченном пространственном объеме вблизи оси ШАЛ в редких событиях при прохождении космической частицы с большой энергией [13]. Преимущество второго способа инициирования в том,

что необходимые отрицательные ионы в достаточном количестве всегда присутствуют в атмосфере. В сухом воздухе для значений $R_{cur} \geq R_{cur}^{min} = 0.015$ см время задержки появления затравочного электрона $< 10^{-6}$ с, что обеспечивает участие ГМ в волновых процессах в КВР [6]. Проблема возникает при рассмотрении влажного воздуха, в котором невозможен отрыв электрона от гидратированных ионов. Предварительные оценки показывают возможность дегидратации ионов в локальном поле ГМ при “подлете” иона к области ионизации. Необходимы дальнейшие исследования в этом направлении.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе с помощью численного моделирования исследовалось инициирование положительной короны вблизи ГМ в воздухе. Коронный разряд развивается вблизи вершины в области сильного поля, обусловленного собственным зарядом либо поляризацией ГМ во внешнем поле. Рассматривались ГМ различного продольного и поперечного размера двух видов: эллипсоид вращения и цилиндр с двумя полусферами на торцах, что обеспечило достаточное разнообразие форм ГМ. Получены пороговые величины внешнего поля E_{th} , поля на вершине E_s и собственного заряда Q_{th} , необходимые для старта положительной короны с ГМ различного размера, формы при давлениях $p = 0.4$ атм и $p = 1$ атм. Показано, что зависимость E_s / p от $R_{cur} p$ для сферических ГМ при $p = 1$ атм можно использовать в качестве универсальной зависимости пороговой напряженности поля на вершине независимо от формы, размера, способа создания поля в исследованном диапазоне давлений $p = 0.4 - 1$ атм.

Согласно расчетам, вариант инициирования разряда во внешнем поле более реалистичен, чем инициирование собственным зарядом. Полученные результаты говорят о возможности старта короны с ГМ длиной менее сантиметра при подпороговой величине приведенного электрического поля в грозовом облаке $E_a / P = 10 - 15$ кВ/(см·атм.).

Получены оценки радиуса инициирования ГМ – размера “мишени” на вершине, в которую должна попасть рожденная космическим излучением высокоэнергетичная частица для инициирования коронного разряда. Рассчитаны зависимости от радиуса кривизны поверхности приведенной частоты отрыва электронов от ионов

и объема области инициирования короны. Эти результаты могут быть использованы для оценки времени задержки старта короны.

Результаты представленных результатов расчетов могут быть использованы для вычисления пороговых величин E_{th} и Q_{th} инициирования положительной короны и времени задержки разряда для аксиально-симметричных проводников во внешнем поле и под действием собственного заряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Наука. М.: Физматлит, 1992.
2. Мучник В.М. Физика грозы. Л.: Гидрометиздат, 1974.
3. Синькевич А.Ф., Довгалюк Ю.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56. № 11–12. С. 908.
4. Иудин Д.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64. № 11. С. 867
5. Rison W., Krehbiel P. R., Stock M. G., Edens H.E., Shao X., Stanley M., Zhang Y. // Nat. Commun. 2016. V. 7. Art. No. 10721. doi:10.1038/ncomms10721.
6. Куцык И.М., Бочков Е.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2023. Т. 66. № 4. С. 239.
7. Sadighi S, Liu N. Dwyer J., Rassoul H. // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 2015. V. 120. P. 3660. doi:10.1002/2014JD022724.
8. Naidis G.V. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2005. V. 38. P. 2211. doi 10.1088/0022-3727/38/13/020.
9. Liu N., Dwyer J., Rassoul H. // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2012. V.8 0. P. 179. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.01.012.
10. Peeters S. A., Mirpour S., Köhn C., Nijdam S. // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 2022. V. 127. https://doi.org/10.1029/2021JD035505 2022.
11. Marshall T. C., Winn W. P. // Journal of Geophysical Research: Oceans. 1982. V. 87(C9). P. 7141. https://doi.org/10.1029/jc087ic09p07141.
12. Babich L.P., Bochkov E.I., Kutsyk I.M., Neubert T. // JETP Letters. 2016. V. 103. № 7. P. 449. doi: 10.1134/S0021364016070031
13. Dubinova A., Rutjes C., Ebert U., Buitink S., Scholten O., Trinh G. // Physical Review Letters. 2015. V. 115. https://doi.org/10.1103/physrevlett.115.015002.
14. Богатов Н.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 56. № 11–12. С. 920.
15. Mirpour S., Nijdam S. // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. P. 105009. https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac95be.
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2003.

17. Iudin D. I., Rakov V. A., Syssoev A. A., Bulatov A. A., Hayakawa M. // *Climate and Atmospheric Science*. 2019. V. 2. No. 1. <https://doi.org/10.1038/s41612-019-0102-8>.
18. Popov N. A. // *Plasma Physics Reports*. 2010. V. 36. № 9. P. 812. doi:10.1134/S1063780X10090084.
19. Gallimberty I. // *Journal De Physique*. 1979. V. 40. № 7. P. 7. doi:10.1051/JPHYSCOL:19797440.
20. Александров Н.Л., Пономарев А.А., Сысоев А.А., Иудин Д.И. // *Физика плазмы*. Т. 49. № 11. С. 1186. doi: 10.31857/S0367292123601054.

INITIATION OF A CORONA DISCHARGE FROM MODEL HYDROMETEORS IN AN EXTERNAL ELECTRIC FIELD

I. M. Kutsyk^{a, *} and E. I. Bochkov^{a, **}

^a*Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics,
Sarov, Nizhny Novgorod oblast, Russia*

^{*}*e-mail: kimsar@list.ru*

^{**}*e-mail: e_i_bochkov@mail.ru*

The initiation of a positive corona discharge near a model hydrometeor in air is studied numerically. Hydrometeors in the form of an ellipsoid of revolution and a cylinder with two hemispheres at the ends are considered as models. Threshold characteristics (external electric field strength, particle charge) are obtained for hydrometers of various sizes and shapes at an atmospheric pressure of 0.4–1 atm. Analysis of the results of numerous calculation options shows that the threshold field strength at the top of the hydrometeor is determined by the curvature radius of the surface at this point and air pressure. A universal dependence of the reduced threshold field strength on the product of the curvature radius of the surface and air pressure is obtained. The simulation results indicate the possibility of initiating a corona discharge in a thundercloud from the top of a hydrometeor less than a centimeter long at a subthreshold reduced field strength of 10–15 kV (cm atm).

Keywords: corona discharge, hydrometeor, seed electron

УДК 537.528+533.9.01

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ, ИНИЦИИРУЕМЫХ ГАЗОВЫМ РАЗРЯДОМ ПОСТОЯННОГО ТОКА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В ВОДНОМ РАСТВОРЕ НИТРАТА НИКЕЛЯ

© 2024 г. Д. А. Шутов^{а,*}, А. Н. Иванов^{а,**}, П. А. Игнатьева^{а,***}, В. В. Рыбкин^{а,****}

^аИвановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия

*e-mail: shutov@isuct.ru

**e-mail: ivanovan@isuct.ru

***e-mail: poliv3@mail.ru

****e-mail: rybkin@isuct.ru

Поступила в редакцию 11.05.2024 г.

После доработки 27.05.2024 г.

Принята к публикации 30.05.2024 г.

Предлагается 0–D-модель, описывающая процессы, протекающие в системе разряд постоянного тока атмосферного давления — водный раствор нитрата никеля. Модель представлена в виде двух связанных подсистем, одна из которых газовый разряд, а другая раствор. Характеристики плазмы разряда определялись путем совместного решения уравнения Больцмана для электронов, уравнений колебательной кинетики для основных состояний молекул N_2 , O_2 , NO , H_2 и H_2O , а также уравнений химической кинетики (328 реакций, 34 компонента). При решении использовались экспериментально найденные величины приведенных напряженностей электрических полей, колебательные и газовые температуры. Кинетика процессов в растворе включала 121 реакцию и 34 компонента. Результаты расчетов согласуются с экспериментом по колебательным температурам молекул $N_2(X)$ и кинетике расходования ионов никеля Ni^{2+} в растворе и pH раствора. Определены степени конверсии ионов Ni^{2+} и энергетические выходы конверсии. Выявлены механизмы реакций, которые определяют концентрации основных компонентов в растворе.

Ключевые слова: разряд, раствор, нитрат никеля, моделирование

DOI: 10.31857/S0367292124070101, **EDN:** OIKEWD

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазма газовых разрядов в растворах или над ними представляет интерес с точки зрения ее использования для решения разнообразных практических задач [1, 2]. В частности к таким задачам относятся очистка водных растворов от загрязнений веществами неорганической и органической природы [3–5], получение наноразмерных частиц различных веществ, обладающих полупроводниковыми и каталитическими свойствами [6–8]. Также предлагается использовать плазменно-растворные системы в сельском хозяйстве [9–11], медицине [12, 13] и некоторых других отраслях. Столь широкий спектр применения обусловлен тем, что под действием разряда в растворе обра-

зуются частицы, проявляющие химическую активность, как в окислительных, так и в восстановительных процессах. Для понимания возможностей использования раствора, подвергнутого действию разряда, необходимо знать концентрации активных частиц в зоне плазмы, и концентрации частиц в растворе, которые образуются под действием частиц, поступающих из разряда. К сожалению, возможности экспериментального определения концентрации различных частиц сильно ограничены. Поэтому математическое моделирование становится инструментом изучения состава и механизмов реакций, как в плазме, так и в растворе. В последнее время появился целый ряд такого рода работ [14–23], в которых моделируется как сама плазма разряда, так и про-

цессы, инициируемые действием образующихся в разряде частиц на раствор. Рассматриваются различные типы разрядов и различные плазмообразующие газы: окружающий воздух [14–17, 19]; смесь гелия и кислорода $\text{He}-\text{O}_2$ [18, 20, 21–23] смесь аргона, азота и кислорода $\text{Ar}-\text{N}_2-\text{O}_2$. В работах [21–23] анализируются плазменная струя, а в [14–19] – диэлектрический барьерный разряд (ДБР). В работах [15, 17–21] жидкой фазой была дистиллированная вода, в [14, 22, 23] водные фосфатные буферы (водный раствор ортофосфорной кислоты H_3PO_4) и физиологический раствор (водный раствор хлорида натрия NaCl) [17]. Для описания плазмы использовались преимущественно 0D-модели, а для растворов модели – 0-D [19], 2D [22, 23] и 1D [14–17, 19]. Действие разряда постоянного тока на раствор моделировалось в [24] для случая, когда жидкость являлась катодом. А в работах [25, 26] предложены модели для разряда с жидким анодом. В [24, 25] плазмообразующим газом был воздух, а жидкость – дистиллированная вода. В работе [26] рассматривался аргон и жидкостью служил водный раствор нитрата серебра (10^{-3} моль/л).

Несмотря на высокий уровень математического описания, оценить качество предлагаемых моделей в большинстве случаев затруднительно ввиду отсутствия сравнения с экспериментом, как для жидкой фазы, так и для газовой. Такие сравнения имеются только в работах [14, 23–25]. В [14, 24] различие в рассчитанных концентрациях пероксида водорода (H_2O_2) в растворе от измеренных составляет коэффициент 2–10. А различия в концентрациях ионов двуокиси азота NO_2^- достигают коэффициента 3. В то же время рассчитанные концентрации H_2O_2 , радикалов NO_2^- и NO_3^- , и значений pH, определенные по моделям, предложенным в [24, 25], согласуются с экспериментом в пределах его точности.

В данной работе предложена модель, описывающая систему разряда постоянного тока в воздухе – водный раствор нитрата никеля, служащий анодом. Практический интерес к таким системам обусловлен тем, что действие разряда на водные растворы солей тяжелых металлов (Zn, Cd, Fe, Co, Cu, Ni и др.) позволяет с одной стороны синтезировать нанодисперсные порошки оксидов металлов [27, 28], а с другой – очищать воду от вредных загрязнений, каковыми являются катионы указанных металлов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Схема экспериментальной установки описана нами в деталях в работе [25]. Коротко, она включала в себя стеклянный сосуд, содержащий обрабатываемый раствор объемом 80 мл. Разряд постоянного тока атмосферного давления в окружающем воздухе поджигался приложением высокого напряжения между двумя титановыми электродами. Внешний электрод (минус) располагался над поверхностью раствора на расстоянии 5 мм от нее. Второй электрод находился в растворе. Таким образом, поверхность раствора имела положительную полярность (анод) относительно внешнего электрода. Система не имела протока газа.

Геометрические размеры разряда, как и размер анодного пятна на поверхности раствора определялись по их изображениям, полученными с помощью цифровой камеры.

Напряженность электрического поля в положительном столбе разряда и приэлектродные падения потенциала определялись из зависимостей напряжения между электродами от расстояния (d) между внешним электродом и поверхностью электролита. Это расстояние изменялось с помощью автоматической системы, перемещавшей электрод с помощью программируемого шагового двигателя со скоростью 0,5 мм/с. При движении электрода суммарное падение напряжения регистрировалось с помощью прецизионного вольтметра TrueRMSFluke 280 с шагом по времени 1 с. Ток разряда поддерживался постоянным. При касании электрода раствора наблюдалось резкое уменьшение регистрируемого сигнала, после чего электрод останавливали. Величина этого сигнала считалась равной падению напряжения на растворе. Разность полного падения напряжения и падения напряжения на растворе принималась равной падению напряжения U на разряде. Зависимость U от d аппроксимировалась линейной функцией. Коэффициент парной корреляции составлял не хуже 0.98. Наклон этой функции определяет напряженность поля E в положительном столбе разряда. Экстраполяция этой зависимости к $d = 0$ дает сумму прикатодного U_c и прианодного U_a падений потенциала соответственно.

Средние по объему разряда интенсивности излучения линий и полос измерялись с помощью монохроматора AvaSpec-2048FT-2 (решетка 600 штр./мм, диапазон длин волн 200–900 нм).

Оптическая система монохроматора была откалибрована производителем по абсолютной интенсивности. Распределение интенсивности излучения по неразрешённой вращательной структуре полос излучения использовалось для определения вращательной температуры. Использовались полоса $C^3\Pi \rightarrow B^3\Pi_g$ (0–2) молекулы N_2 и полоса $A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$ (0–0) молекулы гидроксила OH. Найденные температуры по обоим полосам совпадали в пределах погрешности их определения. Процедура обработки полос приведена в [29]. Анализ, проделанный в этой же работе, показал, что в данной случае вращательная температура совпадает с поступательной. По интенсивностям излучения полос 2-й положительной системы молекулярного азота N_2 (переходы $C^3\Pi \rightarrow B^3\Pi_g$) находили колебательную температуру состояния $C^3\Pi$ и по ней рассчитывали колебательную температуру основного состояния $X^1\Sigma_g^+$ так, как это описано в [30]. В работе [30] предполагается, что колебательные состояния $N_2(C^3\Pi, V')$ образуются в результате столкновений электронов с колебательно-возбужденными молекулами основного состояния $N_2(X^1\Sigma_g^+, V'')$. А релаксация $N_2(C^3\Pi, V')$ происходит в результате излучения и тушащих соударений с молекулами N_2 , O_2 и H_2O . Другими возможными каналами могут быть возбуждение электронным ударом из состояний $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ и $N_2(B^3\Pi_g)$. Однако этими каналами мы пренебрегали, так как они не могут конкурировать с возбуждением из колебательных состояний $N_2(X^1\Sigma_g^+, V'')$ поскольку концентрации $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ и $N_2(B^3\Pi_g)$ на 4–6 порядков величины меньше концентраций $N_2(X^1\Sigma_g^+, V'')$ при близких константах скоростей. Отметим, что поскольку измерялись усредненные по объему интенсивности, то находимые из них параметры также являются средними.

Водный раствор готовился на основе гексагидрата никеля ($Ni(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$) квалификации ЧДА (чистые для анализа). Концентрация раствора составляла 20 ммоль/л. При действии на раствор разряда в нем начинал образовываться коллоидный раствор частиц гидрооксида никеля. Для отделения коллоидных частиц раствор центрифугировали 15 мин при 15000 об./мин. А полученный раствор, не содержащий твердых частиц, анализировали на содержание ионов Ni^{2+} . Анализ проводили спектрофотометрически (спектрофотометр Hitachi U-2001) по поглощению на

длине волны 390 нм. Также определяли pH раствора (PHТ-028, Kelilong).

3. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Рассматриваемая система представлялась в виде двух подсистем: плазмы и раствора. Для плазмы использовалась ее 0D-модель, предложенная нами в [31]. Модель включала совместное решение уравнения Больцмана, уравнений колебательной кинетики основных состояний молекул N_2 , O_2 , NO, H_2 и H_2O , а также уравнений химической кинетики. Используемые численные методы и алгоритмы решений подробно описаны в [32]. При решении уравнения Больцмана принимались во внимание соударения электронов с $O_2(X)$, $N_2(X)$, $O_2(a^1\Delta_g)$, $O(^3P)$, $NO(X)$, $H_2O(X)$, $H_2(X)$ и Ar. Учитывались сверхупругие столкновения с колебательно-возбужденными молекулами $O_2(X)$, $N_2(X)$, $NO(X)$, $H_2O(X)$, молекулами $O_2(a^1\Delta_g)$ и низшими метастабильными состояниями атома Ar (3P_2 , 3P_1 , 1P_1 , 3P_0). e-e-соударения также принимались во внимание.

Химическая кинетика описывалась 328 реакциями (включая электроны) и основные и возбужденные состояния $O_2(X)$, $O_2(a^1\Delta)$, $O_2(b^1\Sigma)$, $O_2(A^3\Sigma)$, $O(^3P)$, $O(^1D)$, $O(^1S)$, O_3 , $O(3p^3P)$, $O(3s^3S)$, H_2O , H, OH, H_2O_2 , HO_2 , $H_2(X)$, H, N_2O , NO, NO_2 , NO_3 , HNO, HNO_2 , HNO_3 , $N_2(X)$, $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$, $N_2(C^3\Pi_u)$, $N_2(a^1\Sigma^+)$, Ar(X), Ar(1P_1 , 3P_0 , 3P_1 , 3P_2). Список реакций с константами скоростей приведен в работе [33]. Расчеты показали, что влиянием атомов аргона на приведенные выше характеристики можно пренебречь ввиду малого содержания Ar в смеси (0.9%).

При расчете распределений молекул по колебательным уровням наряду с накачкой электронным ударом предполагался одноквантовый V–V- и V–T-обмен. Уровневые константы скоростей обмена рассчитывались по точным соотношениям теории SSH с нормировкой на экспериментальные значения для перехода $0 \leftrightarrow 1$. В соответствии с пределом диссоциации и величиной квантов колебательной энергии число уравнений колебательной кинетики было 46, 36, 40, 12, 22, 13 и 14 для $N_2(X)$, $O_2(X)$, $NO(X)$, молекулы $H_2O(100)$, $H_2O(010)$, $H_2O(001)$ и $H_2(X)$ соответственно.

Совокупность всех указанных уравнений решалась для определенных из опыта значений приведенной напряженности электрического поля (E/N), температуры газа (T_g) и плотности тока

разряда. Начальный состав газа соответствовал составу сухого окружающего воздуха (N_2 — 78,1%, O_2 — 21%, Ar — 0.9%). При расчете содержание паров воды варьировалось таким образом, чтобы найденная колебательная температура $N_2(C^3\Pi_u)$ совпадала с экспериментально измеренной. Оказалось, что такое согласие достигается при концентрации молекул воды равной $2.2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ независимо от тока разряда.

Преобразования, инициируемые разрядом в растворе, описывались 121 химическими реакциями, которые включали следующие компоненты: H_2O , H^+ , OH^- , H_2O_2 , HO_2^- , OH , O^- , HO_2 , O_2^- , HNO_3 , NO_3^- , HNO_2 , NO_2^- , HO_3 , O_3^- , O_3 , O_2 , H , HO_2 , H_2 , NO , NO_2 , NO_3 , eaq (сольватированный электрон), O_2^{2-} , Ni^{2+} , $Ni(OH)_2$, NO^- , NO_2^{2-} , NO_3^2 , $h\nu$, NiO^+ , $ONOOH$, Ni^+ .

Список реакций и константы скоростей, за исключением реакций с участием ионов никеля, приведен в табл. 1.

Концентрации рассчитывались путем решения системы обычных дифференциальных уравнений, которая получается путем усреднения уравнений непрерывности для компонентов по объему раствора. Система имеет вид:

$$\frac{dn_i}{dt} = j_i + \sum W_f - \sum W_d \quad (1)$$

где n_i — концентрация i -того компонента, W_f и W_d — средние скорости образования и гибели, соответственно.

Член j_i имеет вид:

$$j_i = \frac{\theta_i \cdot S}{V_S} \quad (2)$$

где S — площадь пятна разряда на поверхности анода, V_S — объем раствора, θ_i — плотность потока частиц из разряда на границу раздела плазма-раствор. Это выражение вытекает из усреднения граничного условия

$$-D_i \frac{dn_i}{dx} = \frac{1}{4} n_i^p V_i^p \alpha_i = \theta_i \quad (3)$$

где V_i^p — средняя термическая скорость частицы в разряде, α_i — коэффициент аккомодации, n_i^p — концентрация в разряде, D_i — коэффициент диффузии в растворе, n_i — концентрация в растворе.

Значение V_i^p рассчитывалось по соотношению

$$V_i^p = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi M}} \quad (4)$$

где k_B — постоянная Больцмана, T — температура газа, M — масса частицы.

Коэффициенты аккомодации для некоторых молекул приведены в работе [34]. Поскольку они получены для условий равновесия, то их следует считать оценочными, то есть при расчетах их можно варьировать. Выражение (2) также можно считать оценкой снизу. Это связано с тем, что реальный объем, в котором происходили реакции, был меньше, чем объем раствора V_S и реальный объем зоны реакций измерить не представляется возможным. По этой причине наблюдают зависимость скоростей реакций, найденных по измерениям средних концентраций, от объема раствора. Чем больше объем раствора при одинаковых условиях разряда и концентрациях, тем скорость реакции меньше [35].

Уравнения химической кинетики (1) относятся к классу жестких уравнений. Поэтому они решались методом Гира [67] 5-го порядка с относительной точностью 0,1%.

Начальное значение pH раствора составляло 5.8 (измерено на опыте). То есть начальные концентрации ионов H^+ и OH^- равнялись 1.6×10^{-6} моль/л ($9.63 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$) и 6.3×10^{-9} моль/л ($3.79 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$), соответственно. Начальная концентрация молекул H_2O составляла 55.4 моль/л. Предполагалось, что вода содержит также растворенный кислород с концентрацией 0.22 ммоль/л ($3.33 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$), которая соответствует растворимости O_2 при нормальных условиях. Начальные концентрации ионов Ni^{2+} и NO_3^- определялись из концентрации соли.

Из-за наличия большой разницы температур раствора и плазмы в последней возможно конвективное перемешивание газа. Расчет критерия Рэлея (Ra), проведенный с использованием соотношений из работы [68] для воздуха при температуре 1200 К и характерной длине 5 мм дал значение $Ra = 1170$. Поскольку это значение меньше критического ($Ra = 1708$) конвективный перенос можно не учитывать.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Эксперимент показал, что измеренные параметры плазмы в пределах погрешностей их определения не зависят от тока разряда. Измерения показали, что распределение молекул $N_2(C^3\Pi_u)$ по первым 4-м колебательным уровням, излучение с которых наблюдается в спектре, является Больцмановским с колебательной температурой 6000 ± 200 К. Распределение основного состояния молекул N_2 по колебательным уровням не

Таблица. 1. Реакции и константы скоростей

№	Реакция	Константа равновесия (моль/м ³) или скорости (моль/(м ³ ·с), моль ² /(м ⁶ ·с), с ⁻¹)	Литература
1	2	3	4
R1	$\text{H}_2\text{O} \leftrightarrow \text{H}^+ + \text{OH}^-$	1.80×10^{-13}	[36]
R2	$\text{H}_2\text{O}_2 \leftrightarrow \text{H}^+ + \text{HO}_2^-$	2.24×10^{-9}	[37]
R3	$\text{OH} \leftrightarrow \text{H}^+ + \text{O}^-$	1.26×10^{-9}	[37]
R4	$\text{HO}_2 \leftrightarrow \text{H}^+ + \text{O}_2^-$	1.6×10^{-2}	[36]
R5	$\text{HNO}_3 \leftrightarrow \text{H}^+ + \text{NO}_3^-$	2.2×10^4	[36]
R6	$\text{HNO}_2 \leftrightarrow \text{H}^+ + \text{NO}_2^-$	3.98×10^{-1}	[38]
R7	$\text{HO}_3 \leftrightarrow \text{O}_3^- + \text{H}^+$	7.1×10^{-7}	[39]
R8	$\text{O}_3 + \text{OH}^- \rightarrow \text{O}_2 + \text{HO}_2^-$	4×10^{-4}	[40]
R9	$\text{O}_3 + \text{OH}^- \rightarrow \text{O}_2^- + \text{HO}_2$	7×10^{-4}	[41]
R10	$\text{O}_3 + \text{O}^- \rightarrow \text{O}_2^- + \text{O}_2$	5×10^6	[37]
R11	$\text{O}_3 + \text{O}_2^- \rightarrow \text{O}_3^- + \text{O}_2$	1.6×10^6	[40]
R12	$\text{O}_3 + \text{HO}_2^- \rightarrow \text{O}_2^- + \text{O}_2 + \text{OH}$	5.5×10^3	[40]
R13	$\text{O}_3 + \text{OH} \rightarrow \text{HO}_2 + \text{O}_2$	3.0×10^6	[40]
R14	$\text{O}_3 + \text{HO}_2 \rightarrow \text{O}_2 + \text{HO}_3$	5.0×10^5	[37]
R15	$\text{O}_3 + \text{HO}_2 \rightarrow 2\text{O}_2 + \text{OH}$	1×10^1	[42]
R16	$\text{O}_3 + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{HO}_2 + \text{O}_2$	6.5×10^{-6}	[42]
R17	$\text{O}_3 + \text{H} \rightarrow \text{HO}_3$	3.8×10^7	[37]
R18	$\text{O}_3 + \text{NO}_2^- \rightarrow \text{O}_2 + \text{NO}_3^-$	1.6×10^2	[42]
R19	$\text{O}_3^- + \text{OH} \rightarrow \text{O}_2^- + \text{HO}_2$	6.0×10^6	[40]
R20	$\text{O}_3^- + \text{OH} \rightarrow \text{O}_3 + \text{OH}^-$	2.5×10^6	[40]
R21	$\text{O}_3^- + \text{H} \rightarrow \text{O}_2 + \text{OH}^-$	1.0×10^7	[37]
R22	$\text{O}_3^- + \text{O}^- \rightarrow 2\text{O}_2^-$	7.0×10^5	[37]
R23	$\text{O}_3^- + \text{H}^+ \rightarrow \text{O}_2 + \text{OH}$	5.0×10^7	[37]
R24	$\text{OH} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}$	7.0×10^6	[41]
R25	$\text{OH} + \text{HO}_3 \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2$	5.0×10^6	[42]
R26	$\text{OH} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{HO}_2 + \text{H}_2\text{O}$	2.7×10^4	[41]
R27	$\text{OH} + \text{HO}_2^- \rightarrow \text{HO}_2 + \text{OH}^-$	7.5×10^6	[37]
R28	$\text{OH} + \text{O}_2^- \rightarrow \text{O}_2 + \text{OH}^-$	1.0×10^7	[41]
R29	$\text{OH} + \text{OH} \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2$	1.0×10^7	[42]
R30	$\text{OH} + \text{H} \rightarrow \text{H}_2\text{O}$	7.0×10^6	[37]
R31	$\text{OH} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{H}$	3.4×10^4	[43]
R32	$\text{HO}_2 + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2$	8.6×10^2	[37]
R33	$\text{HO}_2 + \text{O}^- \rightarrow \text{O}_2 + \text{OH}^-$	6.0×10^6	[41]
R34	$\text{HO}_2 + \text{O}_2^- \rightarrow \text{HO}_2^- + \text{O}_2$	8.0×10^4	[37]
R35	$\text{HO}_2 + \text{O}_3^- \rightarrow \text{OH}^- + 2\text{O}_2$	6.0×10^6	[37]
R36	$\text{HO}_2 + \text{HO}_2^- \rightarrow \text{OH}^- + \text{OH} + \text{O}_2$	0.5×10^{-3}	[37]
R37	$\text{HO}_2 + \text{H} \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2$	1.8×10^7	[37]
R38	$\text{HO}_2 + \text{HO}_3 \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + 1.5\text{O}_2$	5.0×10^6	[42]
R39	$\text{HO}_2 + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}$	0.5×10^{-3}	[39]

Таблица. 1. Продолжение

1	2	3	4
R40	$\text{HO}_3 \rightarrow \text{O}_2 + \text{OH}$	1.1×10^5	[42]
R41	$\text{HO}_3 + \text{HO}_3 \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + 2\text{O}_2$	5.0×10^6	[42]
R42	$\text{HO}_3 + \text{O}_2^- \rightarrow \text{OH}^- + 2\text{O}_2$	1.0×10^7	[42]
R43	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2^- \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2 + \text{OH}^-$	0.13×10^{-3}	[41]
R44	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{H} \rightarrow \text{OH} + \text{H}_2\text{O}$	9.0×10^4	[37]
R45	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + \text{HO}_2$	$5 \cdot 10^1$	[44]
R46	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}^- \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2^-$	5.0×10^4	[42]
R47	$\text{O}^- + \text{H} \rightarrow \text{OH}^-$	1.1×10^7	[37]
R48	$\text{O}^- + \text{OH} \rightarrow \text{HO}_2^-$	2.0×10^7	[45]
R49	$\text{O}^- + \text{HO}_2^- \rightarrow \text{OH}^- + \text{O}_2^-$	4.0×10^5	[37]
R50	$\text{O}^- + \text{H}_2 \rightarrow \text{H} + \text{OH}^-$	8.0×10^4	[37]
R51	$\text{O}_2^- + \text{H} \rightarrow \text{HO}_2^-$	1.8×10^7	[46]
R52	$\text{O}_2^- + \text{HO}_2^- \rightarrow \text{O}^- + \text{O}_2 + \text{OH}^-$	0.13×10^{-3}	[37]
R53	$\text{H} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_2 + \text{OH}$	1.1×10^{-2}	[37]
R54	$\text{H} + \text{HO}_2^- \rightarrow \text{OH}^- + \text{OH}$	9.0×10^4	[37]
R55	$\text{H} + \text{H} \rightarrow \text{H}_2$	7.8×10^6	[37]
R56	$\text{H} + \text{O}_2 \rightarrow \text{HO}_2$	2.1×10^7	[37]
R57	$\text{H} + \text{NO}_2 \rightarrow \text{HNO}_2$	1.0×10^7	[47]
R58	$\text{H} + \text{NO}_2^- \rightarrow \text{OH}^- + \text{NO}$	7.1×10^5	[47]
R59	$\text{H} + \text{HNO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{NO}$	4.5×10^5	[48]
R60	$\text{NO} + \text{OH} \rightarrow \text{NO}_2^- + \text{H}^+$	2.0×10^7	[41]
R61	$2\text{NO} + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{NO}_2$	2.3	[49]
R62	$\text{OH} + \text{NO}_2^- \rightarrow \text{OH}^- + \text{NO}_2$	4.0×10^4	[49]
R63	$\text{OH} + \text{HNO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{NO}_2$	1.0×10^6	[42]
R64	$\text{NO}_2 + \text{O}_2^- \rightarrow \text{NO}_2^- + \text{O}_2$	1.0×10^6	[50]
R65	$\text{NO}_2 + \text{OH} \rightarrow \text{NO}_3^- + \text{H}^+$	1.3×10^6	[41]
R66	$\text{NO}_3 + \text{O}_2^- \rightarrow \text{NO}_3^- + \text{O}_2$	1.0×10^6	[41]
R67	$\text{NO}_3 + \text{HO}_2 \rightarrow \text{NO}_3^- + \text{H}^+ + \text{O}_2$	4.5×10^6	[41]
R68	$\text{NO}_3 + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{NO}_3^- + \text{HO}_2 + \text{H}^+$	1.0×10^3	[41]
R69	$\text{NO}_3 + \text{NO}_2^- \rightarrow \text{NO}_3^- + \text{NO}_2$	1.2×10^6	[41]
R70	$\text{NO}_3 + \text{OH}^- \rightarrow \text{NO}_3^- + \text{OH}$	8.2×10^4	[51]
R71	$\text{OH} + \text{OH}^- \rightarrow \text{O}^- + \text{H}_2\text{O}$	1.3×10^7	[37]
R72	$\text{O}^- + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{OH} + \text{OH}^-$	1.7×10^3	[52]
R73	$\text{O}^- + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_3^-$	$3.6 \cdot 10^6$	[37]
R74	$\text{O}_3^- \rightarrow \text{O}^- + \text{O}_2$	3.3×10^3	[37]
R75	$\text{NO}_3 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{HNO}_3 + \text{OH}$	6.0×10^{-3}	[53]
R76	$\text{HNO}_3 + \text{OH} \rightarrow \text{NO}_3 + \text{H}_2\text{O}$	5.3×10^3	[53]
R77	$\text{O}^- + \text{O}_2^- + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{O}_2 + 2\text{OH}^-$	6×10^2	[46]
R78	$2\text{O}_2^- + \text{H}^+ \rightarrow \text{HO}_2^- + \text{O}_2$	0.35×10^{-6}	[46]
R79	$2\text{HNO}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{NO}_2 + \text{H}_2\text{O}$	1.34×10^{-2}	[49]
R80	$\text{NO} + \text{NO}_2 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow 2\text{HNO}_2$	1.1×10^3	[49]
R81	$2\text{NO}_2 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{NO}_2^- + \text{NO}_3^- + 2\text{H}^+$	1.0×10^2	[54]

Таблица. 1. Окончание

1	2	3	4
R82	$\text{NO}_2^- + \text{NO}_3^- + 2\text{H}^+ \rightarrow 2\text{NO}_2 + \text{H}_2\text{O}$	4.1×10^{-8}	[54]
R83	$\text{H} + \text{OH}^- \rightarrow \text{e} + \text{H}_2\text{O}$	2.2×10^4	[55]
R84	$\text{e} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H} + \text{OH}^-$	2.0×10^{-2}	[55]
R85	$\text{e} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{OH}^-$	1.2×10^7	[55]
R86	$\text{e} + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^-$	1.8×10^7	[55]
R87	$\text{e} + \text{O}_2^- \rightarrow \text{O}_2^{2-}$	1.3×10^7	[55]
R88	$\text{e} + \text{H}^+ \rightarrow \text{H}$	2.3×10^7	[55]
R89	$\text{e} + \text{HO}_2^- + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{OH} + 2\text{OH}^-$	3.5×10^3	[55]
R90	$\text{e} + \text{OH} \rightarrow \text{OH}^-$	3.0×10^7	[55]
R91	$\text{e} + \text{O}^- + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{OH}^- + \text{OH}^-$	2.2×10^4	[55]
R92	$\text{e} + \text{H}_2\text{O} + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + \text{OH}^-$	3.4×10^4	[55]
R93	$\text{e} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H} + \text{OH}^-$	5.5×10^6	[56]
R94	$\text{HO}_2 + \text{O}_2^- + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2 + \text{OH}^-$	1.75	[57]
R95	$\text{Ni}^{2+} + \text{OH}^- + \text{OH}^- \rightarrow \text{Ni}(\text{OH})_2\downarrow$	2.50×10^4	*
R96	$\text{O} + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_3$	4.0×10^6	[58]
R97	$\text{O}_3 \rightarrow \text{O} + \text{O}_2$	3.0×10^{-6}	[58]
R98	$\text{O} + \text{OH}^- \rightarrow \text{HO}_2^-$	4.2×10^5	[58]
R99	$\text{O} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{HO}_2$	1.6×10^6	[58]
R100	$\text{O} + \text{HO}_2^- \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2^-$	5.3×10^6	[58]
R101	$\text{O} + \text{O} \rightarrow \text{O}_2$	$2.8 \cdot 10^7$	[59]
R102	$\text{O} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow 2\text{OH}$	5.0×10^{-2}	[42]
R103	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{NO}_2^- \rightarrow \text{NO}_3^- + \text{H}_2\text{O}$	0.08	[60]
R104	$\text{NO}_3^- + \text{H}_2 \rightarrow \text{NO}_2^- + \text{H}_2\text{O}$	3.6	[24]
R105	$\text{NO}_3^- + \text{H} \rightarrow \text{NO}_2^- + \text{OH}$	1.0×10^5	[61]
R106	$\text{NO}_2^- + \text{H}_2 \rightarrow \text{NO}^- + \text{H}_2\text{O}$	5.0×10^3	[60]
R107	$\text{NO}_2^- + \text{e} \rightarrow \text{NO}_2^{2-}$	5.9×10^7	[56]
R108	$\text{NO}_2^{2-} + \text{H}^+ \rightarrow \text{OH}^- + \text{NO}$	2×10^7	[62]
R109	$\text{NO}_3^- + \text{e} \rightarrow \text{NO}_3^{2-}$	1.1×10^7	[63]
R110	$\text{NO}_3^{2-} + \text{H}^+ \rightarrow \text{OH}^- + \text{NO}_2$	2×10^7	[62]
R111	$\text{NO}_3^- + \text{H}_2 \rightarrow \text{HNO}_2 + \text{OH}^-$	1.1×10^{-4}	[60]
R112	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{h}\nu \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	0.031	[60]
R113	$\text{Ni}^{2+} + \text{O}^- \rightarrow \text{NiO}^+$	1.1×10^5	*
R114	$\text{NO} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{ONOOH}$	3.2×10^6	[64]
R115	$\text{NO}_2 + \text{OH} \rightarrow \text{ONOOH}$	4.5×10^6	[64]
R116	$\text{ONOOH} \rightarrow \text{H}^+ + \text{NO}_3^-$	0.9	[64]
R117	$\text{ONOOH} + \text{H}^+ \rightarrow 2\text{H}^+ + \text{NO}_3^-$	4.3	[64]
R118	$\text{HNO}_2 + \text{ONOOH} \rightarrow \text{NO}_2 + \text{NO}_2 + \text{H}_2\text{O}$	0.52	[65]
R119	$\text{ONOOH} \rightarrow \text{NO}_2 + \text{OH}$	0.35	[64]
R120	$\text{ONOOH} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{HNO}_2 + \text{H}_2\text{O}_2$	1.14×10^{-4}	[64]
R121	$\text{Ni}^{2+} + \text{e} \Rightarrow \text{Ni}^+$	2.2×10^7	[66]

Примечание: * – данная работа.

является равновесным. Но его можно описать формулой Больцмана до ~10 колебательного уровня. При этом колебательная температура совпадает с температурой N₂(C³Πu) в пределах погрешности. Температуры газа составили $T_g = 1200 \pm 100$ К, а величины приведенной напряженности электрического поля – (14 ± 1.5) Td. Сумма катодного и анодного падения потенциала составляла (70 ± 40) В независимо от тока разряда. Понятно, что анодное падение потенциала должно быть меньше этой величины. Диаметр положительного столба линейно зависел от тока разряда. Его величина на полувысоте столба увеличивалась от 1.1 мм до 1.7 мм при росте тока от 30 до 70 мА.

В табл. 2 приведены рассчитанные концентрации основных компонентов плазмы для тока разряда 40 мА. На рис. 1 приведен временной ход рН раствора, а на рис. 2 – изменение концентрации ионов Ni²⁺ в ходе воздействия разряда. Формально, кинетические кривые (рис. 2) соответствуют кинетическому закону

$$\frac{dN}{dt} = -K_C \times N + V \tag{1}$$

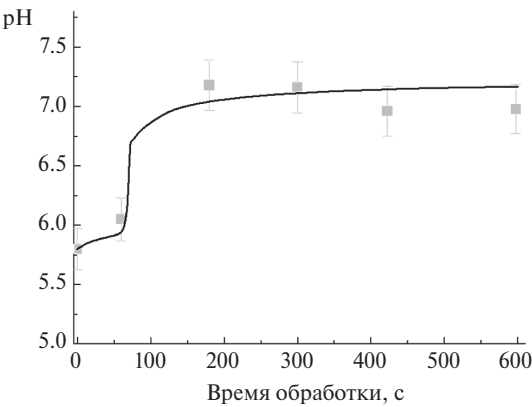


Рис. 1. Изменения рН раствора при токе разряда 40 мА и начальной концентрации 20 ммоль/л (1.2×10^{19} см⁻³). Точки – эксперимент. Линия – расчет.

где N – концентрация, K_C – эффективная константа скорости убыли концентрации, V – скорость образования ионов.

Решение (1) (кинетическая кривая) имеет вид

$$N(t) = \frac{V}{K_C} - \left(\frac{V - K_C \times N_0}{K_C} \right) \cdot \exp(-K_C \times t) \tag{2}$$

где N_0 – начальная концентрация (при $t = 0$).

Выражение (2) описывает кинетические кривые с коэффициентом детерминации $R_2 \geq 0.95$.

Результат обработки данных рис. 2 приведен в табл. 3.

Зависимость (1) может быть, если имеют место реакции, в которых Ni²⁺ вновь образуется из Ni(OH)₂. Произведение растворимости Ni(OH)₂ для реакции $Ni^{2+} + 2OH^- \rightarrow Ni(OH)_2 \downarrow$ равно 2×10^{-18} моль³/л³. Для рН = 7.1 это дает концентрацию Ni²⁺ в растворе 0.13 ммоль/л, что в более чем 100 раз ниже, чем используемые концентрации. Реакции Ni(OH)₂ с другими компонентами раствора (перечислены в описании модели), которые приводили бы к образованию Ni²⁺, невозможны. То есть наиболее вероятно, что V обусловлена поступлением ионов Ni²⁺ из

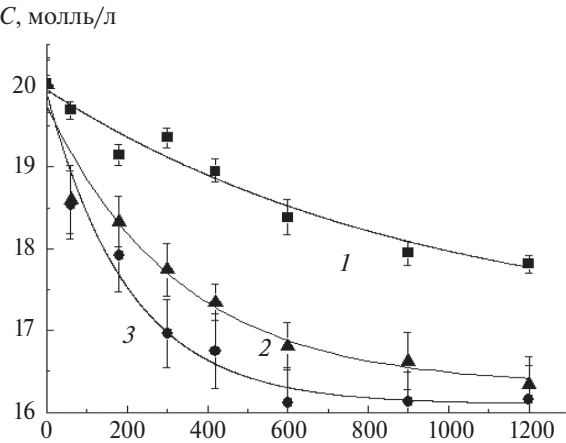


Рис. 2. Зависимость концентрации ионов Ni²⁺ от времени. Токи разряда 1–3 составляют 20, 40 и 60 мА соответственно. Начальная концентрация 20 ммоль/л (1.2×10^{19} см⁻³). Точки – эксперимент. Линии – расчет.

Таблица 2. Рассчитанные концентрации компонент для тока разряда 40 мА

Компонент	O ₂	O(³ P)	NO	NO ₂	NO ₃	H ₂ O ₂	N _e
Концентрация (см ⁻³)	1.2×10^{18}	2.3×10^{16}	3.3×10^{16}	2.1×10^{14}	2.1×10^8	1.3×10^{15}	5×10^{12}
Компонент	H ₂	ОН	HNO ₃	HNO ₂	O ₃	HO ₂	O ⁻
Концентрация (см ⁻³)	2.2×10^{13}	2.5×10^{15}	1.4×10^{12}	1.5×10^{14}	3.8×10^{13}	1.6×10^{13}	7.8×10^{12}

Таблица 3. Эффективная константа скорости убыли концентрации КС и скорости образования ионов V. Начальная концентрация ионов Ni^{2+} равна 20 ммоль/л.

Ток разряда, мА	20	40	60
$K_C \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$	1.2 ± 0.4	3.8 ± 0.8	5.1 ± 0.7
$V, 10^{-2} \text{ ммоль}/(\text{л} \times \text{с})$	2.1 ± 0.8	6.2 ± 1.3	8.1 ± 1.1

области раствора, которая не затронута действием разряда. Это поступление может обеспечиваться либо диффузией, либо дрейфом ионов Ni^{2+} в электрическом поле. Ввиду того, что коэффициенты диффузии D ионов малы (типичные значения $\sim 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$ [26]), то диффузия вряд ли ответственна за подпитку. Диффузионную константу скорости KD можно оценить по соотношению $D/L^2 = KD$. По порядку величины значение L равно глубине раствора. При $L = 2 \text{ см}$ величина $KD \approx 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$. Чтобы обеспечить $VS = 0.08 \text{ ммоль}/(\text{л} \times \text{с})$ и концентрации 20 ммоль/л константа скорости должна быть равна $\sim 4 \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, что на три порядка величины выше оцененного значения KD . Дрейфовая составляющая выглядит предпочтительнее. Так, если считать, что весь ток в растворе переносится ионами Ni^{2+} , то оценка по току разряда дает близкие к найденным нами величинам V . Кроме того, величины V растут практически пропорционально току разряда. Поэтому при расчетах концентраций Ni^{2+} величины V учитывались как дополнительный источник образования.

Используя кинетические данные мы определили скорость конверсии ионов V_0 при времени $t \rightarrow 0$, энергетические выходы конверсии γ при времени $t \rightarrow 0$ (число прореагировавших ионов на 100 эВ вложенной энергии) и степени конверсии ионов ϕ при времени 1200 с:

$$V_0 = (K_C \cdot N_0 - V) \quad (3)$$

$$\phi = \frac{N_0 - N(t = 1200 \text{ с})}{N_0} \quad (4)$$

$$\gamma = \frac{V_0 \times V_S \times N_{AV} \times e \times 100}{P} \quad (5)$$

где V_0 скорость конверсии (моль/л $\times$ с), N_{AV} — число Авогадро, $e = 1.6 \times 10^{-19}$ — заряд электрона, P — мощность, вкладываемая в разряд (Вт).

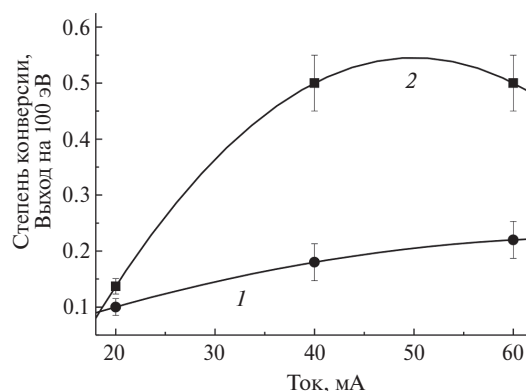
Результаты приведены на рис. 3. Отметим, что полученные энергетические выходы существенно превышают значения, полученные для разложения разнообразных органических соединений в их водных растворах [69, 70].

Мы можем приближенно (без учета влияния растворителя) оценить энергетику возможных

реакций восстановления ионов Ni^{2+} ($Ni^{2+} + M \rightarrow Ni^{1+} + M^+$), используя энергии ионизации соответствующих компонентов. Первый потенциал ионизации Ni равен 7.6 эВ, а второй — 18.2 эВ. А потенциалы ионизации таких компонентов, как H , H_2 , HO_2 , OH , O_3 , O , O_2 , H_2O_2 лежат в интервале (10.9–15.4) эВ [71]. Следовательно, затраты энергии на реакции восстановления лежат в интервале от 0.3 до 4.8 эВ $\sim$ (3400–56 000 К). Поэтому, в наших условиях, когда температура раствора не превышает 330 К, такие реакции маловероятны. Возможными реакциями являются реакции с отрицательно заряженными частицами, которые протекают без энергии активации. Поэтому в схему реакций для Ni^{2+} были включены реакции с ионами OH^- (R95, табл. 1), O^- (R113) и сольватированными электронами (R121). Данные по константам скоростей R95 и R113 мы не обнаружили. Поэтому они подбирались в ходе расчетов.

В результате нам удалось согласовать данные по концентрации ионов Ni^{2+} и pH с экспериментом (рис. 1, 2). Результаты расчета концентраций некоторых других компонентов приведены на рис. 4.

Сравнение скоростей различных реакций позволяет определить механизмы формирования концентраций тех или иных компонентов раствора. С точки зрения синтеза твердых гидроксо-

**Рис. 3.** Степени превращения ионов Ni^{2+} — 1 и энергетические выходы превращения — 2 ионов на 100 эВ.

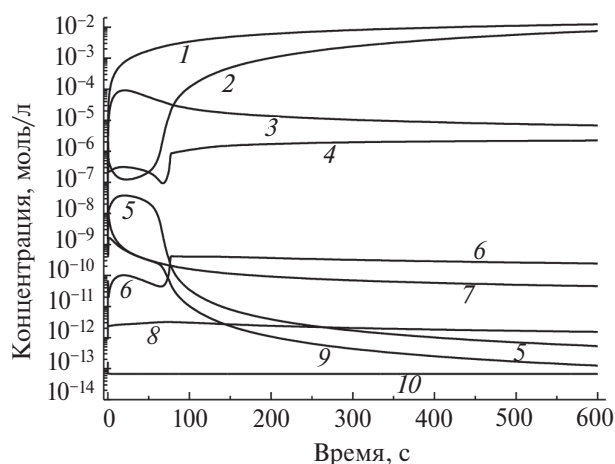


Рис. 4. Зависимости концентрации компонентов от времени. Ток разряда 40 мА. Начальная концентрация ионов Ni^{2+} 20 ммоль/л ($1.2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$). 1–10 — компоненты NO_2^- , NO , H_2O_2 , O_2^- , HO_2 , NO_2^- , H_2 , H , OH^- , O^- , соответственно.

соединений, в первую очередь представляет интерес механизм формирования pH раствора, то есть реакции образования и гибели ионов H^+ и OH^- . При временах меньших ≈ 80 с основными реакциями образования OH^- являются реакции R93 ($\text{e}^- + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}^+ + \text{OH}^-$) и R62 ($\text{OH}^+ + \text{NO}_2^- \rightarrow \text{OH}^- + \text{NO}_2$). Из-за сохранения потока электронов скорость R93 не зависит от времени. Примерно в два раза меньшей скоростью образования обладает реакция R72 ($\text{O}^- + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{OH} + \text{OH}^-$). При временах более 80 с реакция R62 становится незначительной из-за быстрого уменьшения концентрации радикалов OH (рис. 4). Но примерно к этому же времени из-за накопления ионов NO_2^- становится значимой реакция R58 ($\text{H} + \text{NO}_2^- \rightarrow \text{OH}^- + \text{NO}$). При всех временах реакция R93 является главной, а скорости реакций R58 и R72 примерно в 3 раза меньше. Таким образом из 22 реакций образования OH^- только 3 следует принимать в расчет. Скорость гибели OH^- практически полностью определяется реакцией образования гидроксида никеля R95 ($\text{Ni}^{2+} + \text{OH}^- + \text{OH}^- \rightarrow \text{Ni}(\text{OH})_2 \downarrow$).

Главными реакциями образования H^+ , протекающими с близкими скоростями, являются реакции R6 ($\text{HNO}_2 \leftrightarrow \text{H}^+ + \text{NO}_2^-$) и R60 ($\text{NO} + \text{OH} \rightarrow \text{NO}_2^- + \text{H}^+$). А гибель ионов H^+ полностью контролируется реакцией R23 ($\text{O}_3 + \text{H}^+ \rightarrow \text{O}_2 + \text{OH}$).

Видно, что важным компонентом, влияющим на pH раствора, являются нитрит-ионы NO_2^- . Среди других частиц их концентрация макси-

мально (см. рис. 3). Основными каналами образования NO_2^- являются реакции R6 ($\text{HNO}_2 \leftrightarrow \text{H}^+ + \text{NO}_2^-$) и R60 ($\text{NO} + \text{OH} \rightarrow \text{NO}_2^- + \text{H}^+$). А расходование NO_2^- полностью контролируется реакцией R62 ($\text{OH} + \text{NO}_2^- \rightarrow \text{OH}^- + \text{NO}_2$).

Интерес также представляют реакции, формирующие концентрацию OH радикалов. Основными источниками OH являются их поток из газовой фазы и реакции R105 ($\text{NO}_3^- + \text{H} \rightarrow \text{NO}_2^- + \text{OH}$) и R72 ($\text{O}^- + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{OH} + \text{OH}^-$). Скорости всех трех составляющих примерно одинаковы. Гибель радикалов OH при временах меньших 80 с определяется реакцией R62 ($\text{OH} + \text{NO}_2^- \rightarrow \text{OH}^- + \text{NO}_2$), а при больших временах полностью контролируется реакцией R60 ($\text{NO} + \text{OH} \rightarrow \text{NO}_2^- + \text{H}^+$).

Кислород-азотсодержащие частицы играют важную роль в химических реакциях. Они изначально присутствуют в растворе в виде нитрат ионов NO_3^- . Но по мере горения разряда они также поступают из газовой фазы преимущественно в виде молекул NO (см. табл. 2). В жидкой фазе эти молекулы образуются также по реакции R58 ($\text{H} + \text{NO}_2^- \rightarrow \text{OH}^- + \text{NO}$). Скорость этой реакции примерно в 4 раза меньше скорости поступления из разряда. На коротких временах (меньше 80 с) скорость расходования NO определяется реакцией R80 ($\text{NO} + \text{NO}_2 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow 2\text{HNO}_2$). При больших временах доминирующей реакцией является реакция R60 ($\text{NO} + \text{OH} \rightarrow \text{NO}_2^- + \text{H}^+$).

Несмотря на то, что основных реакций, определяющих концентрацию какого-либо компонента, относительно немного (2–3 реакции), тем не менее, наши попытки сократить количество реакций были не очень успешными. Это связано с тем, что в этих реакциях появляются компоненты, для определения концентраций которых требуется принимать во внимание другие реакции. Так, для расчета концентрации ионов OH^- требуется знание наборов реакций с участием сольватированных электронов, OH и H радикалов, а также ионов O^- , NO_2^- , Ni^{2+} и H^+ .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложена модель, описывающая систему электрического разряда постоянного тока в воздухе, горящем над водным раствором нитрата никеля, который служил анодом.

Модель позволяет рассчитать концентрации различных частиц, как в зоне разряда, так и в водном растворе нитрата никеля, над которым горит разряд и который является анодом. Эта модель может быть также использована для описания кинетики процессов, протекающих при действии разряда в воздухе на водные растворы солей, содержащих ионы тяжелых металлов, таких как Cd^{2+} , Zn^{2+} , Fe^{3+} , Cu^{2+} и других, способных образовывать нерастворимые гидроксиды. Модель является полуэмпирической, так как для ее применения требуются некоторые данные, которые определяются из опыта. Такими данными являются, например, приведенные напряженности электрических полей, газовые и колебательные температуры, коэффициенты аккомодации. Модель также может быть улучшена, путем увеличения ее размерности, а также путем введения в нее еще одной подсистемы, описывающей приэлектродную область (границу раздела плазма–раствор).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена финансовой поддержке Министерства высшего образования и науки РФ, проект № FZZW-2023-0010. Исследование проведено с использованием на ресурсах Центра коллективного пользования научного оборудования ИГХТУ (при поддержке Минобрнауки России, № 075-15-2021-671).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bruggeman P.J., Kushner M.J., Locke B.R., Gardniers J.D.E., Graham W.G., Graves D.B., Hofman-Caris R.C., Maric D., Reid J.P., Ceriani E., Fernandez Riva D., Foster J.E., Garrick S.C., Gorbaney Y., Hamaguchi S., Iza F., Jablonowski H., Klimova E., Kolb J., Krcma F., Lukes P., Machala Z., Marinov I., Mariotti D., Mededovic Thagard S., Minakata D., Neyts E.C., Pawlat J., Petrovic Z.Lj., Pflieger R., Reuter S., Schram D.C., Schroter S., Shiraiwa M., Tarabova B., Tsai P.A., Verlet J.R.R., von Woedtke T., Wilson K.R., Yasui K., Zvereva G. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2016. V. 25. P. 053002. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/5/053002>
2. Kovacević V. V., Sretenović G. B., Obradović B. M., Kuraica M. M. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2022. V. 55. P. 473002. doi:10.1088/1361-6463/ac8a56
3. Grinevich V.I., Kvirkova E.Y., Plastinina N.A., Rybkin V.V. // *Plasma Chem. Plasma Process.* 2011. V.31. P. 573. doi:10.1007/S11090-010-9256-1
4. Jiang B., Zheng J., Qiu S., Wu M., Zhang Q., Yan Z., Xue Q. // *Chem. Eng. J.* 2014. V. 236. P. 348. doi:10.1016/j.cej.2013.09.090
5. Foster J. E. // *Phys. Plasmas.* 2017. V. 24. P. 055501. <https://doi.org/10.1063/1.4977921>
6. Chen Q., Li J., Li Y. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2015. V. 48. P. 424005. doi: 10.1088/0022-3727/48/42/424005
7. Saito G., Akiyama T. // *J. Nanomater.* 2015. V.16. P. 299. doi: 10.1155/2015/123696
8. Horikoshi S., Serpone N. // *RSC Adv.* 2017. V. 7. P. 47196. doi: <https://doi.org/10.1039/C7RA09600C>
9. Misra N.N. // *Trends Food Sci. Technol.* 2015. V. 45. P. 229. doi:10.1016/j.tifs.2015.06.005
10. Mu R., Liu Y., Li R., Xue G., Ognier S. // *Chem. Eng. J.* 2016. V. 296. doi:10.1016/j.cej.2016.03.054
11. Puač N., Gherardi M., Shiratani M. // *Plasma Process. Polym.* 2018. V. 15. P. 1700174
12. Jablonowski H., von Woedtke T. // *Clin. Plasma Med.* 2015. V. 3 P. 42. doi:10.1016/J.CPME.2015.11.003
13. Friedman G., Friedman G., Gutsol A., Shekhter A.B., Vasilets V.N., Fridman A. // *Plasma Process. Polym.* 2008. V. 5. P. 503. doi:10.1002/ppap.200700154
14. Liu Z.C., Liu D.X., Chen C., Li D., Yang A.J., Rong M.Z., Chen H.L., Kong M.G. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2015. V. 48. P. 495201. doi:10.1088/0022-3727/48/49/495201
15. Liu Z.C., Liu D.X., Luo S.T., Wang W.T., Liu Z.J., Yang A. J., Rong Z., Chen H.L., Kong M.G. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2019. V. 52. P. 415201. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab2f07>
16. Sakiyama Y., Graves D.B., Chang H.W., Shimizu T., Morfill G.E. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2012. V. 45. P. 425201. doi:10.1088/0022-3727/45/42/425201
17. Liu Z.C., Lin D.X., Rong M.Z., Chen H.L., Kong M.G. // *Plasma Process. Polym.* 2017. V.14. P. 1600113. doi: 10.1002/ppap.201600113
18. Du J., Liu Z., Bai C., Li L., Zhao Y., Wang L., Pan J. // *Eur. Phys. J. D.* 2018. V. 72. P. 179. <https://doi.org/10.1140/epjd/e2018-90138-3>
19. Lietz A.M., Kushner M.J. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2016. V. 49. P. 425204. doi: 10.1088/0022-3727/49/42/425204

20. *Chen C., Liu D.X., Liu Z.C., Yang A.J., Chen H.L., Shama G., Kong M.G.* // Plasma Chem. Plasma Process. 2014. V. 34. P. 403.
doi: 10.1007/s11090-014-954
21. *Norberg S.A., Guy M., Parsey G.M., Lietz A.M., Johnsen E., Kushner M.J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2019. V. 52. P. 015201.
doi: 10.1088/1361-6463/aae41e
22. *Verlackt C., Van Boxem W., Bogaerts A.* // Phys. Chem. Chem. Phys. 2018. V. 20. P. 6845.
doi: 10.1039/c7cp07593f
23. *Heirman P., Van Boxem W., Bogaerts A.* // Phys. Chem. Chem. Phys. 2019. V. 21. P. 12881.
doi: 10.1039/c9cp00647h
24. *Shutov D.A., Batova N.A., Smirnova K.V., Ivanov A.N., Rybkin V.V.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2022. V. 55. P. 345206.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac74f8>
25. *Shutov D.A., Smirnova K.V., Ivanov A.N., Rybkin V.V.* // Plasma Chem. Plasma Process. 2023. V. 43. P. 577.
<https://doi.org/10.1007/s11090-023-10322-1>
26. *Zheng Y., Wang L., Bruggeman P.* // J. Vac. Sci. Technol. 2020. V. A38. P. 063005.
doi:10.1116/6.0000575
27. *Guschin A.A., Grinevich V.I., Kvirkova E.Yu., Gusev G.I., Shutov D.A., Ivanov A.N., Manukyan A.S., V.V. Rybkin V.V.* // ChemChemTech [Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Khim. Khim. Tekhnol.]. 2023. V. 65. P. 121.
doi: 10.6060/ivkkt.20236607.6835j
28. *Smirnova K.V., Izvekova A.A., Shutov D.A., Ivanov A.N., Manukyan A.S., Rybkin V.V.* // ChemChemTech. 2022. V. 65. P. 112.
doi: 10.6060/ivkkt.20226512.6743
29. *Titov V.A., Rybkin V.V., Maximov A.I., Choi H-S.* // Plasma Chem. Plasma Process. 2005. V. 25. P. 503.
doi: 10.1007/s11090-005-4996-z
30. *Titov V.A., Rybkin V.V., Smirnov S.A., Kulentsan A.L., Choi H-S.* // Plasma Chem. Plasma Process. 2006. V. 26. P. 543.
doi: 10.1007/s11090-006-9014-6
31. *Bobkova E.S., Smirnov S.A., Zalipaeva Ya.V., Rybkin V.V.* // Plasma Chem. Plasma Process. 2014. V. 34. P. 721.
doi: 10.1007/s11090-014-9539-z
32. *Smirnov S.A., Shutov D.A., Bobkova E.S., Rybkin V.V.* // Plasma Chem. Plasma Process. 2015. V. 35. P. 639.
doi: 10.1007/s11090-015-9626-9
33. *Shutov D.A., Smirnov S.A., Bobkova E.S., Rybkin V.V.* // Plasma Chem. Plasma Process. 2015. V. 35. P. 107.
doi:10.1007/s11090-014-9596-3
34. *Shutov D.A., Smirnov S.A., Rybkin V.V.* // High Energy Chem. 2014. V.48. P. 502.
doi: 10.1134/S0018143914060071
35. *Bobkova E.S., Rybkin V.V.* // Plasma Chem. Plasma Process. 2015. V. 35. P. 133.
doi: 10.1007/s11090-014-9583-8
36. *Herrmann H., Ervens B., Jacobi H.W., Wolke R., Nowacki P., Zellner R.* // J. Atmos. Chem. 2000. V. 36. P.231.
doi:10.1002/bbpc.19920960347
37. *Pastina B., LaVerne J.A.* // J. Phys. Chem. A. 2001. V. 40. P. 9316.
doi: 10.1021/jp012245j
38. *Van Gils C.A.J., Hofmann S., Boekema B.K.H.L., Brandenburg R., Bruggeman P.J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 175203.
doi: 10.1088/0022-3727/46/17/175203
39. *Buehler R.E., Staehelin J., Hoigne J.* // J. Phys. Chem. 1984. V. 88. P. 2560.
doi: 10.1021/j150656a026
40. *Tomiyasu H., Fukutomi H., Gordon G.* // Inorg. Chem. 1985. V. 24. P. 2962.
doi: 10.1021/ic00213a018
41. *Pandis S.N., Seinfeld J.H.* // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. P. 1105.
doi:10.1029/JD094iD01p01105
42. *Shibata T., Nishiyama H.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 105203.
doi: 10.1088/0022-3727/47/10/10520
43. *Loegager T., Sehested K.* // J. Phys. Chem. 1993. V. 97. P. 10047.
doi: 10.1088/0022-3727/47/10/10520
44. *Field R.J., Noyes R.M., Postlethwaite D.* // J. Phys. Chem. 1976. V. 80. P. 223.
doi: 10.1021/j100544a002
45. *Rabani J., Matheson M.S.* The pulse radiolysis of aqueous solutions of potassium ferrocyanide // J. Phys. Chem. 1966. V. 70. P. 761.
doi: 10.1021/j100875a025
46. *Sehested K., Holcman J., Bjergbakke E., Hart E.J.* // J. Phys. Chem. 1982. V. 86. P.2066.
doi: 10.1021/j100208a031
47. *Goldstein S., Squadrito G.L., Pryor W.A., Czapski G.* // Free Radic. Biol. Med. 1996. V. 21. P. 965.
doi: 10.1016/S0891-5849(96)00280-8
48. *Halpern J., Rabani J.* // J. Am. Chem. Soc. 1966. V. 88. P. 699.
doi: 10.1021/ja00956a015

49. *Gils C.A.J., Hofmann S., Boekema B.K.H.L., Brandenburg R., Bruggeman P.J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 175203.
doi: 10.1088/0022-3727/46/17/175203
50. *Coddington J.W., Hurst J.K., Lyman S.V.* // J. Am. Chem. Soc. 1999. V. 121. P. 2438.
doi: 10.1021/ja982887t
51. *Exner M., Herrmann H., Zellner R.* // Ber. Bunsenges. Phys. Chem. 1992. V. 96. P. 470.
doi:10.1002/bbpc.19920960347
52. *Barzaghi P., Herrmann H.* // Phys. Chem. Chem. Phys. 2002. V. 4. P. 3669.
doi: 10.1039/B201652D
53. *Rudich Y., Talukdar R.K., Ravishankara A.R., Fox R.W.* // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 21023.
doi:10.1029/96JD01844
54. *Shigeo D., Fumiyoshi T., Tsuneo W.* // JPN J. Appl. Phys. 2000. V. 39. P. 4914.
doi: 10.1143/JJAP.39.4914
55. *Zhang J., Chen J., Li X.* // J. Water Resour. Prot. 2009. V. 1. P. 99.
doi: 10.4236/jwarp.2009.12014
56. *Rumbach P., Bartels D.M., Sankaran R.M., Go D.B.* // Nat. Comm. 2015. V. 6. P. 7248.
doi: 10.1038/ncomms8248
57. *Bielski B.H.J., Cabelli D.E., Arudi R.L.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1985. V. 14. P. 1041.
doi:10.1063/1.555739
58. *Knipping E.M., Dabdub D.* // J. Geophys. Res. Atmos. 2002. V. 107. P. 4360.
doi:10.1029/2001JD000867
59. *Barat F., Gilles L., Hickel B., Lesigne B.* // J. Phys. Chem. 1971. V. 75. P. 2177.
doi: 10.1021/j100683a019
60. *Anbar M., Taube H.* // J. Am. Chem. Soc. 1954. V. 76. P. 6243.
doi:10.1021/ja01653a007
61. *Loegager T., Sehested K.* // J. Phys. Chem. 1993. V. 97. P. 6664.
doi: 10.1021/j100141a025
62. *Benderskii V.A., Krivenko A., Ponomarev E., Fedorovich N.* // Elektrokhimiya. 1987. V. 23. P. 1435.
63. *Elliot A.J., McCracken D.R., Buxton G.V., Wood N.D.* // J. Chem. Soc. Farad. Trans. 1990. V. 86. P.1539.
doi: 10.1039/FT9908601539
64. *Goldstein S., Lind J., Merenyi G.* // Chem. Rev. 2005. V. 105. P. 2457.
doi: 10.1021/cr0307087
65. *Merenyi G., Lind J., Czapski G., Goldstein S.* // Inorg. Chem. 2003. V. 42. P. 3796.
doi: 10.1021/ic025698r
66. *Buxton G.V., Greenstock C.L., Helman W.P., Ross A.B.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1988. V. 17. P. 513.
doi:10.1063/1.555805
67. *Gear C.W.* // Math. Comput. 1973. V. 27. P. 673.
doi:10.2307/2005674
68. *Соколов А.Н.* // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2012. № 2. С. 88.
69. *Bobkova E.S., Rybkin V.V.* // Plasma Chem. Plasma Process. 2015. V. 35. P. 133.
doi: 10.1007/s11090-014-9583-8
70. *Malik M.A.* // Plasma Chem. Plasma Process. 2010. V. 30. N 1. P. 21.
doi: 10.1007/s11090-009-9202-2
71. *Радциг А.А., Смирнов Б.М.* Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980. 240 с.

SIMULATION OF PROCESSES INITIATED IN NICKEL NITRATE AQUEOUS SOLUTION BY AN ATMOSPHERIC PRESSURE DC GAS DISCHARGE

D. A. Shutov^{a,*}, A. N. Ivanov^{a,}, P. A. Ignat'eva^{a,***}, and V. V. Rybkin^{a,****}**

^aIvanovo State University of Chemistry and Technology, Ivanovo, 153000 Russia

**e-mail: shutov@isuct.ru*

***e-mail: ivanovan@isuct.ru*

****e-mail: poliv3@mail.ru*

*****e-mail: rybkin@isuct.ru*

We propose a 0-D model describing processes in a system comprising an atmospheric pressure DC discharge and aqueous nickel nitrate solution. The model is represented as two coupled subsystems: plasma and solution. Characteristics of the discharge plasma have been determined by jointly solving the Boltzmann equation for electrons; equations of vibrational kinetics for the ground states of N₂, O₂, NO, H₂, and H₂O molecules; and equations of chemical kinetics (328 reactions, 34 components). In doing so, use was made of experimentally determined reduced electric field strength and vibrational and gas temperatures. The kinetics of the processes in the solution included 121 reactions and 34 components. The calculation results agree with experimental data on the vibrational temperatures of N₂(X) molecules, the kinetics of the decrease in Ni²⁺ concentration, and the variation in solution pH. We have determined the degree of Ni²⁺ conversion and the energy yield of conversion and identified the mechanisms that determine the concentration of the major solution components.

Keywords: discharge, solution, nickel nitrate, simulation